

UNIVERSITA' DEGLI STUDI ROMA TRE

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in FISICA

TESI DI LAUREA

**Ricerca di onde gravitazionali e studio
dei segnali dovuti ai raggi cosmici con le antenne
“NAUTILUS” ed “EXPLORER”**

Relatore:

Dott. Francesco RONGA

Laureanda:

Laura SPERANDIO

Matr. 26167/58

Relatore interno:

Prof. Settimio MOBILIO

Anno Accademico 2002-2003

Indice

Introduzione	1
1. Le Onde Gravitazionali	3
1.1 Le Onde Gravitazionali	3
1.2 Moto dei corpi in presenza di un'onda gravitazionale	6
1.3 Energia trasportata da un'onda gravitazionale	6
1.4 Sorgenti di onde gravitazionali	7
1.4.1 Sorgenti impulsive	9
1.4.2 Sorgenti periodiche	13
1.4.3 Sorgenti aperiodiche	14
2. Rivelatori di onde gravitazionali	17
2.1 Cenni storici	17
2.2 Rivelazione di onde gravitazionali	18
2.3 Rivelatori non risonanti	19
2.4 Rivelatori risonanti	22
2.5 Trasduttori elettromeccanici	26
2.6 Il rumore browniano	29
2.7 Il rumore elettronico	30
2.8 Risposta di un rivelatore risonante a fiotti di onde gravitazionali	32
2.9 I rivelatori risonanti NAUTILUS ed EXPLORER	33
2.9.1 NAUTILUS	33
2.9.2 EXPLORER	39
2.10 Processamento del segnale di un'antenna	40
2.10.1 Filtro ZOP	45
2.10.2 Filtro adattato	46
2.11 Il sistema di acquisizione	48
2.11.1 Acquisizione dati	49
2.11.2 Processamento e archiviazione dati	49

3. I raggi cosmici	51
3.1 Cenni storici	51
3.2 I primari	52
3.3 I secondari	54
3.3.1 Lo sviluppo della cascata adronica nell'atmosfera	57
3.3.2 Flusso di nucleoni	59
3.3.3 Flusso di pioni e kaoni	62
3.3.4 Flusso di muoni	63
3.3.5 Sciami estesi e cascate elettromagnetiche	65
3.4 Interazioni con la barra	67
3.4.1 Perdite di energia	68
3.4.2 Conversione termo-acustica	69
3.5 Simulazioni ed eventi aspettati	77
3.5.1 La simulazione con GEANT	77
3.5.2 Simulazioni del flusso di adroni	80
3.5.3 Stima del flusso di muoni	83
3.5.4 Stima degli eventi da sciami estesi	83
3.6 Ossevizione di raggi cosmici con l'antenna gravitazionale NAUTILUS	84
3.7 L'esperimento RAP	87
4. Il sistema di rivelazione dei raggi cosmici	91
4.1 Introduzione	91
4.2 Descrizione dell'apparato di NAUTILUS	91
4.2.1 Regime di scarica limitata	93
4.2.2 Elettronica e acquisizione dati	95
4.3 Descrizione dell'apparato di EXPLORER	96
4.3.1 I rivelatori a scintillazione	97
4.3.2 I fotomoltiplicatori	99
4.3.3 Operazioni di montaggio e calibrazione	102
4.3.4 Risposta dinamica dei fotomoltiplicatori di EXPLORER	104
4.3.5 Modifiche dei fototubi e calibrazioni	105
4.3.6 Misura della lunghezza di attenuazione	111

4.3.7	L'elettronica	113
4.3.8	Il sistema di acquisizione	115
4.3.9	Operazioni di calibrazione	118
4.3.10	Verifica dell'efficienza	121
5.	Analisi dei segnali in coincidenza	125
5.1	Introduzione	125
5.2	Acquisizione dei dati dall'antenna	125
5.3	Selezione dei campioni	127
5.4	Misura delle coincidenze "vere"	130
5.5	Stima teorica delle coincidenze "casuali"	131
5.6	Misura sperimentale delle coincidenze "casuali"	132
5.7	Le anomalie di EXPLORER	137
5.8	NAUTILUS	139
5.9	Una possibile spiegazione	144
	Conclusioni	147
	Ringraziamenti	149
	Bibliografia	151

Introduzione

La ricerca sperimentale delle onde gravitazionali è stata iniziata da J. Weber nel 1960, con un rivelatore costituito da una barra metallica a temperatura ambiente con una frequenza di risonanza fondamentale di circa 1.6 kHz. L'esito non conclusivo dei primi esperimenti ha incentivato lo sviluppo di antenne criogeniche di maggiore sensibilità.

A causa della piccolissima interazione tra gravitazione e materia la rivelazione di tali onde è assai difficile e oggi la loro ricerca sperimentale continua molto attivamente. Le sorgenti più intense di onde gravitazionali sono oggetti astrofisici collassati o in fase di collasso, di tipo sia stellare che galattico. Per un particolare sistema binario nella nostra Galassia costituito da due stelle di neutroni, denominato PSR 1913+16, è stata misurata la perdita di energia orbitale, che si accorda molto bene con quella che, secondo la teoria einsteiniana, dovrebbe essere l'emissione di onde gravitazionali; ciò dunque costituisce una evidenza indiretta della loro presenza.

Le antenne gravitazionali risonanti NAUTILUS ed EXPLORER, sono in funzione presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'I.N.F.N. (dal 1995) e il CERN di Ginevra (dal 1990), rispettivamente. Si tratta di antenne ultracriogeniche di III generazione che operano alle più basse temperature mai raggiunte da rivelatori di questo genere (100 mK). EXPLORER e NAUTILUS sono parte di una collaborazione internazionale (IGEC, International Gravitational Event Collaboration) che include anche: ALLEGRO (Louisiana, 1991), AURIGA (INFN di Legnaro, 1997) e NIOBE (Australia, 1993).

Per avere la certezza che i segnali rivelati siano attribuibili ad onde gravitazionali, sia EXPLORER che NAUTILUS sono stati dotati di sistemi di veto quali: un'antenna elettromagnetica, un rivelatore sismico e un rivelatore per raggi cosmici (scintillatori e tubi a streamer, rispettivamente).

In questa tesi si riporta il contributo della candidata al lavoro per il completamento del sistema di rivelazione dei raggi cosmici dell'antenna EXPLORER: controllo del funzionamento dell'intero apparato e analisi dell'efficienza, attraverso misure di flussi di raggi cosmici, verificate tramite l'accordo con risultati forniti da calcoli teorici e simulazioni. Tutto ciò è servito per la successiva analisi delle coincidenze tra gli eventi dei raggi cosmici e quelli provenienti dall'antenna gravitazionale EXPLORER. In particolare è stata condotta un'analisi sui dati relativi all'anno 2003, selezionando eventi mediante opportune procedure di filtraggio. Lo scopo è stato quello di verificare che le previsioni riguardanti il numero di coincidenze al giorno, misurabili con l'attuale sensibilità raggiunta dal rivelatore, fossero in accordo con la statistica a disposizione. Da tale studio sono stati ottenuti due importanti risultati:

- è stato riscontrato un comportamento anomalo da parte di EXPLORER che per la prima volta ha osservato degli eventi da raggi cosmici altamente energetici;

- è stata effettuata una misura sperimentale della risoluzione temporale di EXPLORER, che risulta essere di ≈ 10 ms, attraverso lo studio in coincidenza con il suo rivelatore di raggi cosmici.

Sul primo risultato si sta ancora indagando, il secondo invece può essere estremamente importante per la determinazione della finestra temporale, quando si effettua uno studio in coincidenza tra due rivelatori di onde gravitazionali.

Capitolo 1

Le Onde Gravitazionali

1.1 Le Onde Gravitazionali

Le equazioni di Einstein del campo gravitazionale sono alla base della teoria della Relatività Generale e mettono in luce la relazione tra la densità di energia e la curvatura dello spazio-tempo. Esse assumono la forma:

$$(1.1) \quad R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = (8\pi G/c^4) T_{\mu\nu}$$

dove:

- $R_{\mu\nu}$ è il tensore di Ricci, ovvero, la forma contratta del tensore di curvatura di Riemann $R_{\lambda\mu\sigma\nu}$ ($R_{\mu\nu} = g^{\lambda\sigma} R_{\lambda\mu\sigma\nu} = R^{\lambda}_{\mu\lambda\nu}$), che dipende solamente dalle componenti del tensore metrico $g_{\mu\nu}(x)$
- $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ è lo scalare di curvatura, cioè la forma contratta scalare del tensore di Ricci
- $T_{\mu\nu} = \rho u_{\mu} u_{\nu}$ è il *tensore energia-impulso* e descrive le proprietà della materia eventualmente presente nello spazio, essendo ρ la densità nel punto in cui esso viene calcolato e indicando con u_{μ} e u_{ν} i quadrivettori velocità
- c è la velocità della luce
- G è la costante di gravitazione.

Poiché $g_{\mu\nu}$ e $T_{\mu\nu}$ sono tensori simmetrici, le (1.1) si riducono a 10 equazioni non lineari del secondo ordine nelle derivare parziali delle 10 componenti incognite $g_{\mu\nu}$.

E' molto difficile ottenere soluzioni esatte dalle equazioni del campo, data la loro non linearità connessa con il fatto che il campo gravitazionale, possedendo energia ed impulso, è sorgente di se stesso. L'unica soluzione trattabile analiticamente è quella che si ottiene in approssimazione di campo debole. In tal caso il tensore $g_{\mu\nu}$ può essere espresso come la somma di due termini:

$$(1.2) \quad g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$$

dove $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ e $h_{\mu\nu}$ è tale che $|h_{\mu\nu}| \ll 1$. Inoltre, per capire cosa accade nel vuoto, conviene moltiplicare ambo i membri della (1.1) per il tensore $g^{\mu\nu}$ e contrarre, si da ottenere una diversa forma delle equazioni di campo:

$$(1.3) \quad R_{\mu\nu} = (8\pi G/c^4) (T_{\mu\nu} - 1/2 g_{\mu\nu} T)$$

dove T è la traccia di $T_{\mu\nu}$. Dalla (1.3) si intuisce facilmente che per $T_{\mu\nu} = 0$ il membro di destra scompare e il problema si riduce a cercare quali metriche $g_{\mu\nu}$ soddisfino l'equazione $R_{\mu\nu} = 0$. Inserendo la (1.2) in tale equazione e imponendo l'invarianza di gauge sulle sue soluzioni, è possibile dimostrare che essa diviene:

$$(1.4) \quad \square h_{\mu\nu} \equiv \left(\frac{\partial^2}{\partial x^{i^2}} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\mu\nu} = 0$$

La (1.4) ammette soluzioni del tipo:

$$(1.5) \quad h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{k} - \omega t).$$

Tali funzioni di \mathbf{r} e t descrivono onde che si propagano nel vuoto con velocità c lungo la direzione individuata dal vettore \mathbf{k} , in analogia alle onde elettromagnetiche.

Esistono due stati di polarizzazione tra loro ortogonali, definiti come segue:

$$(1.6) \quad \begin{cases} h_+ = \text{Re}\{ A_+ \exp[-i(\omega t - k_0 X)] \} \\ h_x = \text{Re}\{ A_x \exp[-i(\omega t - k_0 X)] \} \end{cases}$$

avendo ridotto $h_{\mu\nu}$ a:

$$(1.7) \quad h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & h_+ & h_x \\ 0 & 0 & h_x & -h_+ \end{pmatrix}$$

Se $h_x = 0$ l'onda si dice polarizzata “+”, $h_+ = 0$ si dice invece polarizzata “×”. L'andamento delle linee di forza dell'onda gravitazionale associati ai due stati di polarizzazione è riportato in figura 1.1.

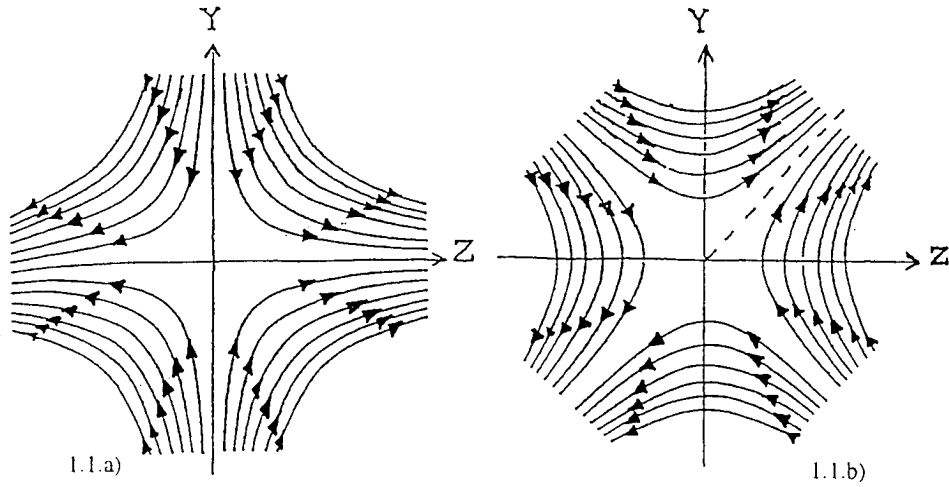


Figura 1.1- Linee di forza associate alle onde gravitazionali con polarizzazione “+” e “x”

In 1.1 (a) è rappresentato il caso di un’onda del tipo h_+ , che si propaga lungo X, le cui linee di forza sono iperboli equilateri con gli assi Y e Z come asintoti. In 1.1 (b) per lo stato di polarizzazione h_x , le corrispondenti linee di forza sono simili ma ruotate di 45° attorno alla direzione di propagazione X. Poiché la più generale onda gravitazionale è una sovrapposizione di h_+ e h_x con coefficienti complessi A_+ e A_x opportunamente scelti, è possibile concludere che le onde gravitazionali sono onde trasversali. I differenti effetti fisici di questi due stati su un anello di particelle sono mostrati in figura 1.2. La riga superiore mostra la deformazione dell’anello per varie fasi del periodo della polarizzazione h_+ . La riga inferiore è la rappresentazione equivalente per la polarizzazione h_x .

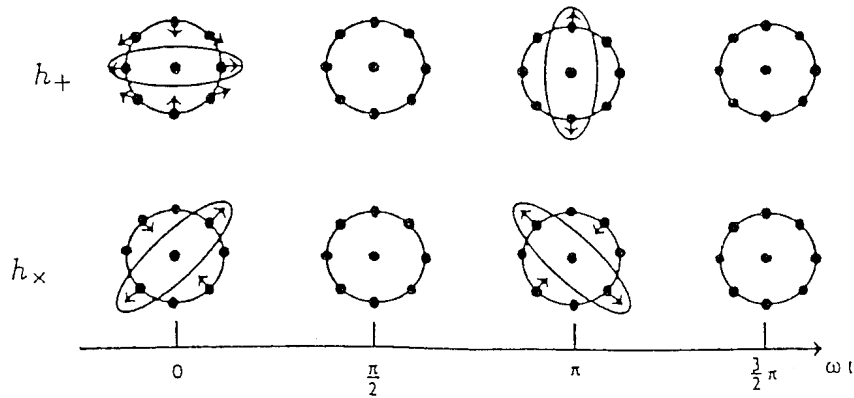


Figura 1.2- Deformazioni di un anello di punti materiali al passaggio di un’onda gravitazionale nelle due polarizzazioni “+” e “x”.

1.2 Moto dei corpi in presenza di un'onda gravitazionale

Il principio di rivelazione delle onde gravitazionali si basa sullo studio degli effetti che esse provocano sulla distanza tra due particelle in caduta libera (*masse test*). Infatti, come conseguenza del principio di equivalenza ($m_i = m_g$), utilizzando un singolo punto non è possibile evidenziare la presenza di un campo gravitazionale in quanto quest'ultimo può essere localmente annullato mediante un'opportuna scelta del sistema di riferimento (ad esempio un ascensore in caduta libera).

Si considerino, quindi, due particelle vicine di cui una posta nell'origine di un sistema di riferimento e l'altra nella posizione $x = \ell$, $y = z = 0$, entrambe a riposo. Si può dimostrare che [1] il vettore ξ^α di separazione delle particelle, obbedisce all'equazione cosiddetta di *deviazione geodetica*:

$$(1.9) \quad \frac{d^2}{d\tau^2} \xi^\alpha = R^\alpha_{\mu\nu\beta} u^\mu u^\nu \xi^\beta.$$

Integrando tale equazione con opportune condizioni iniziali (i due corpi all'inizio sono fermi e a distanza ℓ), si ottiene:

$$(1.10) \quad \begin{cases} \xi^x(t) = \frac{1}{2} \ell h_+(t) \\ \xi^y(t) = \frac{1}{2} \ell h_x(t). \end{cases}$$

Quindi, un'onda con polarizzazione h_+ farà oscillare le due masse lungo l'asse x , mentre una con polarizzazione h_x le farà oscillare lungo l'asse y .

1.3 Energia trasportata da un'onda gravitazionale

Per ciò che riguarda il trasporto di energia da parte di un'onda gravitazionale si può mostrare che l'intensità, intesa come potenza trasportata attraverso l'unità di area, nell'unità di tempo, è data dalla relazione [1]:

$$(1.11) \quad I(t) = [c^3/(16\pi G)] [(\partial h_+/\partial t)^2 + (\partial h_x/\partial t)^2] \quad [\text{J s}^{-1} \text{ m}^{-2}]$$

dove G è la costante di gravitazione universale. Integrando la (1.11) rispetto al tempo si ottiene l'energia totale trasportata per unità di area:

$$(1.12) \quad I_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt \quad [\text{J m}^{-2}]$$

Nella (1.12) la I_0 si può anche esprimere in termini della trasformata di Fourier $H(\omega)$ di $h(t)$, definita da:

$$(1.13) \quad H(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \exp(-i\omega t) dt$$

(con h si indicherà l'una o l'altra delle due polarizzazioni) per cui:

$$(1.14) \quad I_0 = c^3/(16\pi G) \int_{-\infty}^{+\infty} |\omega H(\omega)|^2 d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) d\nu$$

dove $\nu = \omega/2\pi$ è la frequenza. La quantità: $f(\omega)$ [$\text{J m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$] è detta *densità spettrale di energia*.

1.4 Sorgenti di onde gravitazionali

Per capire quali onde gravitazionali possono esistere in natura occorre innanzitutto sapere come esse possono essere generate. Come per le onde elettromagnetiche si trova la soluzione dei potenziali ritardati per le componenti $h_{\mu\nu}$ delle equazioni di campo linearizzate, sostituendo la massa in luogo della carica elettrica. Una differenza sostanziale è che nel campo gravitazionale, a causa dell'uguaglianza $m_i = m_g$, la conservazione della quantità di moto rende nullo il termine di *dipolo*. Pertanto, nel potenziale ritardato sviluppato in serie di *multipoli*, il primo termine è dovuto al momento di *quadrupolo* D_{mn} del sistema di masse [2]:

$$(1.15) \quad D_{mn} = \int \rho [x_m x_n - (1/3) \delta_{mn} r^2] dV$$

con ρ densità di massa del sistema.

Il calcolo della potenza irradiata, trasportata dalle onde gravitazionali, fornisce il seguente risultato [2]:

$$(1.16) \quad W = [G/(5c^5)] (\ddot{D}_{mn})^2$$

Quindi la potenza irradiata è diversa da zero solo se esiste un termine di *quadrupolo* variabile nel tempo (con derivata terza non nulla). Ciò significa che se un corpo perfettamente sferico collassa su se stesso mantenendo la propria simmetria o se avvengono esplosioni perfettamente radiali non c'è produzione di onde gravitazionali.

Una stima di W si può ottenere dall'espressione [1]:

$$(1.17) \quad W = \frac{(W_{in})^2}{W_0}$$

dove $W_0 = c^5/G = 3.69 \cdot 10^{59}$ erg/s è una scala di potenza tipica dei processi gravitazionali ed indicata con M la massa che nel sistema emittente è spostata di L nel tempo T :

$$(1.18) \quad W_{in} \approx \frac{(\text{Massa della parte di sistema che si muove}) \times (\text{dimensioni del sistema})^2}{(\text{tempo che impiega la massa a muoversi da un punto all'altro del sistema})^3}$$

$$= MR^2 / T^3 \quad (= \text{derivata terza del momento di quadrupolo}).$$

Essendo W_0 enorme, W risulta sempre molto piccola in condizioni usuali. A titolo di esempio è possibile considerare l'emissione di onde gravitazionali da parte di un'asta di lunghezza L e massa M , in rotazione con velocità angolare $\Omega = 28$ rad/s attorno ad un'asse ad essa ortogonale. Se si esprime W in funzione del raggio di Schwarzschild $r_s = 2MG/c^2$ [1]:

$$(1.19) \quad W = \frac{32}{45} \frac{c^5}{G} \left(\frac{r_s}{L}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^6$$

dove $v = \omega L/2$ è la velocità periferica, risulta evidente che la realizzazione di sorgenti di onde gravitazionali in laboratorio è praticamente impossibile ed è necessario rivolgere l'attenzione a sorgenti astrofisiche in cui masse enormi ed estremamente compatte sono accelerate a velocità prossime a quelle della luce.

In natura esistono vari sistemi astrofisici da cui ci si aspetta emissione di onde gravitazionali. Essi possono essere divisi in tre grandi categorie:

- (a) Sorgenti impulsive che danno origine a segnali di breve durata in confronto ai tipici tempi di osservazione;
- (b) Sorgenti periodiche i cui segnali sono formati dalla sovrapposizione di sinusoidi, di ampiezza approssimativamente costante per tempi lunghi rispetto ai tempi di osservazione;
- (c) Sorgenti aperiodiche che danno segnali di tipo stocastico per un intervallo temporale lungo.

1.4.1 Sorgenti impulsive

I segnali impulsivi sono tipicamente originati da eventi catastrofici, quali esplosioni di supernovae, che originano stelle di neutroni e buchi neri, collassi di oggetti compatti in sistemi binari (costituiti da due stelle di neutroni oppure due buchi neri o ancora una stella di neutroni e un buco nero) e, in generale, da ogni collasso gravitazionale che devia dalla perfetta simmetria sferica, dando luogo ad oscillazioni che non sono di tipo puramente radiale.

Le sorgenti impulsive sono caratterizzate dall'emissione di burst di durata τ , per i quali lo spettro di Fourier (piatto) ha larghezza $\Delta\nu \sim 1/\tau$. Per le supernovae $\Delta\nu = 10 \div 10^4$ Hz; mentre per sistemi binari coalescenti $\Delta\nu \approx 10^3$ Hz.

Coalescenza di oggetti compatti in sistemi binari. Sistemi binari di stelle di neutroni possono produrre onde gravitazionali in tutte e tre le classi. A mano a mano che il sistema evolve perde energia, la distanza orbitale si riduce sempre più fino a che i due oggetti finiscono per coalescere emettendo un breve ma intenso burst di onde gravitazionali. Pochi minuti prima della fusione, insieme all'ampiezza, anche la frequenza delle onde emesse aumenta da pochi Hz a circa 1 kHz, per questo motivo tali oggetti sono anche denominati "chirp". Thorne [3] attribuisce alle onde emesse da un sistema binario di stelle di neutroni spiraleggianti un'ampiezza:

$$(1.20) \quad h \sim 0.237 \frac{\mu^{1/2} M^{1/3}}{r_0 f_c^{1/6}} = 4.1 \cdot 10^{-22} (\mu/M_\odot)^{1/2} (M/M_\odot)^{1/3} (100\text{Mpc}/R) (100 \text{ Hz}/f_c)^{1/6}$$

dove $M = M_1 + M_2$ è la massa totale, $\mu = M_1 \cdot M_2 / M$ è la massa ridotta e f_c è la frequenza della massima sensibilità del rivelatore.

Lai e Shapiro [3] hanno creato un modello per rappresentare la coalescenza delle stelle di neutroni secondo il quale l'idrodinamica dissipativa del sistema, instabile a causa delle interazioni mareali, determina una riduzione della distanza orbitale dei due oggetti sempre più rapida. Osservando sistemi binari e singoli di stelle di neutroni e la

rate di supernovae in galassie esterne, essi stimano che la rate di coalescenza (*merging*) nella nostra galassia sia di $10^{-6} \div 10^{-4}$ all'anno.

Due casi particolarmente interessanti sono: la caduta dei corpi celesti nei buchi neri e i processi di collasso gravitazionale. Nel primo caso la quantità di energia emessa in onde gravitazionali è pari a:

$$(1.21) \quad \Delta E \approx 2.5 \cdot 10^{-3} m^2 c^2 / M$$

dove M è la massa del buco nero e m quella del corpo in caduta. Lo spettro in frequenza della radiazione si estende fino a

$$(1.22) \quad \nu_{max} = 4.9 \cdot 10^3 M_{\odot} / M$$

In figura 1.3 [3] è rappresentata la forma d'onda gravitazionale prodotta da due buchi neri di $10 M_{\odot}$ che spiraleggiano in un sistema binario. Nel caso di una coppia di buchi neri super massivi ($\sim 10^8 M_{\odot}$) il risultato sarebbe analogo, ma poiché la frequenza tende a decrescere inversamente alla massa dell'oggetto considerato, ci si aspettano in tal caso onde gravitazionali di bassa frequenza. Esiste l'evidenza che tali oggetti con masse nel range di $10^6 \div 10^9 M_{\odot}$ siano presenti in molte galassie e probabilmente anche nel nucleo della nostra, anche se soltanto oggetti aventi una massa di almeno $10 M_{\odot}$ permettono di raggiungere frequenze dell'ordine del kHz, rivelabili dalle antenne NAUTILUS ed EXPLORER. Onde gravitazionali a bassa frequenza possono essere generate anche da oggetti orbitanti attorno a buchi neri di grande massa, come piccoli buchi neri, stelle di neutroni, nane bianche o anche stelle di sequenza principale. Una emissione notevole di onde gravitazionali si avrebbe però solo nel caso in cui un buco nero di grande massa fosse in grado di assorbire completamente ed interamente l'oggetto vicino, ma se esso venisse dissolto lentamente dalle interazioni mareali, sì da formare un disco di accrescimento attorno al buco nero stesso, allora l'emissione di radiazione gravitazionale potrebbe essere trascurabile.

Collassi gravitazionali. Il collasso gravitazionale si verifica quando una stella con massa $M > 1.4 M_{\odot}$ (*limite di Chandrasekhar*) ha esaurito il suo combustibile nucleare e il suo nucleo ha raggiunto le densità tipiche delle "nane bianche": a questo punto una violenta implosione comprime fino ad una densità di 10^{14} g/cm³ il nucleo sul quale rimbalza la materia della shell più esterna provocando una catastrofica onda d'urto. A questo processo si accompagna l'emissione di onde gravitazionali con spettro approssimativamente continuo fino a $\nu_{max} \approx 1/2 \tau_g$, dove $\tau_g = (\pi G \rho)^{-1/2}$ è il tempo caratteristico del collasso e ρ è la densità finale del sistema collassato. In questo caso:

$$(1.23) \quad \Delta E \cong Q_{max}^2 / 30 \pi \tau_g^5$$

con Q_{max} pari alla componente del tensore di *quadrupolo* lungo l'asse di rotazione.

Nell'ipotesi realistica che sia $\tau_g \approx (0.5 \div 1)$ ms, risulta $\nu_{max} \approx (1 \div 2)$ kHz. Ne consegue che se il collasso avviene al centro della nostra galassia e vengono convertite $\sim 0.10 M_\odot$ in onde gravitazionali, alla frequenza $\nu \sim 900$ Hz, si trova $h \approx 4 \times 10^{-18}$; tale valore è rivelabile dai sistemi di rivelazione più sensibili oggi in funzione. Inoltre il flusso di neutrini associato all'evento permetterebbe di determinare la direzione e di fissare l'istante esatto del collasso. Rappresentare la forma d'onda della radiazione gravitazionale emessa durante un collasso può essere difficile a causa delle incertezze riguardanti la modellizzazione delle progenitrici degli eventi di supernovae. E' possibile però quantificare l'emissione di onde gravitazionali da un collasso definendo l'efficienza ε come la frazione di massa a riposo del sistema che viene convertita in radiazione gravitazionale. Stime teoriche predicono una efficienza piuttosto bassa ($10^{-6} \div 10^{-10}$) durante il collasso, mentre per l'evoluzione post-collasso $\varepsilon \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ [3]. In ogni caso l'efficienza sembra dipendere dal momento angolare della stella progenitrice. Sfortunatamente la frequenza di questo tipo di eventi nella nostra galassia è, nelle stime più ottimistiche, dell'ordine di una ogni 25 anni. Aumentando la sensibilità a $h \approx 10^{-21}$ si è in grado di osservare fino all'ammasso della Vergine (~ 15 Mpc) e si può raggiungere la frequenza di qualche evento al mese.

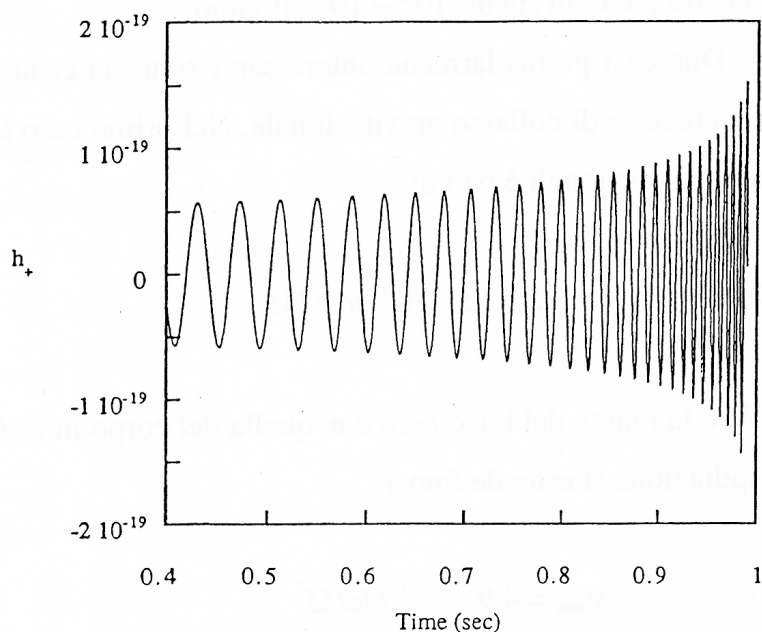


Figura 1.3- Forma d'onda gravitazionale per buchi neri di $10 M_\odot$ che spiraleggiano in un sistema binario

MACHO. La curva di rotazione di stelle in galassie spirali [4] fornisce l'evidenza della presenza di "Dark Matter" (DM), materia che non da alcun contributo luminoso, pur avendo una massa pari ad almeno 10 volte quella della materia visibile. I

candidati per materia barionica non luminosa sono: pianeti di tipo Giove, nane brune, nubi di gas freddo, nane bianche, stelle di neutroni e buchi neri di varie dimensioni. Dall'osservazione di eventi di microlensing [3] da parte dell'esperimento MACHO, in direzione della Grande Nube di Magellano, Thorne, Nakamura e altri hanno ipotizzato l'esistenza di micro buchi neri. Essi suggeriscono infatti che i MACHO potrebbero essere buchi neri (BH MACHO) di $\sim 0.5 M_{\odot}$, formati nell'Universo primordiale ($t \sim 10^{-5}$ s) quando la temperatura era di ~ 1 GeV. Stimano inoltre che nell'alone della nostra galassia fino a ~ 50 kpc, esistano $\sim 4 \cdot 10^{11}$ buchi neri di cui $\sim 5 \cdot 10^8$ appartenenti a sistemi binari, il cui tempo di coalescenza è comparabile all'età dell'Universo. In tal caso la rate degli eventi di coalescenza per una galassia sarebbe di $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ all'anno ed entro un raggio di 15 Mpc, ci si aspetterebbero alcuni eventi all'anno. Se il moto dei due buchi neri non è disturbato il sistema non guadagna momento angolare e la coalescenza si avrà in un tempo pari a t_{ff} (*free-fall*). Durante la coalescenza vengono emesse onde gravitazionali di ampiezza:

$$(1.24) \quad h = 4 \cdot 10^{-21} (M/M_{\odot})^{5/6} (R/20\text{Mpc})^{-1} (\nu/100\text{ Hz})^{-1/6}$$

dove $M = (M_1 M_2)^{3/5} / (M_1 + M_2)^{1/5}$ è la massa del sistema binario le cui componenti hanno masse individuali M_1 ed M_2 . L'ampiezza raggiunge il valore minimo (sensibilità ottimale del rivelatore) alla frequenza di circa 100 Hz. La rate prevista per eventi di coalescenza di BH MACHO, binari è ben maggiore delle migliori stime riguardanti la rate di coalescenza per stelle di neutroni ($\sim 1 \cdot 10^{-5}$ eventi all'anno nella nostra galassia) che sono, come già detto, tra le più importanti sorgenti di onde gravitazionali.

Gamma Ray Burst. Si ritiene che la formazione di buchi neri, la coalescenza di oggetti compatti in sistemi binari, l'esplosione di hypernovae siano spesso accompagnate dai *gamma ray burst* (GRB), improvvisi e intensi lampi di raggi- γ , isotropicamente distribuiti nello spazio, la cui durata può variare da una frazione di secondo a qualche centinaia di secondi. Poiché, nell'ipotesi di distribuzione uniforme della radiazione emessa, i GRB coinvolgono potenze dell'ordine di $10^{51} \div 10^{54}$ erg/s, comparabile alla quantità di energia che può irradiare un'intera galassia in cento anni, essi sono visibili anche a distanze cosmologiche. Attualmente è in oggetto di studio l'ipotesi di una possibile correlazione statistica tra GRB ed emissione di onde gravitazionali. Se così fosse la rivelazione di uno o più burst γ potrebbe funzionare da "trigger" per la rivelazione di radiazione gravitazionale, stimando un tempo di ritardo di qualche secondo tra i due eventi (se si accetta il modello "*fireball*" [5]). In caso contrario, e cioè se non si rivelassero onde gravitazionali dopo burst γ , ciò non implicherebbe necessariamente la negazione di una correlazione tra i due eventi in quanto se la sorgente dei GRB è posta a 1 Gpc, l'ampiezza delle onde gravitazionali associate alla conversione di $1 M_{\odot}$ a tale distanza è $h \sim 3 \cdot 10^{-22}$, mentre l'attuale sensibilità delle antenne è $h \sim 4 \cdot 10^{-19}$ (equivalente alla conversione di $10^6 M_{\odot}$ a quella distanza). Una effettiva correlazione statistica tra GRB e onde gravitazionali potrebbe essere accertata qualora si riuscisse a migliorare la sensibilità degli attuali rivelatori [5].

1.4.2 Sorgenti periodiche

Le sorgenti periodiche sono rappresentate da:

- sistemi binari lontani dalla coalescenza per i quali $\Delta\nu \sim 10^{-4} \div 10^{-2}$ Hz;
- rotazione di singole stelle di neutroni (*pulsar*) con $\Delta\nu \sim 10^{-4} \div 10^{-2}$ Hz;
- oggetti compatti in accrescimento;
- rotazione e pulsazione delle nane bianche aventi $\Delta\nu \sim 10^{-2} \div 1$ kHz.

Nel caso della pulsar binaria PSR 1913+16 (Hulse e Taylor) $R \approx 10^{11}$ cm, $M \approx 10^{33}$ g e il periodo di rotazione è di qualche ora, risulta: $\dot{W} \approx 10^{31}$ erg/s. Il sistema dovrebbe decadere tipicamente in un miliardo di anni. L'irraggiamento gravitazionale cresce rapidamente e riduce la distanza delle due componenti; per una separazione di 1000 km, si avrebbe $\dot{W} \approx 10^{40}$ erg/s e il collasso avverrebbe in meno di tre ore. Questa costituisce una importantissima prova indiretta dell'esistenza delle onde gravitazionali (figura 1.4).

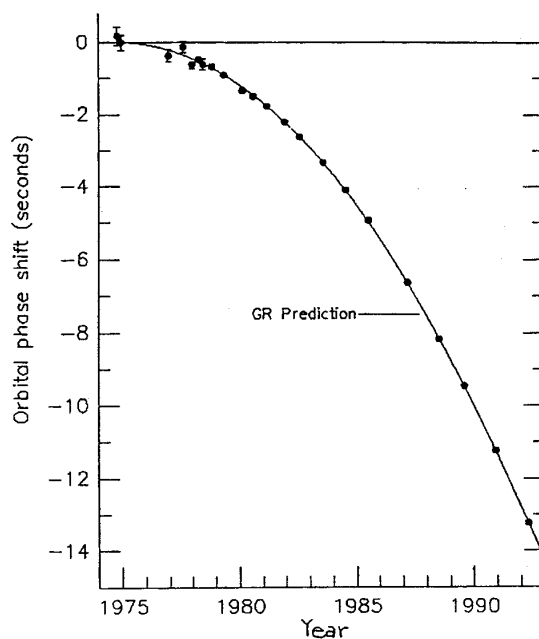


Figura 1.4- Diminuzione del periodo orbitale della pulsar binaria che prova l'esistenza delle onde gravitazionali e che valse il Premio Nobel per la fisica a Hulse e Taylor nel 1993.

Altri sistemi binari interessanti da osservare sono quelli a breve periodo, ad esempio quello di una binaria di contatto presente nella costellazione dell'Orsa Maggiore che presenta un periodo orbitale di qualche ora (si tratta in genere di sistemi di piccola massa), ma anche quello delle *variabili cataclismiche* consistenti in genere di una nana bianca accompagnata da una stella di sequenza principale. Queste ultime hanno un periodo orbitale che varia da 1000 s (quelli costituiti da 2 nane bianche) a 1

giorno. Infine tra i più comuni sistemi binari costituiti da una stella di neutroni e una di sequenza principale troviamo le LMXB (binarie di piccola massa che emettono radiazione X) e HMXB (binarie di grande massa che emettono radiazione X), in cui la radiazione X è emessa in seguito al trasferimento di materia dalla compagna alla stella di neutroni. Dalle stime di Verbunt [3] la produzione di onde gravitazionali in tale situazione avviene ad una frequenza di $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ Hz e con una ampiezza $h \sim 10^{-20} \div 10^{-22}$.

La ricerca sperimentale ha ricevuto grande impulso dalla scoperta della pulsar B1937+214, dotata di un bassissimo periodo di rotazione: $T \approx 1.56$ ms. Tale periodo diminuisce di circa $1.7 \cdot 10^{-19}$ s ogni secondo. Da questa misurazione si può effettuare una stima per il valore di h sulla terra dell'ordine di $3 \cdot 10^{-27}$. Nonostante questo valore sia inferiore ai limiti di rivelazione attuali, bisogna considerare che:

- (a) è plausibile ritenere che possano esistere altre sorgenti periodiche di questo tipo, alle quali possono corrispondere, eventualmente, valori di h più elevati;
- (b) la stabilità del segnale delle sorgenti periodiche permette tempi lunghi di osservazione con la possibilità di incrementare il rapporto segnale rumore SNR (cfr. paragrafo 2.10) [6].

1.4.3 Sorgenti aperiodiche

Può esistere un fondo rivelabile di radiazione gravitazionale, così come esiste un fondo cosmico di radiazione elettromagnetica. Gli eventi responsabili di onde gravitazionali di questo tipo potrebbero essere di varia natura: formazione di buchi neri primordiali o pregalattici, collassi gravitazionali di galassie o di stelle di grande massa poste ad alti redshift che danno vita a buchi neri [6], ma anche il fondo cosmico di radiazione gravitazionale.

Il fondo stocastico di onde gravitazionali, in particolare, si presenta come rumore associato all'onda stessa ma privo di ben definite caratteristiche di durata e frequenza. È importante notare che, oltre alla componente derivante dalla sovrapposizione di deboli segnali provenienti, a esempio, da sistemi di stelle binarie, tale fondo potrebbe essere il risultato di processi che avvennero durante le fasi iniziali dell'evoluzione dell'universo. La potenziale origine cosmologica emerge dal calcolo del tempo t_{dec} a cui avvenne il *disaccoppiamento* dei gravitoni. Esso rappresenta l'intervallo temporale tra il Big Bang e l'istante in cui la rate di interazione Γ , per una data specie di particelle, è uguale alla rate di espansione dell'Universo, misurata dal parametro di Hubble H . Per tempi successivi a tale istante, l'evoluzione di queste particelle è disaccoppiata da quella del resto dell'Universo. In conseguenza di ciò lo spettro attuale di quel determinato tipo di particelle conserva memoria delle condizioni dell'Universo al tempo t_{dec} . Dal momento che la frequenza Γ dipende dalla costante d'accoppiamento dell'interazione a

cui sono soggette le particelle, si comprende come i gravitoni si disaccoppino prima dei fotoni. E' facile mostrare [8] che mentre la radiazione elettromagnetica, che costituisce il fondo di microonde, si è disaccoppiata circa $4 \cdot 10^5$ anni dopo il Big Bang, un gravitone osservato oggi alla frequenza di ~ 100 Hz, è stato prodotto quando l'Universo aveva una temperatura di $T_* \sim 6 \cdot 10^8$ GeV e cioè al tempo $t_* \sim 7 \cdot 10^{-25}$ s (allora il gravitone aveva una energia $E_* \sim 3$ GeV). In tal senso il fondo stocastico gravitazionale sarebbe in grado di fornire informazioni circa lo stato dei primissimi istanti di vita dell'Universo, non accessibili in altro modo.

L'intervallo di frequenza coperto da queste sorgenti è previsto estendersi da $\sim 10^{-10}$ Hz fino a ~ 1 kHz. Il fondo stocastico è difficile da rivelare con un singolo rivelatore poiché esso è praticamente indistinguibile dal rumore degli strumenti: se la sorgente non è distribuita in modo isotropo la rivelazione può emergere al variare dell'orientazione dell'antenna in seguito alla rotazione terrestre, altrimenti è necessario avere una correlazione tra segnali provenienti da 2 o più rivelatori indipendenti. Si preferisce esprimere l'intensità di tale tipo di sorgente in termini della seguente quantità adimensionale [7]:

$$(1.25) \quad \Omega_{GW}(f) = (1/\rho_c) (d\rho_{GW}/d \ln f)$$

dove ρ_{GW} è la densità di energia delle onde gravitazionali del fondo stocastico, f è la loro frequenza e $\rho_c \approx 5 \cdot 10^{-30}$ g cm⁻³ (nel modello di Einstein-de Sitter [8]) è l'attuale valore della densità di energia critica per un Universo chiuso. In termini della costante di Hubble H_0 :

$$(1.26) \quad \rho_c = \frac{3 H_0^2}{8\pi G}$$

con $H_0 = h_0 \cdot 100$ Km s⁻¹ Mpc⁻¹ e $0.50 < h_0 < 0.65$. Ad esempio il *modello inflazionario* prevede che $\Omega_{GW} \sim 10^{-14}$. La *nucleosintesi primordiale* pone un limite al contributo delle sorgenti primordiali fissando:

$$(1.27) \quad \int_{f=0}^{f=\infty} d(\ln f) \Omega_{GW} \leq 10^{-5} .$$

Un valore maggiore implicherebbe una abbondanza di ⁴He superiore a quella osservata [7].

Capitolo 2

Rivelatori di onde gravitazionali

2.1 Cenni storici

La ricerca di onde gravitazionali nacque alla fine degli anni '50 con gli studi di Weber, il quale affermò la possibilità di costruire in laboratorio un apparato in grado di rivelarle. Seguì, nell'università del Maryland, la costruzione del primo rivelatore risonante a temperatura ambiente, costituito da un cilindro di alluminio di una tonnellata e mezzo, sospeso in una camera da vuoto e ricoperto da ceramiche piezoelettriche ultrasensibili per rivelarne le deformazioni. I risultati iniziali presentati da Weber aprirono un nuovo campo di indagine [9].

Negli anni '60 si formarono vari gruppi di ricerca che ripeterono gli esperimenti con tecnologie simili a quelle usate da Weber, ma con risultati negativi. Tra questi i più importanti furono i gruppi di Tyson ai Bell Laboratories del New Jersey [10], di Braginskii all'Università di Mosca [11], di Levine e Garwin presso i centri di ricerca IBM a New York [12], di Alpin a Glasgow [13] e infine il gruppo dell'ESRIN di Frascati, unico ad avere portato avanti un esperimento in coincidenza insieme al gruppo di Maischberger a Monaco [14]. Nei primi anni '70 Fairbank e Hamilton proposero di ricorrere alla criogenia per diminuire il rumore termico che limitava la sensibilità dei rivelatori a temperatura ambiente (di I generazione) [15] [16].

Il primo a intraprendere questa nuova strada fu ancora Weber che raffreddò un cilindro di alluminio di 1,5 tonnellate alla temperatura dell'azoto liquido (77 K). Tuttavia, l'aumentata sensibilità rendeva ora dominanti gli eccessi di rumore dovuti a disturbi associati a sistemi di raffreddamento. I tentativi di risolvere questi problemi hanno portato agli inizi degli anni '80 allo sviluppo delle antenne di II generazione a più bassa temperatura di funzionamento. Nel 1986 i tre rivelatori di Roma, Louisiana e Stanford, con l'analisi in coincidenza, hanno fornito un limite superiore alla intensità di onde gravitazionali in arrivo sulla Terra.

L'antenna EXPLORER, del gruppo di Roma, raffreddata alla temperatura di 4 K mediante ^4He , ha anticipato la realizzazione della III generazione di rivelatori. Questi ultimi sono raffreddati a temperature al di sotto dei 100 mK grazie all'uso di refrigeratori a diluizione $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Di questa ultima generazione fa parte anche

l'antenna NAUTILUS, descritta ampiamente nel seguito. Chiaramente la migliore sensibilità raggiunta dalle antenne dell'ultima generazione è frutto non soltanto della minore temperatura di lavoro ma anche dell'utilizzo di recenti tecnologie (trasduttori elettromeccanici e amplificatori dc-SQUID a basso rumore, cfr. paragrafi 2.5 e 2.7) e di nuovi sistemi di sospensione.

Nella tabella 2.1 sono riportate alcune caratteristiche delle tre generazioni di antenne risonanti.

Generazione	Temperatura (K)	Trasduttore	Minimo h rivelabile
I	300	Piezoelettrico	10^{-17}
II	4.2	Risonante	10^{-19}
III	0.1	Risonante + SQUID	10^{-21}

Tabella 2.1- Caratteristiche delle tre generazioni di antenne risonanti (h rappresenta la variazione percentuale del tensore metrico).

2.2 Rivelazione di onde gravitazionali

In linea di principio, la rivelazione di onde gravitazionali si ottiene misurando la variazione nel tempo della distanza $\xi(t)$ tra due corpi in caduta libera, non soggetti a forze a parte la mutua interazione gravitazionale e ricavando, attraverso l'equazione della deviazione geodetica (cfr. paragrafo 1.2) che governa l'evoluzione di tale distanza, i valori $h_+(t)$ e $h_\times(t)$. La situazione di caduta libera può essere realizzata solo nello spazio extraterrestre (due sonde spaziali, il sistema Terra – Luna), mentre sulla superficie terrestre i due corpi dovranno necessariamente essere posti su opportuni supporti (strutture vincolari).

Esistono due categorie distinte di rivelatori:

- (a) *rivelatori non risonanti* nei quali i supporti tra i due corpi sono il più possibile indipendenti l'uno dall'altro;
- (b) *rivelatori risonanti* nei quali i due corpi sono collegati uno all'altro tramite un corpo elastico in grado di oscillare.

Quest'ultima categoria è stata storicamente la prima ad essere utilizzata da Weber nelle sue ricerche pionieristiche.

2.3 Rivelatori non risonanti

Sono attualmente in fase di sviluppo rivelatori di onde gravitazionali basati sull'uso di interferometri di Michelson: negli USA il progetto LIGO (Laser Interferometric Gravitational Observator) e in Europa, il progetto italo-francese VIRGO.

Si consideri un interferometro laser di Michelson del tipo in figura 2.1 e si supponga che un'onda gravitazionale lo investa viaggiando lungo la direzione di uno dei suoi bracci, perpendicolarmente all'altro. Causa la natura trasversa dell'onda gravitazionale, il braccio parallelo alla direzione dell'onda manterrà invariata la sua lunghezza ℓ , mentre quella del braccio perpendicolare subirà invece una variazione:

$$(2.1) \quad \Delta\ell \approx \ell h_+ / 2 .$$

I fasci luminosi che percorrono i due bracci perpendicolari dell'interferometro sono identici e si ottengono dividendo il fascio laser incidente per mezzo di uno specchio semiriflettente (BS). I due fasci riflessi dagli specchi finali M_1 e M_2 si riuniscono poi in corrispondenza di BS. Pertanto, all'arrivo di un'onda gravitazionale, ci si aspetta uno spostamento piccolissimo nella figura d'interferenza osservata dal PD. In altre parole i rivelatori interferometrici rivelano le onde gravitazionali misurando lo sfasamento ottico tra questi due fasci dato dalla differenza di cammino ottico divisa per la lunghezza d'onda della luce del laser.

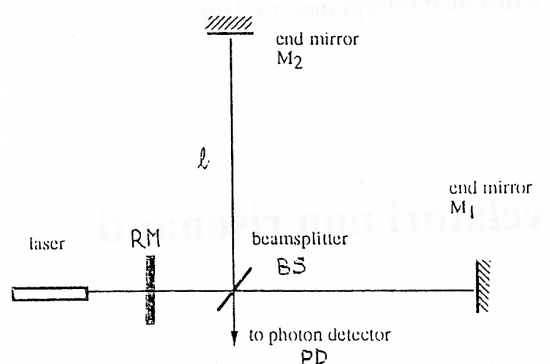


Figura 2.1- Interferometro di Michelson.

Il fatto che la variazione di lunghezza dei bracci sia proporzionale ad ℓ comporta la necessità di bracci di grandi dimensioni. Per realizzare valori di ℓ molto grandi pur mantenendo limitate le dimensioni pratiche esistono due possibili metodi: uno basato sulle linee di ritardo di Herriot e l'altro sulle cavità risonanti dette Fabry-

Perot. L'idea del primo metodo è quella di far riflettere più volte i due fasci divisi, prima di farli ricombinare nuovamente, allungando così il cammino ottico ℓ . Il secondo metodo invece, si basa sul tempo medio di permanenza τ di un fotone nelle cavità risonanti. Il cammino medio percorso da un fotone sarà quindi $\ell = c\tau$. Aumentando τ , che dipende direttamente dalla riflettività degli specchi dei Fabry-Perot, si aumenta di conseguenza ℓ . Ciò si realizza sintonizzando la cavità alla risonanza, cioè regolando la sua lunghezza L in modo da immagazzinare in essa la massima potenza, e aggiustando le relazioni tra le fasi dei vari fasci circolanti. In tal modo, intrappolare potenza, equivale a tutti gli effetti a molti "round-trips" di un singolo fascio attraverso la cavità: è in tal senso che si spiega l'aumento del cammino ottico. Proprio il fatto di avere una elevata lunghezza dei bracci (3 km nel caso di VIRGO e 4 km per LIGO), permette di avere una forza dovuta all'onda gravitazionale che, essendo proporzionale a $\ell\omega^2$, può essere molto superiore a quella che si ha nelle barre risonanti, per le quali, come vedremo, ℓ è circa 3 metri. Questa caratteristica permette agli interferometri di avere alta sensibilità anche alle basse frequenze (da 4 Hz fino a 6 kHz circa). Gli interferometri sono quindi strumenti a banda larga, adatti a ricevere segnali nella regione delle basse frequenze, quali ad esempio quelli emessi dalle stelle di neutroni (che producono onde di ampiezza $h = 10^{-25}$, a frequenze maggiori di 4 Hz) ma anche da esplosioni di supernove nell'ammasso della Vergine (con $h = 10^{-21}$, nella banda attorno ai 1000 Hz).

Per valutare la sensibilità di questi rivelatori è necessario confrontare il segnale (2.1) con il rumore. Qualsiasi rumore che introduca una variazione relativa delle fasi dei due fasci luminosi può compromettere la sensibilità dell'interferometro, in quanto la variazione della metrica h prodotta dall'onda gravitazionale si misura a partire dalla variazione di fase $\Delta\Phi$. Le principali fonti di rumore che limitano la sensibilità di un'antenna interferometrica, sono [17]:

- *Shot noise*, dovuto alla natura discreta dei fotoni. Si può dimostrare che esso provoca una variazione di fase:

$$(2.2) \quad \Delta\Phi_{SN} = \frac{1}{2} [\hbar\omega / P \Delta t]^{1/2} ,$$

dove \hbar è la costante di Plank ridotta. Da questa espressione si nota che è possibile ridurre tale rumore aumentando il tempo di misura Δt e la potenza P del laser, oppure diminuendo la frequenza $\nu = \omega / 2\pi$. Al fine di aumentare la potenza incidente nell'interferometro (di un fattore 50 nel caso di VIRGO) senza accrescere quella del laser, si introduce lo *specchio di riciclo* RM (cfr. figura 2.1), interposto tra il laser e il BS, grazie al quale il fascio di ritorno verso il laser viene reimpresso nell'interferometro.

- *Rumore sismico*, prodotto da sorgenti naturali (vento, movimenti tellurici) ed artificiali (traffico, attività industriali), il cui spettro è rilevante a basse frequenze (da 0 Hz a 1 kHz). Al fine di attenuare tale rumore VIRGO utilizza particolari dispositivi di sospensione degli specchi, chiamati *superattenuatori*, composti da una

- cascata di 6 filtri meccanici ciascuno dei quali ha la proprietà di attenuare il rumore sismico di un fattore circa 100, per frequenze maggiori di 4 Hz.
- *Rumore dell'indice di rifrazione dei Fabry-Perot*, dovuto alla variazione di densità del gas residuo all'interno dei tubi dell'interferometro. Questa induce una variazione dell'indice di rifrazione del mezzo con conseguente variazione di fase del fascio e, quindi, un rumore di fase. Per ridurre tale rumore è necessario diminuire la pressione del gas residuo all'interno dei tubi a valori dell'ordine di 10^{-9} mbar.
 - *Rumore della pressione di radiazione*, dovuto alle fluttuazioni nella pressione di radiazione agente sugli specchi. Come lo shot noise è legato alla distribuzione poissoniana dei fotoni del fascio, ma contrariamente ad esso tale rumore diminuisce al decrescere del numero dei fotoni N . Al fine di ridurre tale rumore si dovrebbe diminuire N , tuttavia per non aumentare lo shot noise occorre arrivare ad un compromesso e scegliere per N un valore opportuno.
 - *Rumore termico degli specchi*, indotto dal moto browniano degli atomi che costituiscono gli specchi dell'interferometro. In altre parole, gli atomi degli specchi e dei fili metallici che li sostengono sono in continua agitazione termica e producono microscopici movimenti della superficie riflettente. Occorre allora fare in modo che le frequenze di risonanza degli specchi siano il più possibile al di fuori della banda di sensibilità dell'interferometro.

Rivelatori di questo tipo riescono a raggiungere una sensibilità pari a $3 \cdot 10^{-23} \text{ Hz}^{-1/2}$, alla frequenza di 1 kHz. In figura 2.2 sono riportate le sensibilità di vari rivelatori di onde gravitazionali oggi operanti; si tenga presente che le curve relative a LIGO, VIRGO e MiniGRAIL sono teoriche mentre tutte le altre sono sperimentali.

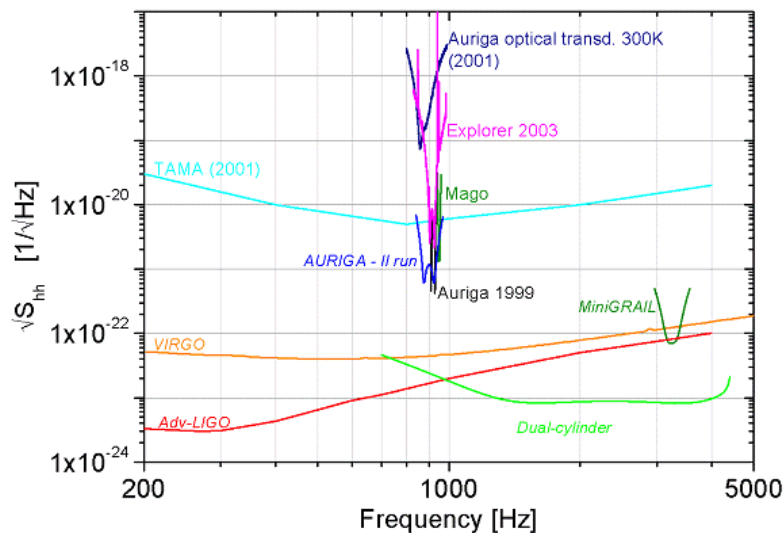


Figura 2.2- Curve di sensibilità per rivelatori di onde gravitazionali di vari tipi.

2.4 Rivelatori risonanti

Un tipico rivelatore risonante è costituito da un corpo elastico continuo (*oscillatore distribuito*), quale ad esempio un cilindro in alluminio, sospeso mediante un filo che passa in un piccolo solco lungo la sezione baricentrale. La barra deve avere risonanze meccaniche alla frequenza a cui si cerca di rivelare la radiazione, in modo che all'arrivo dell'onda gravitazionale inizi a vibrare con una ampiezza che decresce via via nel tempo a causa delle dissipazioni.

Si consideri un cilindro metallico elastico, di massa M , lunghezza L e raggio R , come quello rappresentato in figura 2.3. In esso si possono avere vibrazioni meccaniche sia trasversali che longitudinali. Nel caso in cui risulti $L \gg R$, la barra può essere considerata unidimensionale, le oscillazioni trasversali possono essere trascurate e il problema di quelle longitudinali si semplifica considerevolmente. Scegliendo l'asse z del sistema di riferimento diretto lungo l'asse della barra e ponendo l'origine del sistema (ossia dell'asse z) nel suo baricentro, si può dimostrare che [2] la *funzione di trasferimento* del sistema (cioè, il rapporto tra la trasformata di Fourier del segnale in uscita e quella del segnale in ingresso) è:

$$(2.3) \quad T(\omega, z) = \frac{1}{2} \left(z - \frac{\text{sen}(\alpha z)}{\alpha \cos(\alpha L/2)} \right)$$

dove:

$$(2.4) \quad \alpha = \left(\frac{\omega^2 \rho}{Y + i\omega D} \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{\rho \omega^2}{Y} \frac{1}{1 + i/Q} \right]^{\frac{1}{2}}$$

essendo Y il coefficiente di Young e D un parametro che tiene conto delle dissipazioni dovute agli attriti interni tra i vari elementi della barra. E' stato introdotto, inoltre, il *fattore di merito* Q , che descrive le perdite acustiche del sistema, ed è definito da:

$$(2.5) \quad Q = Y / (\omega D) .$$

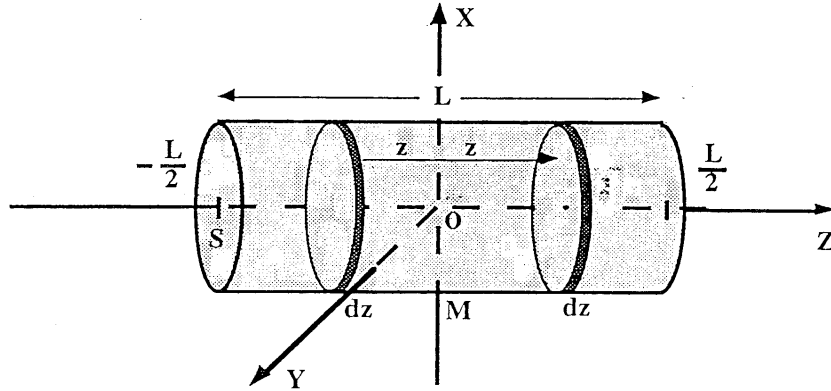


Figura 2.3- Modello di oscillatore semplice applicato ad un cilindro.

Come vedremo, in tutti gli esperimenti per la rivelazione delle onde gravitazionali, tipicamente, deve essere $Q \gg 1$. Sviluppando la (2.4) in serie di potenze di Q^{-1} , si ottiene:

$$(2.6) \quad \alpha \approx \omega (\rho / Y)^{1/2} \left(1 - i \left(\frac{1}{2Q} \right) \right) \approx \omega \left(\frac{\rho}{Y} \right)^{1/2}$$

Tenendo conto di tale espressione, dalla (2.3) si vede che c'è una risonanza tutte le volte che il valore della pulsazione ω soddisfa l'equazione:

$$(2.7) \quad \cos [\omega (\rho / Y)^{1/2} (L/2)] = 0$$

ossia per

$$(2.8) \quad \omega = \omega_k = (2k + 1) (\pi v / L)$$

dove $v = (Y / \rho)^{1/2}$ è la velocità di propagazione del suono nel materiale di cui è costituita la barra. Il *modo fondamentale* corrisponde alla pulsazione

$$(2.9) \quad \omega_0 = \pi v / L$$

(ottenuto per $k = 0$) ed è quello che viene comunemente considerato nei rivelatori di onde gravitazionali. È importante osservare che vengono eccitate soltanto le armoniche dispari: questa è una caratteristica della radiazione gravitazionale ed è legata alla sua natura quadrupolare.

Per $Q \gg 1$, sviluppando in serie la funzione di trasferimento (2.3) e per $\omega \approx \omega_0$, si ottiene:

$$(2.10) \quad T(\omega, z) \rightarrow \frac{2L \sin(\pi z / L)}{\pi^2 [2(\omega / \omega_0 - 1)^{-1/2}]}$$

che è massima alle estremità della barra ($z = \pm L / 2$).

La (2.10) con $z = \pm L / 2$ è esattamente quella che si avrebbe se al posto della barra si considerasse un oscillatore armonico puntiforme con frequenza di risonanza $\nu = \omega_0 / (2\pi)$ e soggetto alla forza $f(t)$ per unità di massa e di lunghezza ℓ :

$$(2.11) \quad f(t) = \frac{\ell}{2} \ddot{h}, \quad \ell = (4 / \pi^2) L.$$

Poiché lo stesso ragionamento può essere fatto per ciascuno dei modi di risonanza, si conclude che, purché la barra possa essere considerata unidimensionale, essa è equivalente ad un insieme infinito di oscillatori elementari ciascuno con frequenza caratteristica pari a ognuna delle frequenze di risonanza date dalla (2.8). In virtù di tale equivalenza, per affrontare il problema della rivelazione delle onde gravitazionali è sufficiente limitarsi al caso più semplice dell'interazione di queste con un oscillatore armonico semplice rappresentato da due masse $m = M / 2$ connesse tramite una molla di lunghezza ℓ data dalla seconda delle (2.11) (vedi figura 2.4).

Se l'onda si propaga lungo l'asse x , perpendicolare alla direzione z lungo cui è disposto l'oscillatore e se $\xi(t)$ rappresenta lo spostamento rispetto alla posizione di equilibrio, allora:

$$(2.12) \quad \ddot{\xi} + 2\beta_1 \dot{\xi} + \omega_0^2 \xi = \frac{\ell}{2} \ddot{h}$$

dove $-\omega_0^2 \xi$ è la forza elastica di richiamo e $2\beta_1 \dot{\xi}$ è la forza dissipativa per unità di massa, con $\beta_1 = \omega_0 / 2Q$. L'equazione (2.12) ha per soluzione:

$$(2.13) \quad \xi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\ell}{2} \frac{\omega^2 H(\omega) e^{i\omega t}}{(\omega^2 - \omega_0^2) - 2i\omega\beta_1} d\omega.$$

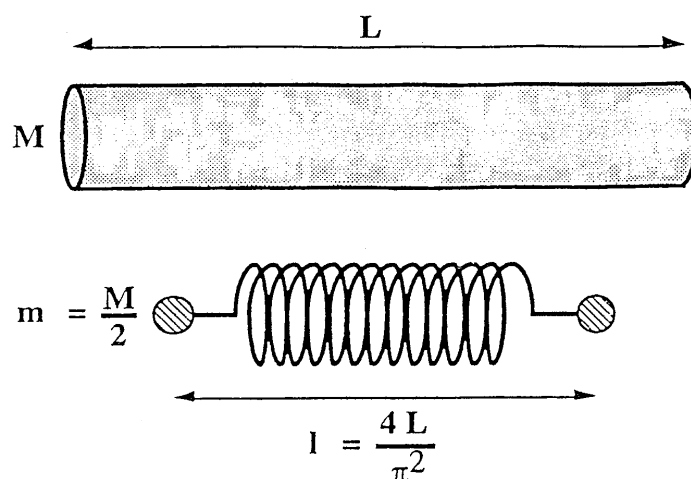


Figura 2.4- Equivalenza tra la barra considerata e un oscillatore semplice.

A questo punto, prima di descrivere la risposta di un rivelatore risonante nel caso specifico di fiotti di onde gravitazionali, è opportuno introdurre alcuni concetti preliminari. In particolare sarà utile descrivere le principali sorgenti di rumore di un rivelatore di questo tipo, dal momento che i dati registrati da un rivelatore di onde gravitazionali consistono essenzialmente di rumore, dal quale occorre distinguere il contributo di eventuali, debolissimi segnali gravitazionali.

Le fonti di rumore sono classificabili in due distinte categorie. La prima comprende tutti quei rumori il cui effetto può essere quantificato tramite modelli matematici: il rumore browniano, il rumore di corrente e di tensione introdotto dall'amplificatore, inevitabilmente presente nella catena di read – out del rivelatore mostrata in figura 2.5. Su questa categoria è possibile intervenire, oltre che con la criogenia, attraverso algoritmi di analisi. Alla seconda categoria appartengono invece tutti quei disturbi di origine ignota non quantificabili attraverso un modello. Per ovviare a questi ultimi si può solo curare l'isolamento meccanico ed elettromagnetico del rivelatore e mettere in coincidenza due o più antenne.

Nei paragrafi successivi verranno trattate soltanto le due più importanti sorgenti di rumore, termico ed elettronico, e per facilitare l'esposizione verrà anteposta alla loro trattazione quella dei trasduttori.

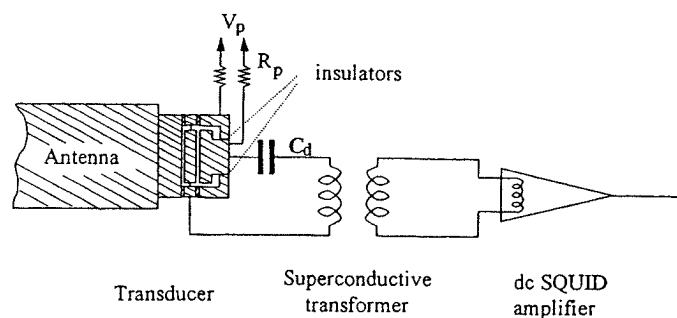


Figura 2.5- Schema di read – out delle antenne.

2.5 Trasduttori elettromeccanici

Il trasduttore elettromeccanico converte le vibrazioni della barra in segnali elettrici. Si può considerare, ad esempio, il caso di un *trasduttore risonante capacitivo*, come quello mostrato in figura 2.6. Esso consiste in un condensatore metallico montato all'estremità della barra ($z = L/2$) e tale da poter vibrare a sua volta con elevato fattore di merito alla frequenza di risonanza f_0 della barra stessa.

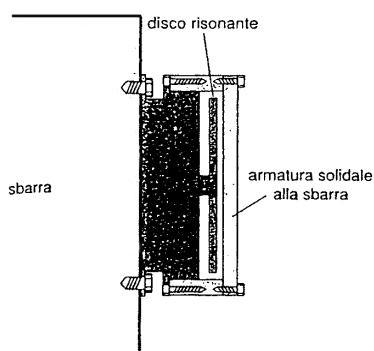


Figura 2.6- Schema di un trasduttore risonante capacitivo.

Una delle due armature è connessa rigidamente alla barra, l'altra a forma di disco, vibra con spostamento $x(t)$ rispetto alla sua posizione di equilibrio. Ciò costituisce un sistema

di due oscillatori accoppiati (barra e trasduttore), che scambiano energia di vibrazione ad una frequenza $f^* = f_0 (\mu)^{1/2}$. Questo si traduce nella presenza di due frequenze f_+ e f_- , che rappresentano i modi risonanti dei due oscillatori accoppiati, date da:

$$(2.14) \quad f_{\pm} = f_0 + f^* = f_0 \left[1 \pm \frac{1}{2} \sqrt{\mu} \right]$$

dove μ è il rapporto fra la massa ridotta m_t del trasduttore e la massa ridotta $m_b = M/2$ della barra, risulterà: $\mu \ll 1$. Gli spostamenti di barra e trasduttore sono legati tra loro dall'espressione:

$$(2.15) \quad x_t(t) = \xi(L/2, t) \mu^{-1/2}$$

Una grandezza importante è rappresentata da :

$$\beta = \frac{\text{energia elettrica utilizzata dal trasduttore}}{\text{energia meccanica disponibile}}$$

che nel caso del trasduttore capacitivo è data da:

$$(2.16) \quad \beta = \frac{C V^2 / 2}{m_t \dot{x}_t^2 / 2} = \frac{C V^2}{m_t \omega^2 x_t^2}$$

dove C è la capacità del condensatore – trasduttore e V la tensione applicata. In effetti il trasduttore elettromeccanico è un condensatore costituito da due piatti paralleli aventi superficie S , posti a distanza d e mantenuti a carica costante q . Nella situazione in cui vi sia proporzionalità tra la tensione V e lo spostamento, cioè:

$$(2.17) \quad V(t) = \eta x_t$$

allora la (2.16) diventa:

$$(2.18) \quad \beta = C \eta^2 / (m_t \omega^2) .$$

Per il trasduttore capacitivo, la costante di proporzionalità η (i cui valori tipici sono dell'ordine di $10^6 \div 10^7$ V/m) dovrebbe essere resa il più grande possibile attraverso l'ottimizzazione dell'isolamento elettrico (sì da poter mantenere a lungo costante una carica elevata su uno dei due piatti) e la minimizzazione della distanza tra le armature. Tali accorgimenti sono fondamentali per rivelare una vibrazione piccola come quella

indotta da un'onda gravitazionale. Anche lo spostamento x_t del piatto del trasduttore può essere reso molto maggiore dello spostamento della faccia dell'antenna, accordando la frequenza propria di risonanza del trasduttore con quella dell'antenna f_0 .

Il segnale elettrico uscente dal trasduttore va in un amplificatore elettronico a basso rumore (dc-SQUID, cfr. paragrafo 2.7) caratterizzato dalla potenza spettrale del rumore di corrente $\langle I_n^2 \rangle$ e dal rumore di tensione $\langle V_n^2 \rangle$. In termini di tali grandezze è possibile definire le due quantità seguenti:

$$(2.19) \quad \begin{cases} T_n = (\langle I_n^2 \rangle \langle V_n^2 \rangle)^{1/2} / k = \text{temperatura di rumore} \\ R_n = (\langle V_n^2 \rangle / \langle I_n^2 \rangle) = \text{resistenza caratteristica di rumore dell'amplificatore} \end{cases}$$

Affinché trasduttore e amplificatore siano elettricamente adattati occorre che R_n sia dello stesso ordine dell'impedenza di uscita $|Z_t|$ del trasduttore, cioè dovrà essere

$$(2.20) \quad \lambda = R_n / |Z_t| \approx 1.$$

Poichè, per un dato rivelatore, i parametri fisici quali massa, dimensioni, frequenza di risonanza e temperatura termodinamica sono fissati, un significativo aumento della sensibilità può essere ottenuto solo riducendo il contributo del rumore elettronico e migliorando l'accoppiamento β tra trasduttore e amplificatore. I trasduttori risonanti sono componenti essenziali per una sensibilità elevata. Nel corso degli anni se ne sono realizzati vari tipi (induttivi, capacitivi, parametrici, ottici) caratterizzati da diverse geometrie (a fungo, a diaframma) ma nella maggior parte dei casi la sensibilità dipende fondamentalmente dalle dimensioni della gap d compresa tra il risonatore e la superficie dell'elettrodo, in cui si instaura un campo elettromagnetico. In un trasduttore lineare, quando la gap viene ridotta (e l'accoppiamento β cresce) è richiesta una massa m_t sufficientemente grande per ottimizzare l'adattamento antenna – amplificatore, in accordo all'equazione:

$$(2.21) \quad m_t = 2 \pi \frac{\beta}{V_n} \sqrt{2kTM_a / (Q\omega_a^3)}.$$

Quindi è preferibile avere un trasduttore più pesante se si utilizzano buoni amplificatori (con basso V_n).

Il gruppo ROG ha ideato un trasduttore dal design molto innovativo, che è stato montato sull'antenna EXPLORER all'inizio dell'anno 2000 e su NAUTILUS nel 2002. La sua particolare geometria a "rosetta" permette di ridurre la gap a circa 10 μm e di raggiungere una capacità C_t di 12 nF, più del triplo di quanto concedevano i trasduttori usati in passato. Inoltre l'attuale fattore di merito $Q \approx 2 \cdot 10^6$ potrebbe essere migliorato fino a $Q \approx 5 \cdot 10^6$, mentre l'accoppiamento tra la parte elettrica e meccanica del circuito,

realizzato con l'amplificatore dc-SQUID, è stato notevolmente migliorato. In questa configurazione la sensibilità spettrale corrispondente ad una larghezza di banda < 10 Hz, fornisce il minimo valore rivelabile di $h \approx 2 \cdot 10^{-19}$ [18].

2.6 Il rumore browniano

Il rumore termico o browniano nella barra è dovuto al moto reticolare degli atomi del metallo che tendono a vibrare in modo casuale con una energia media proporzionale alla temperatura: solo abbassando T è possibile ridurre l'agitazione termica.

Allo scopo di descrivere gli aspetti salienti di tale tipo di rumore è necessario premettere alcuni richiami sulla teoria generale dei *processi stocastici* [19]. Ciò ci consentirà di definire alcune grandezze che intervengono nella trattazione di qualunque tipo di rumore, non solo quello browniano. Per processo stocastico si intende un insieme di funzioni $f_i(t)$ dipendenti dal tempo, ciascuna delle quali è associata al risultato di un esperimento probabilistico, di probabilità p_i ($\sum p_i = 1$). Un caso particolarmente importante è quello dei *processi stazionari*, le cui proprietà statistiche sono invarianti rispetto a traslazioni temporali. Le variabili statistiche più importanti di un processo stocastico sono il *valor medio* η_x e l'*autocorrelazione* R_{xx} (se il processo è gaussiano queste lo caratterizzano completamente) definite dalle relazioni:

$$(2.22) \quad \begin{cases} \eta_x = E [x (t)] \\ R_{xx} (\tau) = E [x (t+\tau) x (t)] \end{cases}$$

nel caso di un processo stazionario reale $x(t)$.

Le proprietà spettrali dei segnali deterministici sono individuate dalla loro trasformata di Fourier. I segnali associati ad un processo stazionario non sempre soddisfano le condizioni per la trasformabilità secondo Fourier, ma possiedono sicuramente una *funzione di autocorrelazione*. Allora, per caratterizzare le proprietà spettrali si usa lo *spettro di potenza* che si dimostra essere la trasformata di Fourier dell'autocorrelazione:

$$(2.23) \quad S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau R_{xx}(\tau) e^{-i\omega\tau} .$$

Ai fini della valutazione del contributo del rumore browniano al moto della barra, occorre tenere conto che ad ogni elemento dissipativo presente nel sistema è possibile associare un generatore di rumore con un opportuno spettro di potenza (teorema generalizzato di Nyquist [20]). L'equazione dell'oscillatore smorzato con cui è possibile rappresentare la barra è data dalla (2.12), dove $(\ell/2)\ddot{h} = F/m$, essendo $m = M/2$ la massa ridotta ed F una forza stocastica dovuta alle particelle del bagno termico. Nel caso in considerazione, il fattore di dissipazione meccanica β_1 corrisponde ad un generatore di rumore con spettro di potenza [20]:

$$(2.24) \quad S_0 = 4 k T \beta_1 m$$

dove T è la temperatura termodinamica e k la costante di Boltzmann. Se la funzione di trasferimento dell'oscillatore è:

$$(2.25) \quad W(\omega) = \frac{1}{m[(\omega_0^2 - \omega^2) - 2i\omega\beta_1]}$$

lo spettro di potenza relativo allo spostamento $\xi(t)$ sarà dato da $S_{\xi\xi}(\omega) = S_0 |W(\omega)|^2$, per cui risulta:

$$(2.26) \quad \overline{\xi^2} = R_{\xi\xi}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} S_{\xi\xi}(\omega) \approx \frac{kT}{m\omega_0^2}$$

in accordo con il principio di equipartizione dell'energia il quale afferma che l'energia associata a ciascun modo di oscillazione dell'antenna è pari a $kT/2$. Ad esempio, se l'ampiezza di tali oscillazioni in un cilindro di 2 tonnellate è dell'ordine di 10^{-16} m alla temperatura ambiente, essa scende a 10^{-18} m alla temperatura di 0.03 K ($x = \sqrt{kT / (m \omega_0^2)}$).

2.7 Il rumore elettronico

Il segnale elettrico all'uscita del trasduttore elettromeccanico è inviato all'ingresso di un amplificatore dc-SQUID, (*Superconducting Quantum Interference Device*). Lo SQUID è un dispositivo superconduttore di niobio basato sull'effetto Josephson, la cui temperatura di rumore, è pari a circa 10^{-6} K alla frequenza di 1 kHz. Esso presenta sempre un rumore a banda larga, approssimativamente costante in frequenza, nella regione di interesse. È possibile schematizzare lo SQUID come un

amplificatore di corrente ideale, privo di rumore, unito ad un generatore di tensione con spettro V_n^2 e ad uno di corrente con spettro I_n^2 , tra loro indipendenti.

Il trasduttore oltre a trasformare segnali meccanici in elettrici agisce anche in senso contrario, facendo sì che il rumore elettrico metta in vibrazione la barra. Questo effetto detto di *back-action* non è distinguibile da quello prodotto dal moto browniano: entrambi rappresentano un rumore a banda stretta e sono filtrati dalla stessa funzione di trasferimento. Si può dimostrare che [20] lo spostamento quadratico medio dei due effetti combinati è dato da:

$$(2.27) \quad \bar{\xi}_{b.s.}^2 = \frac{kT}{m\omega_o^2} \left(1 + \frac{\beta QT_n}{2\lambda T} \right).$$

Da tale relazione si vede che l'effetto del rumore termico di retroazione è, dunque, equivalente ad un innalzamento della temperatura del modo di risonanza:

$$(2.28) \quad T_e = T \left(1 + \frac{\beta QT_n}{2\lambda T} \right).$$

Il rumore di tensione V_n presenta invece uno spettro a banda larga e agisce sommandosi direttamente all'uscita del trasduttore, così che lo spettro di rumore assume la forma:

$$(2.29) \quad S_o = V_n^2 + I_n^2 |Z(\omega)|^2 = V_n^2 (1 + 1/\lambda^2) = k T_n |Z(\omega)|^2 / \lambda^2$$

dove $Z(\omega)$ è l'impedenza all'uscita del trasduttore. Il suo effetto è proporzionale alla larghezza di banda utilizzata, di cui costituisce anche una limitazione. Infatti, definendo la larghezza di banda come la regione in cui il SNR $\neq 0$, essa sarebbe molto maggiore della semplice larghezza di risonanza, nel caso si usasse un amplificatore senza rumore.

In che modo adattare, però, un amplificatore SQUID al trasduttore affinché sia verificata la (2.20)? Ciò è piuttosto difficile per trasduttori capacitivi che hanno una grande impedenza di uscita ($\approx 10^4 \div 10^5 \Omega$), perché l'impedenza di rumore dello SQUID è $R_n \approx 10^{-3} \Omega$. La soluzione consiste nel fare uso di un trasformatore superconduttore che non generi rumore e nell'adozione di un opportuno rapporto di spire tra primario e secondario. Una capacità C_d tra il trasduttore e il trasformatore, disaccoppia l'apparato dal circuito di polarizzazione del trasduttore. Quindi, complessivamente, il sistema barra, trasduttore risonante e circuito LC (all'uscita del trasduttore) formerebbero un sistema di tre oscillatori accoppiati: due meccanici (barra e trasduttore) ed uno elettrico (circuito LC). Poiché la frequenza di quest'ultimo è circa il doppio di quella

dell'oscillatore meccanico, è possibile trascurare il suo effetto sul comportamento dinamico globale ed approssimare il sistema a tre modi con uno a due modi.

2.8 Risposta di un rivelatore risonante a fiotti di onde gravitazionali

Le limitazioni alla sensibilità dell'antenna risonante hanno origine dal rumore browniano della barra e dal rumore elettronico che segue il trasduttore. Il confronto tra segnale e rumore è reso più semplice se si esprimono tutte le grandezze in termini energetici. Si cominci con il considerare *l'energia di vibrazione della barra* E . A partire dall'ampiezza di vibrazione dell'estremità della barra e ricordando l'espressione della densità spettrale di energia $f(\omega)$ introdotta nel capitolo 1, si ha [2]:

$$(2.30) \quad E = (1/4) M \omega_0^2 \xi_0^2 = (M \omega_0^4 / \pi^4) L^2 H^2(\omega_0) = \Sigma f(\omega)$$

dove è stata introdotta la sezione d'urto [20]:

$$(2.31) \quad \Sigma = (16 / \pi) (v / c)^2 (G / c) M$$

che descrive la risposta della barra, ovvero quanta energia è in grado di assorbire, se investita da un'onda di determinata intensità. Nella (2.30) la Σ è stata ottenuta nell'ipotesi che l'onda gravitazionale sia polarizzata linearmente e investa perpendicolarmente l'asse della barra. Per una distribuzione isotropa di onde gravitazionali non polarizzate, si dimostra che [20]:

$$(2.32) \quad \Sigma_{is} = (2 / 15) \Sigma = (32/15 \pi) (v/c)^2 (G/c) M .$$

Si prenda ora in considerazione *l'energia di rumore* E_n , intesa come l'energia del più piccolo segnale rivelabile (cioè tale che il rapporto segnale – rumore $SNR = 1$, cfr. paragrafo 2.10). Assumendo che il trasduttore non contribuisca al rumore, essa si può esprimere come [20]:

$$(2.33) \quad E_n = 2 k T_n \{ [1 + (1/\lambda^2)] [1 + (2 \lambda T / \beta Q T_n)] \}^{1/2}$$

e rappresenta il rumore dovuto al moto browniano della barra e al rumore elettrico dell'amplificatore, in assenza di sollecitazioni esterne. Dalla (2.33) si vede che il rumore elettronico è trascurabile se è soddisfatta la condizione:

$$(2.34) \quad 2 \lambda T / (\beta Q T_n) \ll 1 .$$

Pur non anticipando nulla sulle tecniche di campionamento e filtraggio che verranno descritte in dettaglio più avanti, occorre precisare che la (2.33) è stata ricavata in condizioni di "filtraggio ottimizzato", in cui cioè i dati ottenuti con un campionamento a intervalli di tempo Δt del segnale di uscita vengono combinati tra di loro linearmente mediante coefficienti che minimizzano la radice quadrata della combinazione lineare stessa.

La condizione $SNR = 1$ impone che $E \geq E_n$. Per avere un'idea degli ordini di grandezza si immagini di voler rivelare un pacchetto di onde gravitazionali di energia totale pari a $10^{-2} M_{\odot} c^2$, con sorgente situata al centro dell'ammasso della Vergine ($R = 19$ Mpc). Per $\nu = 1$ kHz, la densità spettrale di energia sulla Terra è $f(\omega) = 4.6 \cdot 10^{-6}$ J / (m^2 Hz); la sezione d'urto data dalla (2.31), per una barra di massa $M = 2300$ kg vale $\Sigma = 4.23 \cdot 10^{-25}$ m^2 Hz; da ciò $E = 2 \cdot 10^{-30}$ J.

Affinché sia $E \geq E_n$, una possibile scelta dei vari parametri è la seguente: $T_n = 2 \cdot 10^{-8}$ K, $\beta = 10^{-2}$, $\lambda = 1$, $Q = 2 \cdot 10^7$.

2.9 I rivelatori risonanti NAUTILUS ed EXPLORER

Ciascuno dei due rivelatori è costituito da una barra di una particolare lega di alluminio (Al 5056), materiale che consente di avere un fattore di merito $Q > 10^6$. Le barre sono lunghe 3 m, hanno un diametro di 60 cm ed una massa di 2350 Kg. Per entrambe le frequenze di risonanza del modo fondamentale sono intorno ai 900 Hz. In EXPLORER operante presso il CERN, la barra si trova in un criostato ad una temperatura di circa 4K, mentre in NAUTILUS, installato ai laboratori dell'INFN di Frascati, la barra è raffreddata a circa 0.1K mediante un refrigeratore a diluizione.

2.9.1 NAUTILUS

Lo schema generale del sistema è caratterizzato da una sezione centrale più corta dell'antenna, contenente la riserva di ^4He liquido, gli scambiatori di calore a gas

freddo e delle cupole terminali, di diametro minore, che si attaccano alla sezione centrale. Il criostato consiste di sette involucri. Il più esterno realizzato in acciaio funge da camera da vuoto, in cui si raggiunge una pressione di 10^{-9} mbar, seguono due schermi concentrici in alluminio raffreddati dai vapori freddi di elio, provenienti dal contenitore più interno, a sua volta costruito in acciaio inossidabile ed avente una capacità di 2000 litri. All'interno di quest'ultimo schermo è installato uno scambiatore di calore necessario per mantenerlo isoterma anche quando il livello di elio liquido al suo interno è basso. Due cupole di rame sono attaccate al contenitore d'acciaio tramite guarnizioni di indio. In questo modo la zona da vuoto necessaria per l'isolamento termico del criostato è separata da quella in cui si trova l'antenna vera e propria. Nello spazio vuoto delimitato dal contenitore d'acciaio e dalle due cupole terminali si trovano l'uno dentro l'altro in sequenza, tre schermi di rame senza ossigeno (OFHC), ad altissima conducibilità termica, che circondano completamente l'antenna. Il primo schermo di rame è termicamente connesso con lo stadio di refrigerazione ad 1 K del refrigeratore a diluizione (che verrà descritto più avanti), mentre il secondo è collegato allo scambiatore di calore e infine il terzo è in contatto con la camera di miscelazione. La sezione centrale di ciascuno di questi 3 schermi è costituita da un anello massiccio di rame. Questi anelli agiscono come masse intermedie di un sistema di filtraggio delle vibrazioni meccaniche a 4 stadi in cascata. I cavi di titanio Ti64 attraverso i quali sono sospesi gli schermi, insieme al cavo di rame che sostiene la barra, rappresentano gli elementi elastici di una cascata di filtri meccanici passa-basso. Il sistema di sospensione della barra, mostrato in figura 2.7, è quello classico inventato da Weber, con un cavo unico passante per la sezione baricentrale, con l'angolo di stacco θ il più possibile vicino a zero, ma con un punto di tangenza al di sopra del baricentro, in modo da fornire una configurazione di equilibrio stabile e la migliore attenuazione. L'attenuazione meccanica totale, alla frequenza di risonanza di ~ 900 Hz, e dell'ordine di -260 dB (il dB, unità di misura dell'attenuazione, è definito come $A_{dB} = 20 \log T(\omega)$, con $T(\omega)$ funzione di trasferimento del filtro).

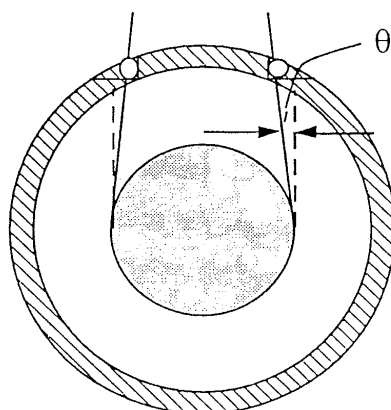


Figura 2.7- Sistema di sospensione per la barra dell'antenna NAUTILUS.

Nella figura 2.8 è mostrata la sezione centrale e uno spaccato dell'intero sistema, in cui sono evidenziati i vari schermi e il contenitore dell'elio. Ma ciò che rende questo rivelatore di III generazione è l'uso di un *refrigeratore a diluizione*, capace di portare la barra ad una temperatura inferiore ai 100 mK. Il principio di funzionamento di tale strumento si basa sulle diverse proprietà quantistiche dell' ^3He (fermione) e dell' ^4He (bosone). Al di sotto di 0.8 K una miscela di 2 isotopi si separa: una parte costituita quasi esclusivamente da ^4He *superfluido* è sovrastata da ^3He liquido più leggero. Essendo i 2 isotopi dell'elio caratterizzati da una grande differenza della tensione di vapore la diluizione avviene tramite assorbimento di calore dall'ambiente circostante. Tale refrigeratore è in grado di mantenere ad una temperatura così bassa una massa di circa 4 tonnellate e di garantire un gradiente termico piuttosto piccolo tra il centro e gli estremi. La struttura di insieme del refrigeratore è alta circa 2 m e viene inserita nella parte centrale del criostato, scendendo fino a 30 cm sopra all'antenna. Il contatto tra refrigeratore ed antenna è realizzato attraverso una configurazione che permette di estrarre calore dal cilindro senza trasmettere vibrazioni all'esterno del criostato, ciò grazie ad un sistema di ancoraggio degli scambiatori di calore ai vari schermi termici che circondano l'antenna. In tal modo si realizza il duplice intento di raffreddare gli schermi ed inglobare il refrigeratore nel sistema di sospensioni antivibranti del criostato.

Le eventuali vibrazioni meccaniche che si propagano lungo i tubi del refrigeratore vengono così attenuate prima di arrivare alla cella di diluizione. L'antenna stessa è collegata alla cella di diluizione mediante un cavo di rame OFHC che la abbraccia attorno alla sezione centrale (ottimo isolamento meccanico). Gli scambiatori riescono a raffreddare i due schermi in rame più interni fino a 0.1 – 0.3 K, senza influenzare la temperatura della camera di diluizione, mentre il terzo schermo è ancorato al contenitore di ^4He a 1.2 K. Oltre che con la creazione del vuoto, l'isolamento termico è stato migliorato dall'utilizzo di una molteplicità di strati di mylar alluminato che avvolgono i vari schermi e il recipiente dell'elio liquido. In tal modo l'evaporazione dell'elio viene fortemente ridotta sì da portare la durata del successivo riempimento ad oltre 2 settimane.

L'antenna è infine equipaggiata di un rivelatore per raggi cosmici (ampiamente descritto nel cap. 4) consistente in strati di tubi a streamer; la presenza di tale strumento è necessaria poiché sciame estesi o singole particelle energetiche (muoni o adroni) interagendo con la barra potrebbero produrre segnali che simulano burst di onde gravitazionali. I risultati delle acquisizioni ottenuti fino a giugno 1998 mostrano un considerevole miglioramento della sensibilità dell'apparato con notevole riduzione del rumore non stazionario, rispetto ai dati acquisiti nel periodo 1995-97.

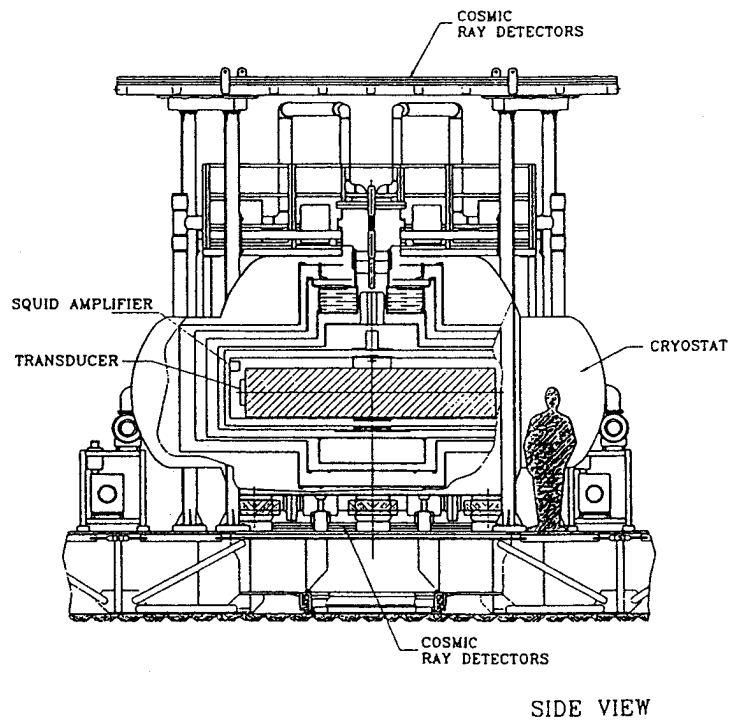
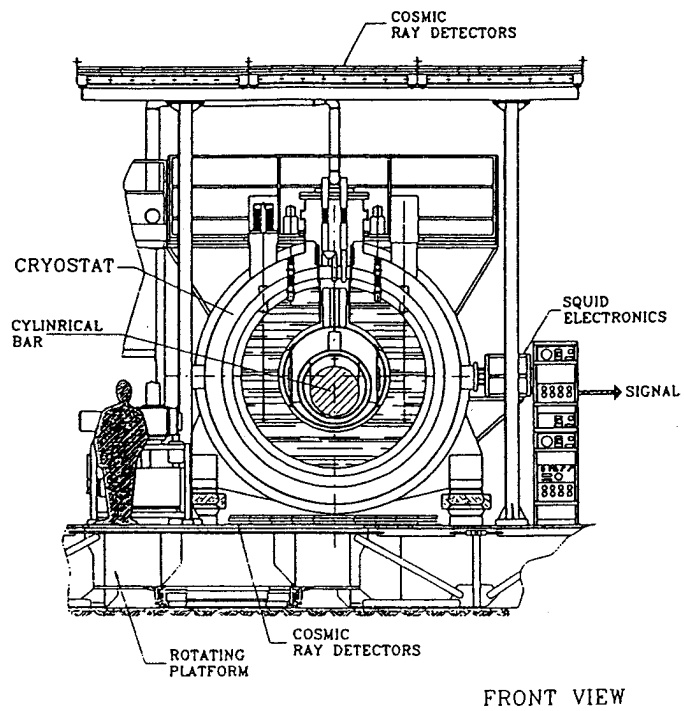


Figura 2.8- Schema dell'apparato criogenico di NAUTILUS.



L'antenna gravitazionale NAUTILUS

In figura 2.9 è rappresentata la sensibilità del rivelatore, espressa in unità di $\text{Hz}^{-1/2}$, riferita al 2001: essa è data dalla $[S_h(f)]^{1/2}$, ottenuta per $SNR = 1$. In altre parole la funzione $S_h(f)$ rappresenta lo spettro dell'onda gravitazionale che dovrebbe produrre un segnale uguale allo spettro di rumore, attualmente osservato in uscita dall'antenna. I picchi di sensibilità si hanno in corrispondenza delle due frequenze di risonanza ($f_- = 907 \text{ Hz}$ e $f_+ = 923 \text{ Hz}$) e dipendono dal fattore T/Q (rapporto tra la temperatura della barra e il fattore di merito). Tale sensibilità, per un segnale impulsivo della durata di 1 ms, fornisce un valore di $h \approx 4 \cdot 10^{-19}$.

La sperimentazione con NAUTILUS ha permesso di raggiungere alcuni importanti risultati:

- è stato fissato un nuovo “upper-limit” per brevi burst di onde gravitazionali (sulla base dei segnali in coincidenza tra i 5 rivelatori IGEC): non sono stati osservati eventi in coincidenza al di sopra di $h = 4 \cdot 10^{-18}$;
- dai segnali in coincidenza di EXPLORER e NAUTILUS, è stato dedotto un “upper-limit” sulla densità di energia delle onde gravitazionali dell'Universo: $\Omega_{GW} < 60$;
- per la prima volta è stato osservato il passaggio di sciame estesi di raggi cosmici (EAS) attraverso le vibrazioni acustiche eccitate nell'antenna risonante (in coincidenza con il rivelatore di raggi cosmici) quando la barra di alluminio è in uno stato di superconduttività (per maggiori dettagli si rimanda al capitolo 3).

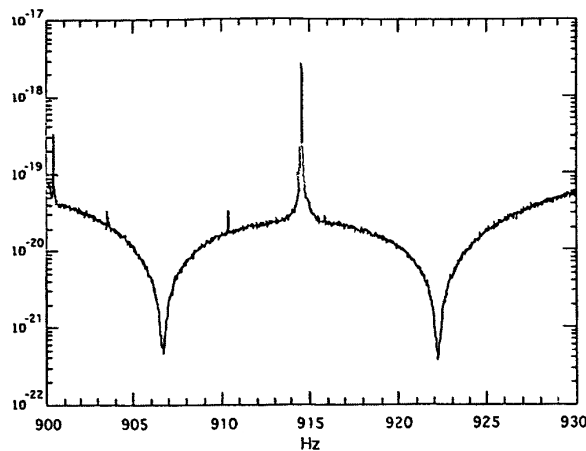


Figura 2.9- Sensibilità del rivelatore espressa in unità di $\text{Hz}^{-1/2}$. La sensibilità in corrispondenza delle due frequenze di risonanza è di $\approx 4 \cdot 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$. L'ampiezza spettrale è più di $\approx 3 \cdot 10^{-20} \text{ Hz}^{-1/2}$ su una banda di $\approx 10 \text{ Hz}$.

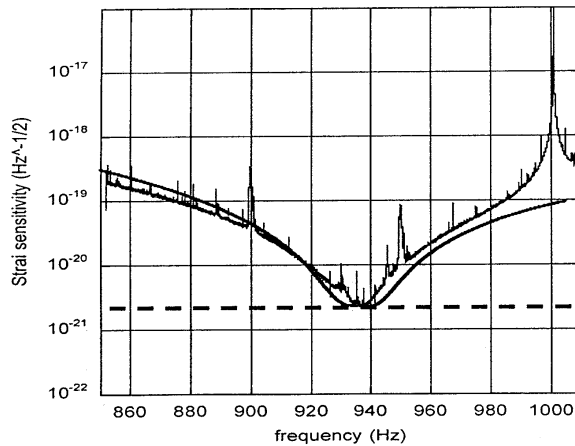


Figura 2.10- Sensibilità del rivelatore espressa in unità di $\text{Hz}^{-1/2}$, riferita ai dati del 2003.

All'inizio del 2002 in NAUTILUS è stata sostituita la vecchia barra di alluminio con una di lunghezza minore, tale che la frequenza del modo di risonanza risulti ora di 935 Hz: la stessa che si attribuisce ai burst di onde gravitazionali provenienti dai resti della SN 1987A, situata nella Grande Nube di Magellano. Questa antenna è stata munita di nuove strumentazioni (quelle stesse che negli ultimi 2 anni hanno funzionato con grande successo su EXPLORER). La novità consiste nell'aver utilizzato un nuovo trasduttore a "rosetta", un trasformatore superconduttore ad elevato fattore di merito Q ($7 \cdot 10^5$) ed un dc-SQUID regolato sulla frequenza di 935 Hz. In questa nuova configurazione la sensibilità di NAUTILUS risulta migliorata in quanto la stessa ampiezza spettrale ($3 \cdot 10^{-20} \text{Hz}^{-1/2}$) è ora conseguita su una banda maggiore di ≈ 25 Hz. In figura 2.10 è rappresentata la nuova sensibilità di NAUTILUS riferita ai dati del 2003.

2.9.2 EXPLORER

Il criostato di EXPLORER consiste di 5 cilindri orizzontali, il primo dei quali è un contenitore da vuoto in acciaio con guarnizioni di neoprene, dove viene praticato un vuoto dell'ordine di 10^{-6} mbar, necessario per assicurare l'isolamento termico. Il secondo contenitore, della capacità di 460 litri, è mantenuto alla temperatura dell'azoto liquido (77 K). Infine il terzo è uno schermo termico di parallumen attorno al quale è avvolta una doppia serpentina di tubi in rame in cui fluisce il gas freddo di elio che evapora dal contenitore più interno di elio liquido. Nello spazio tra il quarto e il quinto cilindro realizzati in acciaio inossidabile, in un volume di 3300 litri, c'è l'elio liquido.

Come si può vedere dalla figura 2.11, questi due contenitori non sono coassiali, così che il livello dell'elio liquido resta alto anche quando ne è evaporata la maggior parte. Il bagno di elio è tenuto in regime superfluido ad una pressione di circa 20 mbar e una temperatura di 1.8 K, per eliminare il rumore acustico dovuto all'ebollizione. L'antenna si trova sotto vuoto all'interno del quinto contenitore a circa 2.6 K. I vari contenitori cilindrici sono sostenuti da 4 cavi in lega di titanio agganciati al contenitore esterno in ferro tramite un pacco di smorzatori in gomma. L'antenna stessa è sospesa con un cavo di titanio passante per la sua sezione baricentrale, attaccato ad un pesante anello d'acciaio che a sua volta è appeso ad un altro anello in bronzo. Quest'ultimo poggia su 4 piccole travi di alluminio poste sul fondo del criostato. L'insieme di questo sistema di sospensione costituisce un filtro meccanico a 3 stadi che fornisce una attenuazione di ~ -220 dB intorno alla frequenza di risonanza dell'antenna (≈ 900 Hz). Al fine di ridurre l'ingresso termico per radiazione sui vari contenitori sono avvolte delle coperte costituite da strati alterni di mylar alluminato e fogli di materiale sintetico.

Il controllo della temperatura dei vari cilindri viene effettuato utilizzando diodi e resistenze al germanio. L'intero sistema viene chiuso alle estremità tramite due grandi flange in acciaio aventi guarnizioni di indio.

In figura 2.12 sono riportate le curve della sensibilità spettrale in funzione della frequenza ottenute per EXPLORER, rispettivamente nel 1998, 2001 e 2003. La sensibilità spettrale raggiunta nell'ultimo periodo è dell'ordine di $2 \cdot 10^{-21}$ Hz^{-1/2} alla risonanza e si mantiene ben al di sotto di 10^{-20} Hz^{-1/2} tra 880 e 935 Hz. Anche in questo caso è evidente il miglioramento ottenuto grazie all'utilizzo delle nuove tecnologie descritte.

Dal mese di febbraio 2003 anche l'EXPLORER è stato equipaggiato con un rivelatore di raggi cosmici consistenti in scintillatori plastici disposti in due strati al di sotto e uno al di sopra dell'antenna. In tal modo sarà possibile studiare i segnali indotti nell'antenna dal passaggio di radiazione cosmica.

2.10 Processamento del segnale di un'antenna

Sebbene, logicamente, l'acquisizione preceda la fase di filtraggio, qui si è deciso di anteporre l'analisi dati poiché alcune scelte relative all'acquisizione risultano chiare soltanto alla luce della tecnica di processamento dei dati stessi.

Il segnale in uscita dello SQUID è una tensione variabile nel tempo, direttamente proporzionale allo spostamento di una faccia della barra. Tale segnale, successivamente inviato ad un ADC, viene campionato ad una frequenza di 5 kHz, da cui si estrae la banda sensibile dell'antenna di ~ 155 Hz, corrispondente ad un $\Delta t = 3.2$ ms. L'ampiezza dei segnali uscenti dall'antenna è legata alla variazione dell'energia della barra. Come individuare un piccolo e improvviso aumento di tale energia immerso in un rumore di fondo che lo copre completamente?

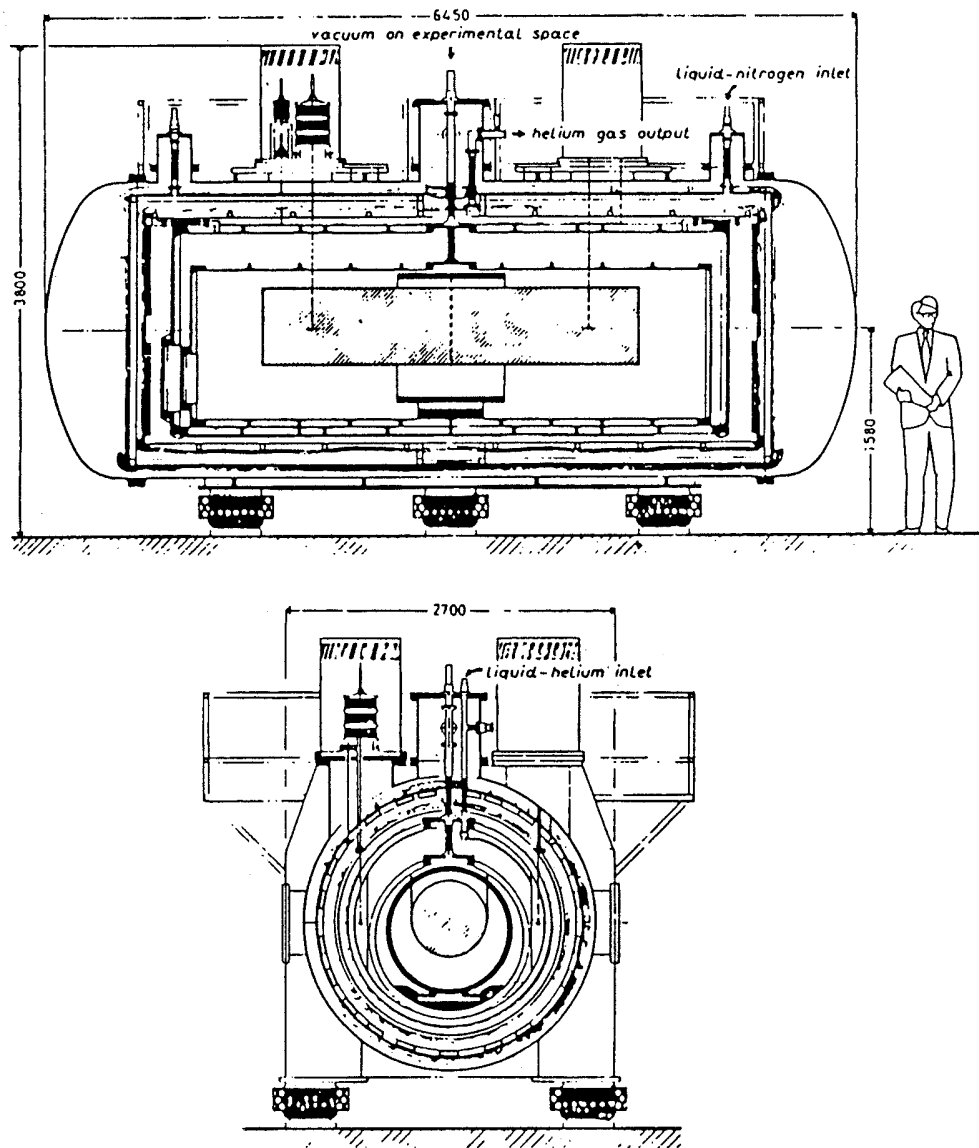


Figura 2.11- Schema dell'antenna gravitazionale EXPLORER.



L'antenna gravitazionale EXPLORER

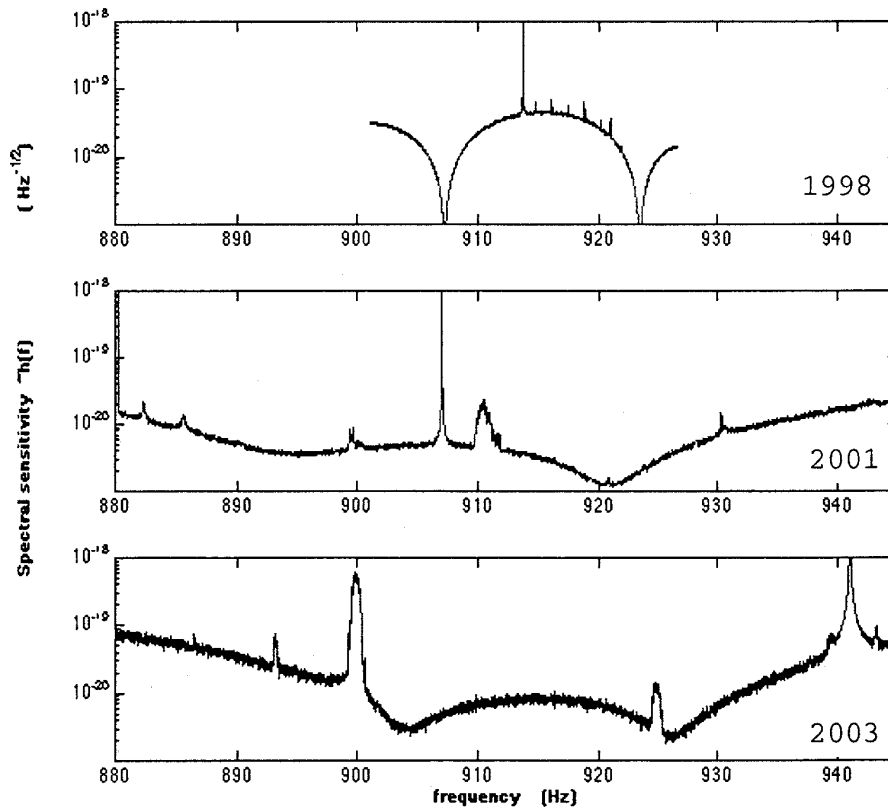


Figura 2.12- Evoluzione della sensibilità del rivelatore EXPLORER durante gli ultimi 5 anni (1998 in alto, 2001 al centro e 2003 in basso).

È opportuno innanzitutto definire, per un generico segnale r , il rapporto segnale rumore:

$$(2.35) \quad SNR = \frac{r_{\max}^2}{\sigma_{\text{noise}}^2}$$

dove con σ_{noise} si intende la varianza del rumore. Il rumore complessivo è solitamente espresso tramite la minima energia vibrazionale E_{\min} rivelabile (cioè tale che $SNR = 1$) per una eccitazione gravitazionale impulsiva, in termini di una *temperatura efficace* T_{eff} dell'apparato (in unità Kelvin): $E_{\min} = k T_{\text{eff}}$. Per un impulso di durata τ , breve rispetto ai tempi caratteristici dell'apparato, si avrà $H(\omega_0) = h \tau$, per cui si ha:

$$(2.36) \quad h_{\min} = (L / v^2 \tau) \sqrt{\frac{kT_{\text{eff}}}{M}} .$$

L'obiettivo principale è quello di aumentare il rapporto segnale rumore, migliorando la sensibilità delle antenne e utilizzando algoritmi di filtraggio mediante i quali risulta possibile diminuire la T_{eff} e quindi abbassare la soglia dell'ampiezza minima di un segnale rivelabile.

Per poter analizzare il segnale $V(t)$ uscente dalla catena di amplificazione elettronica è necessario *campionarlo*, cioè rappresentarlo attraverso un insieme di valori discreti $V(t_n)$ in corrispondenza di tanti istanti di tempo t_n , equidistanti tra loro, e quindi esprimibili nella forma $t_n = n \Delta t$, dove con Δt si indica il tempo di campionamento. Il teorema del campionamento fornisce un'indicazione precisa su come scegliere l'intervallo Δt , allo scopo di ricostruire il segnale originario a partire dal segnale campionato. Esso infatti stabilisce che un segnale $V(t)$ a banda limitata (cioè con trasformata di Fourier nulla per $|\nu| > \nu_0$) può essere ricostruito se il tempo di campionamento verifica la condizione:

$$(2.37) \quad \Delta t \leq 1 / 2 \nu_0$$

ovvero se la frequenza di campionamento $\nu_{camp} \geq 2 \nu_0$ (frequenza di Nyquist).

È possibile suddividere l'analisi dei dati in due fasi distinte. La prima fase riguarda il "*filtraggio*" dei dati, che sono costituiti da una sequenza di valori, campionati a intervalli fissi di tempo che rappresentano l'ampiezza di oscillazione dell'antenna nella banda di frequenza osservata. Mediante un'operazione di stima statistica si tenta di ricostruire, istante per istante, il segnale agente all'ingresso dell'antenna. I dati filtrati presenteranno ancora delle fluttuazioni, ma il SNR è stato grandemente migliorato, ciò in virtù delle diverse proprietà statistiche che caratterizzano il segnale ed il rumore. Un segnale impulsivo sarà più facilmente rivelabile nel rumore se permane a lungo anziché decadere rapidamente. Il miglioramento ottenibile con il filtraggio è tanto maggiore quanto più piccolo è il rumore dell'amplificatore e quanto più grande è il valore del fattore di merito Q , cioè il tempo che deve trascorrere prima che le oscillazioni prodotte da un impulso nell'antenna si smorzino. La seconda e più delicata fase dell'analisi riguarda la "*rivelazione*", che ha natura puramente statistica. Poiché essa è basata sul confronto dell'ampiezza del generico campione con quella degli altri dati, cioè del fondo, non può che essere rappresentata mediante una funzione di probabilità. Cioè, solo se l'ampiezza di un campione della sequenza dei dati filtrati emerge rispetto al fondo, esso può venire considerato come un candidato interessante ai fini della rivelazione.

A questo punto, al fine di distinguere dai dati acquisiti dovuti sostanzialmente al rumore il contributo di eventuali segnali gravitazionali, vengono utilizzati degli algoritmi di filtraggio. Di seguito ne vengono descritti alcuni attualmente in uso. È proprio tramite il filtraggio dei dati che si riescono a stimare con maggiore efficienza i segnali, mascherati da tutte quelle fonti di rumore (termico ed elettronico) generalmente caratterizzate da una distribuzione gaussiana.

2.10.1 Filtro ZOP

Per poter distinguere un segnale, il SNR definito dalla (2.35) dovrebbe essere molto maggiore di 1, cosa che accadrebbe solo se il segnale gravitazionale fosse molto forte. In realtà quest'ultimo resta, per vari ordini di grandezza, nascosto dal rumore. È possibile migliorare la sensibilità di un'antenna applicando ai dati sperimentali alcuni algoritmi di analisi. Il primo e più semplice è il filtro ZOP (*zero order prediction*) [20] il quale utilizza le informazioni relative a due istanti di tempo successivi.

È noto che la forza browniana fa vibrare gli atomi in modo molto rapido: quello che si vuole rivelare sono variazioni delle oscillazioni dell'antenna che avvengono in un tempo caratteristico $\tau_v = 1/\beta_1 \ll 10$ s. Supponendo che l'antenna venga investita al tempo t da un burst di onde gravitazionali di durata $\tau_g \ll \tau_v$, l'ampiezza di oscillazione passerà istantaneamente dal valore $\xi(t)$, dovuto esclusivamente al rumore browniano, ad un valore maggiore di $\xi(t)$, in quanto accresciuto dall'intensità dell'onda. La differenza tra i segnali è però così piccola che le energie vibrazionali associate ai due diversi contributi, browniano e gravitazionale, differiscono per molto meno di kT . Si potrebbe ragionevolmente ritenere che anche tale variazione sia stata generata dal rumore browniano. In realtà, se precedentemente è stata eseguita una misura $\xi(t - \Delta t)$, è possibile stimare quantitativamente se è più o meno ragionevole ritenere ciò. Per $\Delta t \ll \tau_v$ si avrà che:

$$(2.38) \quad \xi(t) - \xi(t - \Delta t) \approx \xi(t - \Delta t) \Delta t / \tau_v$$

e tutti i parametri sono noti o misurati. Per poter attribuire la variazione nell'ampiezza delle oscillazioni ad una causa non browniana dovrà risultare:

$$(2.39) \quad \xi(t) - \xi(t - \Delta t) > \xi(t - \Delta t) \Delta t / \tau_v$$

In altre parole affinché l'oscillazione dovuta all'onda gravitazionale sia rivelabile basterebbe che l'aumento di ampiezza fosse maggiore di quello aspettato senza necessariamente essere più grande del rumore.

È opportuno fissare un tempo di campionamento $\Delta t = t_0$, che non può essere reso piccolo a piacere in quanto, se pure si attenua l'effetto del rumore a banda stretta, aumenta invece quello dovuto al rumore elettronico. È possibile dimostrare che [20] esiste un tempo di campionamento ottimale:

$$(2.40) \quad \Delta t_{opt} = \tau_v \sqrt{(e-1)\Gamma}$$

dove sperimentalmente Γ , che rappresenta il rapporto tra il rumore a banda larga dell'amplificatore elettronico e quello a banda stretta (dovuto al moto browniano e alla back-action), è pari a $\approx 10^{-6}$ e che per questo algoritmo il rapporto segnale rumore vale:

$$(2.41) \quad SNR = \frac{V_s^2 (1-1/e)^2}{\sqrt{(e-1)\Gamma} \ 8 V_{nb}^2 / e} ,$$

dove V_s è l'ampiezza massima del segnale e V_{nb}^2 è la varianza del rumore a banda stretta.

La temperatura efficace relativa all'algoritmo ZOP è data, in prima approssimazione, dalla minima variazione dell'energia rivelabile ed è detta *innovazione*. Con il filtro ZOP e il tempo di campionamento ottimale si ottiene un aumento del SNR di un fattore 10^2 rispetto al caso in cui i dati non vengono filtrati.

Se il filtro ZOP utilizza le informazioni relative a due istanti di tempo successivi, si può pensare ad un metodo più generale che utilizzi le informazioni fornite da un numero di campioni maggiore di due (usando sia dati "passati" che "futuri" opportunamente filtrati. Si tratta del *filtro di Wiener-Kolmogorov* oppure del *filtro adattivo* [20]. Affinché tali filtri portino a risultati corretti è necessario che il processo sia stazionario nel periodo usato per stimare lo spettro del fondo.

2.10.2 Filtro adattato

Un ulteriore metodo per lo studio dei segnali provenienti dall'antenna è rappresentato dal filtro adattato (*matched filter*).

I dati $x(t)$, continui, all'uscita dell'amplificatore saranno normalmente composti da rumore di tipo elettronico e browniano $n(t)$ e solo occasionalmente può sommarsi ad essi un segnale $h(t)$ dovuto ad una eccitazione gravitazionale dell'antenna. Ci si aspetta che l'ampiezza di tale segnale sia molto minore della deviazione standard del rumore. L'idea è quella di costruire un filtro che, fatte delle ipotesi sulla forma di $h(t)$, sia in grado di dire se ad un dato istante esso è presente e quale sia la sua ampiezza. Dunque, in generale: $x(t) = h(t) + n(t)$. Se si applica al processo $x(t)$ un filtro lineare avente risposta impulsiva $f(t)$, il segnale in uscita sarà [19]:

$$(2.42) \quad y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t-\alpha) f(\alpha) d\alpha = y_h(t) + y_n(t) ,$$

dove :

$$(2.43) \quad y_h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-\alpha) f(\alpha) d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega) F(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

con $H(\omega)$ trasformata di Fourier del segnale $h(t)$ e $F(\omega)$ funzione di trasferimento del filtro. Poiché $E[n(t)] = 0$, allora $E[y_h(t)] = 0$ e quindi $E[y(t)] = y_h(t)$. Inoltre risulta:

$$(2.44) \quad E[y_h^2(t)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) |F(\omega)|^2 d\omega.$$

L'obiettivo è calcolare il valore di $F(\omega)$ che, ad un dato istante t_0 , massimizza il:

$$(2.45) \quad SNR = \frac{|y_h(t_0)|}{\sqrt{E[y_n^2(t_0)]}}.$$

Indicata con $S(\omega)$ la densità spettrale del rumore, si può dimostrare che [19] il SNR raggiunge il suo valore massimo quando:

$$(2.46) \quad F(\omega) = K \frac{H^*(\omega) e^{-i\omega t_0}}{S(\omega)}.$$

Se poi il rumore è bianco, cioè $S(\omega) = S_0 = \text{costante}$, allora banalmente si ottiene:

$$(2.47) \quad F(\omega) = K H^*(\omega) e^{-i\omega t_0}.$$

Anche in questo caso può essere utile ricorrere ad un filtro adattivo che ottimizza la rivelazione adattandosi alle variazioni nel tempo dello spettro del rumore. Il gruppo ROG ha sviluppato dei nuovi algoritmi per la stima dello spettro di potenza, punto cruciale per la costruzione del filtro adattato. Nella situazione reale si possono presentare vari scenari di non-stazionarietà dovuti a presenza di picchi spuri nello spettro oppure di disturbi di durata variabile nei dati da analizzare. Per questo motivo sono stati implementati tre diversi tipi di stime spettrali, denominate *whole*, *clean* e *adapted*, che si differenziano per il criterio di selezione del periodogramma, cioè il modulo quadro della FFT (*Fast Fourier Transform*) dei dati calcolata in un fissato intervallo temporale $\Delta t \approx 105$ secondi. Di seguito vengono descritte le caratteristiche delle tre procedure [21].

- *Il filtro “whole”* : fa uso di tutti i periodogrammi per ottenere il filtro adattato, pertanto risulta essere molto buono nel caso di rumore stazionario ma non risolve i problemi causati da “disturbi” di breve durata.
- *Il filtro “clean”* : risolve i problemi causati da “disturbi” di breve durata eliminando il corrispondente periodogramma dalla stima dello spettro. La scelta dei periodogrammi viene effettuata valutando l’integrale dello spettro di potenza dei dati (misura del livello di rumore) e vengono scartati tutti quelli i cui integrali differiscono dal valore atteso per più di una deviazione standard. In tal modo lo spettro ottenuto non presenta eccessi di rumore.
- *Il filtro “adapted”* : tenta di adattarsi continuamente ai dati quando questi sono affetti da rumore di lunga durata e risulta inevitabile utilizzarli per lo studio dello spettro, in modo particolare se si è di fronte a rumore non stazionario.

Se si utilizzasse sempre lo stesso filtro in ogni situazione non si otterrebbero buoni risultati in tutti i casi. La strategia del sistema di acquisizione DAGA2_HF consiste nel saper scegliere il più appropriato dei tre algoritmi a seconda del caso per ottenere il più alto valore del SNR . In presenza di buoni dati, infatti, tutti e tre i filtri presentano la stessa T_{eff} , ma se essi sono affetti da rumore allora i tre algoritmi differiscono uno dall’altro.

2.11 Il sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione dati [22] delle antenne del gruppo ROG, DAGA2_HF, è gestito da ALPHA VAX operanti sotto OPEN VMS e dal sistema real-time VAXELN. Questi microvax sono connessi in rete e gestiscono l’acquisizione e la registrazione permanente dei dati in uscita dallo SQUID. Mentre i programmi di analisi software sono scritti in FORTRAN, quelli di acquisizione sono in PASCAL. I principali vantaggi che presenta il sistema sono:

- una più alta frequenza di campionamento (5 kHz) che permette di ottenere una migliore risoluzione temporale;
- un apparato hardware molto più semplice;
- la possibilità di filtrare i dati in tempo reale;
- una risoluzione temporale dell’ordine di 200 μs .

2.11.1 Acquisizione dati

Il sistema hardware di acquisizione dati fa uso di VME standard. Ogni RUN inizia al secondo esatto, rispondendo ad un impulso del GPS (Global Positioning System) che può essere affetto da un errore di 100 ns. Ciò risulta particolarmente importante nello studio di segnali continui di onde gravitazionali e nell'analisi in correlazione tra due o più rivelatori indipendenti. Un processore (KAV30-AD) fornisce il tempo del primo campione acquisito, dopo di che si riaggiorna ogni due minuti usando il GPS. Un ADC acquisisce i dati direttamente dall'antenna a 5 kHz mentre un ADC ausiliario (canali lenti) raccoglie informazioni riguardo il comportamento dell'apparato sperimentale (sismometri, indicatori di pressione, termometri per i liquidi criogenici...), ciascuno ad una frequenza di 9.766 Hz (per un totale di 312.5 Hz sui 32 canali). Uno SCALER consente di effettuare un continuo controllo sui dati acquisiti via software. Ogni qualvolta un RUN è completo ne parte uno nuovo. L'ADC converte linearmente i dati analogici in segnali a 16 bit e li scrive in un sistema di memoria chiamato FIFO (First-In-First-Out). I dati vengono infine mandati al computer di acquisizione ALPHA STATION 600, via ETHERNET, la rete locale; qui vengono processati ed archiviati da DAGA2_HF.

2.11.2 Processamento e archiviazione dati

Il sistema DAGA2_HF svolge sei attività (jobs) essenziali caratterizzate da diverse priorità. L'attività più importante è svolta da DAGA2_ADC che legge i dati provenienti dal VME, li scrive e li mette a disposizione degli altri jobs:

- DAGA2_FORM processa, analizza e immagazzina i dati;
- DAGA2_SIHQ stima alcuni parametri adattivi quali spettri di frequenza ed effettua il filtraggio adatto;
- DAGA2_CONT gestisce il controllo dell'acquisizione dei RUN e il SUPERVISOR, e controlla tutti i parametri dell'acquisizione dati;
- DAGA2_MON permette di monitorare i dati on-line, sia quelli originali che quelli filtrati.

DAGA2_HF raccoglie i dati a 5 kHz in blocchi di 262144 campioni ed agisce su di essi attraverso la procedura FFT, con una periodicità di 54 secondi. Nell'intervallo di frequenze compreso tra 0 e 2.5 kHz vengono estratte delle sottobande (banda di elevata sensibilità dell'antenna, banda a bassa frequenza che monitorizza il rumore sismico, altre bande intermedie legate al rumore elettrico ed eventuali altri disturbi) ognuna delle quali ha un proprio tempo di campionamento dipendente dalla particolare larghezza di

banda. Per le bande che includono i due modi di risonanza (che si aggirano attorno al kHz e distano tra di loro ~ 30 Hz) il tempo di campionamento è di 3.2 ms.

Tutti i dati acquisiti, le informazioni provenienti dallo SCALER e le stringhe temporali del GPS e del KAV30 vengono direttamente registrate su file in un data-base permanente (circa 50 Mbytes al giorno). Questi file sono organizzati in record suddivisi in tre gruppi a seconda del loro tempo di campionamento: canali molto lenti (20.48 s), canali lenti (104.2 ms) e canali medi (12.8 ms). Inoltre, dei files giornalieri raccolgono tutti gli istogrammi che vengono prodotti ogni ora (uno per ciascun canale) insieme a tutte quelle informazioni sullo spettro che dopo il filtraggio consentono di evidenziare i candidati eventi gravitazionali.

Capitolo 3

I Raggi Cosmici

3.1 Cenni storici

All'inizio del secolo scorso, quando ebbe inizio lo studio dei raggi cosmici, la natura della componente primaria non era stata ancora identificata; solo più tardi fu stabilito che si trattava di una radiazione elettricamente carica e prevalentemente positiva, come si poteva desumere dall'analisi dell'influenza del campo geomagnetico che agisce su di essa come una sorta di spettrometro (è privilegiata la deviazione verso occidente ed è presente un effetto di latitudine, almeno per ciò che riguarda le particelle a bassa energia). Nel 1912-13 V. Hess provò l'origine extraterrestre della radiazione ionizzante che pervade l'atmosfera terrestre, grazie a misure effettuate con camere a ionizzazione montate su palloni. Egli trovò che la ionizzazione dopo una rapida diminuzione, dovuta al calo della radioattività proveniente dal suolo, aumentava poi considerevolmente con l'altezza (oggi si sa che ciò è dovuto alla presenza degli EAS, sciami atmosferici estesi), fino ad una certa quota, per poi diminuire di nuovo. Successive misurazioni effettuate da Kohlhörster mostrarono che questa radiazione era molto più penetrante di quella γ , la più penetrante allora conosciuta. Ciò fornì l'evidenza sperimentale che la radiazione cosmica era costituita da particelle di alta energia. In particolare, B. Rossi mise in evidenza l'esistenza nella radiazione cosmica di una *componente molle* e di una *componente dura*.

Dagli anni '30 ai primi anni '50 i raggi cosmici costituirono una sorgente naturale di particelle di alta energia e la loro osservazione permise di scoprirne numerose altre. La costruzione di grandi acceleratori ha poi permesso di produrre queste particelle in laboratorio, offrendo la possibilità di effettuare uno studio sistematico delle loro interazioni. Tuttavia la radiazione cosmica ha continuato a fornire utili informazioni sulle particelle elementari ultraenergetiche le cui proprietà sono oggi studiate dalla Fisica delle Alte Energie [23].

3.2 I primari

L'atmosfera terrestre è continuamente investita da un flusso quasi isotropo e abbastanza costante nel tempo che per energie superiori a qualche GeV è di circa 1000 particelle al secondo per metro quadrato: la *radiazione cosmica primaria*. Le principali caratteristiche di tale flusso sono la composizione chimica e lo spettro in energia di ciascuna componente. Misure effettuate in quota per mezzo di palloni aerostatici e satelliti descrivono la componente primaria dei raggi cosmici aventi energia fino a 100 TeV (10^{14} eV), mentre per energie superiori si procede tramite esperimenti al suolo. In tal caso, infatti, è possibile ottenere informazioni attraverso lo studio degli *sciame estesi atmosferici* (EAS), prodotti dall'interazione dei primari con l'atmosfera, o della componente molto penetrante dei cosmici secondari, composta da *muoni* di altissima energia osservati in laboratori sotterranei.

La componente primaria è formata in gran parte da protoni, seguono particelle α (nuclei di *He*), *C*, *N*, *O*, fino a giungere ai meno frequenti nuclei di *Fe*. Infatti, le particelle primarie provenienti dall'esterno del sistema solare, vengono accelerate e progressivamente frammentate in seguito alle interazioni che subiscono attraversando lo spazio interstellare (*spallazione*), oppure decadono se da tali interazioni vengono prodotti nuclei instabili. In tal modo la radiazione primaria tende ad assumere una composizione che dipende dal tempo di permanenza nello spazio interstellare: per questo i nuclei di elementi pesanti sono presenti in quantità sempre minore con il progressivo aumentare del numero atomico, come mostrato in figura 3.1. In altre parole, rispetto all'abbondanza osservabile nel sistema solare si può notare una maggiore presenza di elementi leggeri (*H*, *He*), rispetto a quelli di numero atomico maggiore (*C*, *N*, *O*) [24].

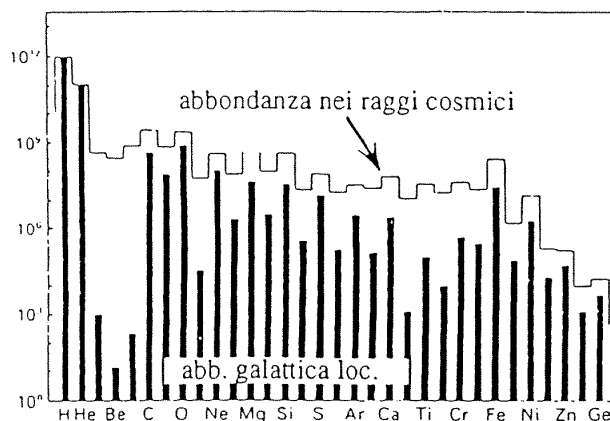


Figura 3.1- Abbondanza degli elementi nei raggi cosmici rispetto all'abbondanza galattica locale.

Supponendo che all'origine la radiazione cosmica (a bassa energia) abbia una "composizione chimica universale", cioè simile a quella del Sistema Solare, la discrepanza osservata consente di calcolarne il tempo intercorso tra produzione e collisione (essendo noti densità e spessore della materia attraversata) e dunque l'età media della radiazione galattica che risulta essere dell'ordine di $\approx 10^6 \div 10^7$ anni. In generale si assume che lo spettro differenziale in energia della radiazione cosmica sia del tipo:

$$(3.1) \quad \frac{dN}{dE} = K E^{-\gamma} \quad ,$$

dove K è una costante di normalizzazione e γ è l'*indice spettrale*, che assume valori diversi a seconda della regione in energia considerata.

La legge di potenza (3.1) descrive bene lo spettro energetico della componente nucleonica della radiazione cosmica in tutto l'intervallo di energia $10^{10} < E < 10^{20}$ eV. L'esponente γ dello spettro differenziale varia dal valore 2.7 alle energie più basse, al valore 3.2, alle energie più alte, per ritornare al valore 2.7 alle altissime energie. Ad energie minori di 1 GeV/nucleone l'indice spettrale può essere fortemente influenzato dal vento solare e dal campo geomagnetico, per cui si perde l'informazione relativa alla direzione di provenienza della radiazione cosmica.

La figura 3.2 riporta la composizione chimica dei primari in prossimità della Terra al minimo dell'attività solare. Per i protoni essa evidenzia due zone in cui la pendenza della distribuzione varia. In corrispondenza di $E \approx 10^{16}$ eV è presente il *ginocchio dello spettro (knee)* (interpretato come il passaggio dalla radiazione galattica a quella extragalattica, per cui l'innalzamento più o meno dolce dell'indice spettrale è dovuto ad un cambiamento graduale o brusco della composizione chimica) mentre per $E \approx 10^{19}$ eV, si ha la *caviglia dello spettro (ankle)* (in questo caso non è stata fornita una vera e propria interpretazione in quanto ad energie così elevate non sono ben definiti i meccanismi di accelerazione delle particelle costituenti la radiazione cosmica). Si noti che i valori in ordinate di tale figura sono dati per $E^{1.5}$, per meglio rappresentare la distribuzione della radiazione.

A piccole energie le componenti sono: circa l'85% in protoni, il 12% in nuclei di He, l'1% in nuclei pesanti, il 2% in elettroni [24]; quando si arriva ad energie dell'ordine dei 100 TeV la frazione di nuclei leggeri risulta essere di circa 0.5% [25], con un graduale aumento dei nuclei pesanti, mentre gli elettroni sono quasi assenti.

La rivelazione dei raggi cosmici ultraenergetici con energia compresa tra 10^{15} eV e 10^{18} eV diminuisce da un evento per metro quadro al secondo fino ad uno all'anno e eventi caratterizzati da $E \geq 10^{19}$ eV sono ancora più rari: un evento per kilometro quadro l'anno. La determinazione della composizione ad energie così elevate è indiretta, cioè si studiano quelle particelle, prodotte dalla frammentazione o nella catena di decadimento, che sopravvivono fino ad essere registrate ad energie inferiori. Così gli adroni generano pioni neutri, che decadono in fotoni e pioni carichi i quali, a loro volta, producono neutrini e muoni. Per sciami di esclusiva natura elettromagnetica i prodotti finali saranno coppie $e^+ e^-$ e fotoni.

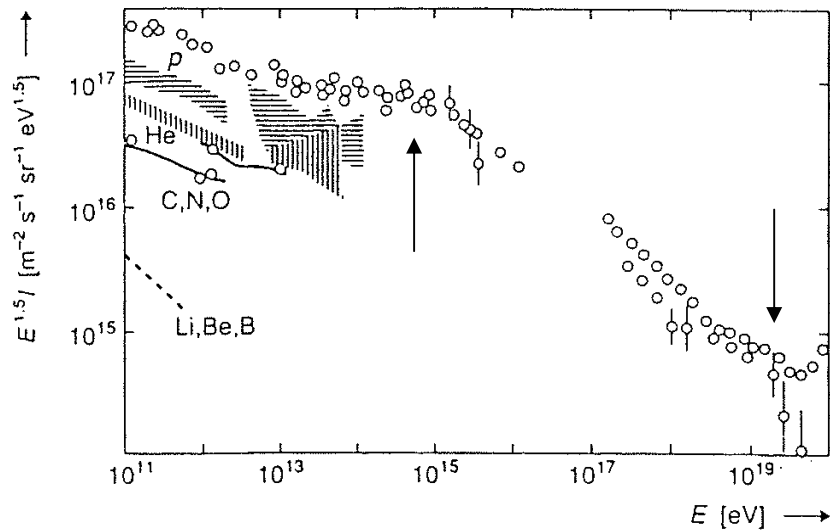


Figura 3.2- Misure dell'intensità dei raggi cosmici per intervallo di energia: sono ben visibili il ginocchio e la caviglia dello spettro. Oltre ai dati sul totale, sono riportate anche indicazioni su alcune componenti.

Lo sviluppo geometrico di uno sciame, non correlato con la composizione chimica, non permette di ricavare informazioni sulla massa o sul tipo di interazione a cui è stata soggetta la particella iniziale. Infine, lo studio va affrontato in modo diverso a seconda se gli sciami sono verticali o inclinati, cioè se hanno angolo azimutale maggiore di 60° ; in tal caso la componente adronica ed elettromagnetica è completamente sviluppata ed assorbita prima di arrivare al suolo e sopravvivono solo neutrini e muoni.

3.3 I secondari

La radiazione cosmica primaria, raggiunta la sommità dell'atmosfera terrestre, interagisce con i nuclei di questa, originando una stella di prodotti che è composta oltre che dai nucleoni del nucleo bersaglio, anche da altre particelle create a scapito dell'energia del primario. L'insieme dei prodotti dell'interazione nucleare del primario costituisce la radiazione cosmica secondaria. L'intensità massima della radiazione si ha vicino alla quota di 18 Km, ove avviene in media la prima interazione. I secondari possono poi interagire a loro volta con i nuclei dell'atmosfera o, se instabili, decadere in altre particelle, qualora la loro lunghezza di decadimento $\nu\tau$ (τ = vita media; ν = velocità $\approx c$) sia inferiore al cammino libero medio nel mezzo attraversato. Per questo l'intensità dei secondari dipende dalla pressione atmosferica e dalla temperatura, cioè risente di un *effetto barometrico* e di un *effetto termico*. In una atmosfera standard isoterma esponenziale, caratterizzata da una *altezza scala* costante [26]:

$$(3.2) \quad h_0 = \frac{kT}{Mg} \quad [\text{cm}]$$

dove k è la costante di Boltzmann, T [K] la temperatura, M [g/mol] il peso molecolare e g [$\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$] l'accelerazione gravitazionale, la densità X_v [g/cm²] di una colonna d'aria che sovrasta un punto P ad altitudine h è data da:

$$(3.3) \quad X_v = X_0 \exp(-h/h_0) \quad [\text{g/cm}^2]$$

con $X_0 = X_v(h=0) = 1030$ [g/cm²]. In realtà la temperatura T , e quindi h_0 , diminuisce all'aumentare dell'altitudine h , fino alla tropopausa (12-16 km). Al livello del mare $h_0 = 8.4$ km, mentre per $X_v \leq 200$ [g/cm²] risulta $h_0 = 6.4$ km, che descrive meglio la parte alta dell'atmosfera.

E' possibile esprimere il cammino percorso nell'atmosfera da un primario in funzione dell'altitudine h_v , con [27]:

$$(3.4) \quad h_v = \ell \cos\vartheta + \frac{1}{2} (\ell^2/R_\oplus) \sin^2\vartheta$$

essendo ℓ la distanza in cm lungo la traiettoria, ϑ l'angolo di zenith e R_\oplus il raggio terrestre. Per angoli $\vartheta \leq 60^\circ$, si può trascurare nella (3.4) il termine dovuto alla curvatura terrestre, e la densità ρ si riduce a:

$$(3.5) \quad \rho \equiv X_v/h_0 \approx X \cos\vartheta / h_0.$$

La radiazione secondaria è composta da una *componente nucleare attiva*, detta anche *nucleonica* perché composta essenzialmente da neutroni e protoni, una *componente penetrante* o *muonica* e una *componente molle* o *elettrofotonica* (e^- , e^+ , γ).

La componente nuclearmente attiva, primaria e secondaria produce, mediante successive interazioni, una cascata di secondari nella quale sono particolarmente numerosi i *mesoni* π^0 e π^\pm . I pioni neutri ($\tau \approx 10^{16}$ s) decadono in 2 γ , i quali si possono materializzare, nel campo elettrico di un nucleo, in una coppia elettrone – positrone, che, a sua volta, può generare γ per *bremsstrahlung*, dando così origine ad una cascata elettrofotonica.

Per i π^\pm ($\tau \approx 2.6 \cdot 10^{-8}$ s), $c\tau$ è dell'ordine delle decine di metri, per cui decadono quasi tutti prima di subire un'ulteriore interazione e originano μ . Questi ultimi interagiscono molto debolmente con la materia e hanno vita media a riposo relativamente lunga ($\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$ s), per di più dilatata da effetti relativistici; la componente muonica di alta energia non solo riesce a sopravvivere fino a terra, ma anche ad attraversare grandi spessori di materia prima che avvenga il decadimento dei μ^\pm in e^\pm . Nella figura 3.3 è mostrata la cascata generata da una particella primaria.

Per basse energie ($< 10^{10}$ eV) dei primari, la cascata dei secondari si estingue dopo poche generazioni mentre, a energie via via maggiori, è sempre più ricca di particelle che possono propagarsi fino al suolo, dando origine agli *sciame estesi atmosferici*. Poiché ad alte energie le particelle conservano la direzione di quelle che le hanno prodotte, al suolo uno sciame è riconoscibile come un eccesso di particelle quasi parallele incidenti simultaneamente su una grande area. L'energia minima per produrre uno sciame osservabile al livello del mare è di circa 10^{13} eV. Il cono centrale dello sciame, detto *core*, è molto ricco di coppie e^- , e^+ e γ , ma comprende anche la componente nucleare e quella muonica.

Nella figura 3.4 è rappresentato il flusso (particelle al secondo per cm^2) in funzione della profondità atmosferica, in una cascata, per le varie componenti. Nel seguito saranno descritte quelle componenti che comportano un alto trasporto di energia anche al livello del mare: sciame estesi, adroni e muoni altamente energetici.

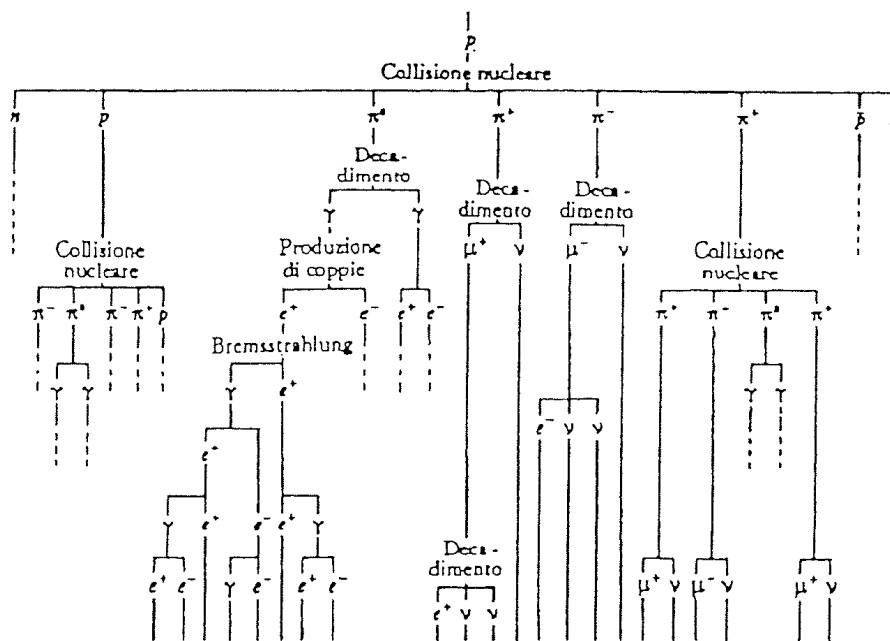


Figura 3.3- Cascata generata da una particella primaria.

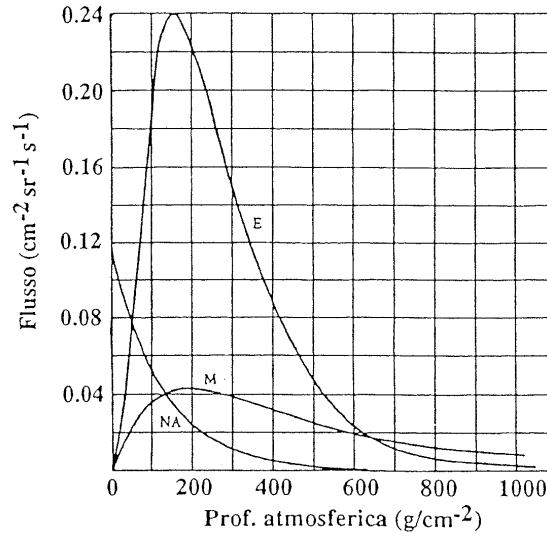


Figura 3.4- Flusso, in funzione della profondità atmosferica, per varie componenti di una cascata.

3.3.1 Lo sviluppo della cascata adronica nell'atmosfera

Lo sviluppo della cascata adronica è descritto mediante le *equazioni di trasporto* che tengono conto della struttura dell'atmosfera e delle proprietà di interazione delle particelle dello sciame con gli atomi che la costituiscono. Per semplicità il problema viene trattato in modo unidimensionale, trascurando anche l'impulso trasverso delle particelle dopo l'interazione. Nella realtà l'angolo medio di scattering per una particella di impulso p , dopo l'interazione con un nucleo dell'atmosfera è:

$$(3.6) \quad \vartheta \sim 0.6 \text{ GeV} / p$$

sufficientemente piccolo alle energie dei primari ($\vartheta \approx 0.03^\circ$ per $p \approx \text{TeV}$). Vengono anche trascurate eventuali deflessioni degli adroni dalla loro linea di volo dovute alla presenza del campo geomagnetico ($|B| \approx 0.6 \text{ G}$) e lo scattering multiplo nell'atmosfera, fenomeni che dominano alle basse energie. Indicando con $N_i(E, X)$ il flusso (differenziale in energia) per unità di superficie di adroni di tipo i dopo l'attraversamento di uno spessore X di atmosfera, le equazioni del trasporto sono [27]:

$$(3.7) \quad \frac{dN_i(E_i, X)}{dX} = - \left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i} \right) N_i(E_i, X) + \sum_j \int_E^\infty \frac{F_{ij}(E_i, E_j)}{E_i} \frac{N_j(E_j)}{\lambda_j} dE_j$$

dove l'indice i indica il tipo di particella incidente e j quella emergente dopo l'interazione. $F_{ij}(E_i, E_j)$ è l'integrale sul momento trasverso della sezione d'urto adimensionale (normalizzata a quella totale) inclusiva del processo in cui un adrone di energia E_i , nella collisione con i nuclei d'aria, genera un adrone di energia E_j . I parametri λ_i e d_i descrivono infine le attenuazioni del flusso di adroni di tipo i dovute rispettivamente a interazioni con l'aria e a decadimento. In particolare:

$$(3.8) \quad \lambda_i = \frac{\rho(h)}{d_N \sigma_i^{aria}} \quad [\text{g/cm}^2]$$

dove $\rho(h)$ [g/cm³] è la densità dell'aria ad una fissata altezza dal suolo h , d_N [cm⁻³] è la densità dei nuclei e σ_i^{aria} è la sezione d'urto forte per l'interazione di adroni di tipo i con l'aria. Se il numero medio di nucleoni costituenti l'aria è $A \approx 14.5$ e m_p è la massa del protone, si può anche scrivere:

$$(3.9) \quad \lambda_i = \frac{A m_p}{\sigma_i^{aria}} .$$

Invece, per ciò che riguarda la *lunghezza di decadimento* d_i , essa è particolarmente importante per i pioni le cui vite medie sono minori del loro tempo di transito in atmosfera. Risulta [27]:

$$(3.10) \quad d_i = \rho \gamma c \tau_i$$

essendo ρ la densità locale dell'atmosfera, γ il fattore di Lorentz della particella e $c \tau_i$ la sua costante di decadimento. Ricordando la (3.5) si avrà, allora:

$$(3.11) \quad \frac{1}{d_i} = \frac{h_o}{X \cos \theta} \frac{m_i c^2}{E} \frac{1}{c \tau_i} \equiv \frac{\varepsilon_i}{EX \cos \theta} .$$

Per ogni tipo di particella l'energia caratteristica $\varepsilon_i = m_i c h_o / \tau_i$ fornisce un'indicazione sulla sua stabilità nell'atmosfera, a seconda della sua energia E . Nel limite $\varepsilon_i / E \ll 1$, il decadimento può essere trascurato. Nella tabella 3.1 sono elencati i liberi cammini medi di decadimento e le energie caratteristiche, per le diverse specie di adroni che compongono il cuore di uno sciame e per i muoni. In virtù della loro alta energia i neutroni possono essere considerati stabili, mentre per le altre particelle (eccetto protoni ed elettroni che sono stabili a qualunque energia) l'energia scenderà prima o poi al di sotto di quella caratteristica e decadranno. I muoni si possono considerare stabili solo se hanno una energia $E_\mu \gg 1$ Gev, cosa che accade assai spesso in quanto essi rappresentano la componente dominante al livello del mare.

<i>Particella</i>	$c\tau_i$ (cm)	ε_i (GeV)
μ^\pm	$6.59 \cdot 10^4$	1.0
π^\pm	780	115
π^0	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$3.5 \cdot 10^{10}$
K^\pm	371	850
K_S	2.68	$1.2 \cdot 10^5$
K_L	1554	205
N	$2.69 \cdot 10^{13}$	—

Tabella 3.1- Liberi cammini medi di decadimento ed energie caratteristiche di varie specie di adroni.

Un esperimento effettuato da Mielke et al. nel 1994 per lo studio della cascata adronica, sfruttando un prototipo di calorimetro dell'esperimento CASKADE, ha registrato il flusso di adroni con energie nell'intervallo 5 GeV ÷ 10 TeV. I risultati, riportati in figura 3.5, mostrano che il flusso di adroni singoli segue una legge di potenza decrescente del tipo:

$$(3.12) \quad (1.59 \pm 0.24) \cdot 10^{-5} (E / 100 \text{ GeV})^{-2.72 \pm 0.10} \quad [\text{m}^2 \text{ s st GeV}]^{-1} .$$

Tale flusso, corretto al livello del mare utilizzando una lunghezza di attenuazione per gli adroni di 100 g cm^{-2} , è in ottimo accordo con i valori ottenuti da altri esperimenti.

3.3.2 Calcolo teorico del flusso di nucleoni

I nucleoni, avendo tempi di decadimento molto maggiori di quelli di transito attraverso l'atmosfera, non possono decadere ma solo interagire con le molecole che compongono l'aria. L'equazione del trasporto per i nucleoni assume la forma seguente:

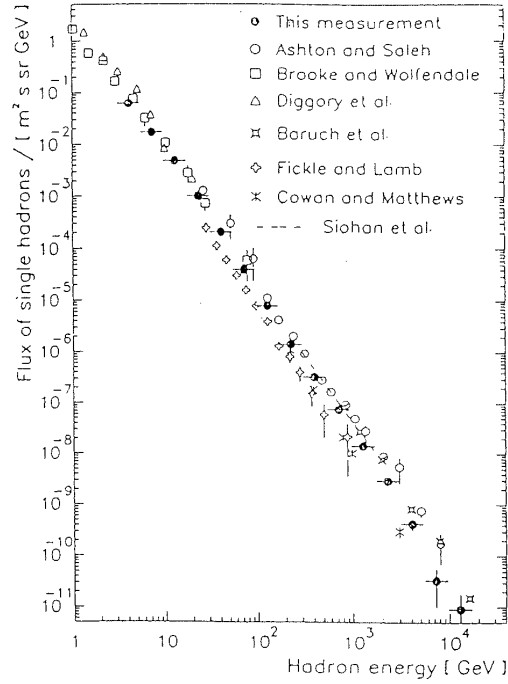


Figura 3.5- Flusso differenziale in energia di adroni singoli misurato con un prototipo di un calorimetro di CASKADE, indicato insieme ai risultati di altri esperimenti.

$$(3.13) \quad \frac{dN(E, X)}{dX} = - \frac{N(E, X)}{\lambda_N(E)} + \int_E^\infty \frac{N(E', X)}{\lambda_N(E')} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E}$$

ed essendo $\lambda_N \approx 80 < 200$ [g/cm²] le interazioni dei primari hanno luogo già nella troposfera. L'equazione (3.13) avrà come soluzione [27]:

$$(3.14) \quad N(E, X) = \text{cost} \cdot \exp(-X/\Lambda_N) E^{-\gamma}$$

con:

$$(3.15) \quad \frac{1}{\Lambda_N} = \frac{1}{\lambda_N} \left[1 - \int_0^1 (x_L)^{\gamma-2} F_{NN}(x_L, E) dx_L \right],$$

essendo γ l'esponente che caratterizza il flusso primario di nucleoni. Pertanto l'indice spettrale γ dei nucleoni secondari risulta il medesimo di quello dei primari.

La grandezza Λ_N espressa dalla (3.15) rappresenta la *lunghezza d'attenuazione atmosferica* per i nucleoni. Essendo $\Lambda_N = 120$ [g/cm²], essa è maggiore della *lunghezza di interazione* $\lambda_N = 80$ [g/cm²], poiché tiene conto anche dell'aumento del numero di nucleoni dovuto alla frammentazione del bersaglio. Tale accrescimento è espresso dal termine:

$$(3.16) \quad Z_{NN} = \int_0^1 (x_L)^{\gamma-2} F_{NN}(x_L) dx_L$$

che rappresenta il *momento della sezione d'urto inclusiva* e determina le correlazioni tra i diversi flussi di particelle energetiche nell'atmosfera. Ipotizzando che $x_L = E / E'$, definita come il rapporto tra l'energia della particella incidente su quella emergente, e considerando il caso in cui $\gamma = 2$, allora la quantità Z_{ab} rappresenta la frazione media di energia che nell'interazione viene trasferita in una particella di tipo b di energia E' da una di tipo a avente energia E .

Partendo dall'equazione (3.14) che descrive il flusso totale dei nucleoni, è possibile distinguere il contributo separato di n e p . Infatti risulta:

$$(3.17) \quad \frac{n(x)}{p(x)} = \frac{1 - \delta_o \exp(-x/\Lambda_o)}{1 + \delta_o \exp(-x/\Lambda_o)}$$

dove $\delta_o \equiv (p_o - n_o) / (p_o + n_o)$ è l'eccesso relativo dei protoni al livello superiore dell'atmosfera e $\Lambda_o \equiv (\Lambda_+ - \Lambda_-) / (\Lambda_+ + \Lambda_-)$, con $\Lambda_+ \equiv \lambda_N (1 - Z_{pp} - Z_{nn})^{-1}$ e $\Lambda_- \equiv \lambda_N (1 - Z_{pp} + Z_{pn})^{-1}$.

Nella tabella 3.2 sono riportati i valori dei momenti per adroni incidenti su nuclei dell'atmosfera, calcolati per $\gamma = 2.7$ [28] [29] [30]. I valori indicati sono stati ricavati sulla base di esperimenti condotti con acceleratori.

<i>Particella incidente</i>	p	π^+	K^+
p	0.263	—	—
n	0.035	—	—
π^+	0.046	0.243	0.030
π^-	0.033	0.028	0.022
π^0	0.039	0.098	0.026
K^+	0.0090	0.0067	0.0211
K^-	0.0028	0.0067	0.0012

Tabella 3.2- Momenti della sezione d'urto inclusiva per adroni incidenti su nuclei di aria.

3.3.3 Flusso di pioni e kaoni

Per meglio descrivere il flusso degli adroni ad una certa altezza occorre tenere conto anche del contributo dei pioni π e dei kaoni K , anche se, in prima approssimazione, si può pensare di trascurare sia la produzione di coppie nucleone – antinucleone da parte dei pioni stessi, che quella dei kaoni, in quanto questi hanno una massa $m_K > m_\pi$ e necessitano di essere prodotti insieme ad altre particelle strane. In tal modo, l'equazione del trasporto sarà:

$$(3.18) \quad \frac{dN_\pi(E, X)}{dX} = - \left(\frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{1}{d_\pi} \right) N_\pi(E, X) + \int_0^1 \frac{N_\pi(E/x_L)}{\lambda_\pi(E/x_L)} F_{\pi\pi}(E_\pi, E_\pi/x_L) \frac{dx_L}{x_L^2} + \\ + \int_0^1 \frac{N_N(E/x_L)}{\lambda_N(E/x_L)} F_{N\pi}(E_\pi, E_\pi/x_L) \frac{dx_L}{x_L^2} ,$$

nell'ipotesi che $F_{N\pi}$ e $F_{\pi\pi}$ dipendano solo da $x_L = E/E'$ e che λ_π e λ_N siano costanti. La (3.18) richiede varie approssimazioni per essere risolta: perché i pioni possano essere considerati stabili è necessario che la loro energia sia molto maggiore dell'energia caratteristica $\varepsilon_\pi \approx 115$ GeV. Sotto tale ipotesi, assumendo la condizione al contorno:

$$(3.19) \quad N_\pi(E, 0) = 0$$

si ottiene la seguente soluzione:

$$(3.20) \quad N_\pi(E, X) = N_N(E, 0) \frac{Z_{N\pi}}{1 - Z_{NN}} \frac{\Lambda_\pi}{\Lambda_\pi - \Lambda_N} [\exp(-X/\Lambda_\pi) - \exp(-X/\Lambda_N)]$$

con $\Lambda_i = \lambda_i / (1 - Z_{ii})$, $i = N, \pi$. Naturalmente la soluzione per i pioni carichi è del tutto analoga alla (3.20):

$$(3.21) \quad N_K(E, X) = N_K(E, 0) \frac{Z_{NK}}{1 - Z_{NN}} \frac{\Lambda_K}{\Lambda_K - \Lambda_N} [\exp(-X/\Lambda_K) - \exp(-X/\Lambda_N)]$$

e il flusso degli adroni ad alta energia sarà:

$$(3.22) \quad (E, X) = N_\pi(E, X) + N_N(E, X) .$$

In tabella 3.3 sono riportati i valori delle lunghezze di attenuazione atmosferica per nucleoni, pioni e kaoni.

Λ_N	Λ_N	Λ_K
120 g/cm ²	160 g/cm ²	180 g/cm ²

Tabella 3.3- Lunghezze di attenuazione atmosferiche.

È possibile migliorare la descrizione introducendo il decadimento dei pioni, in tal caso la soluzione diventa:

$$(3.23) \quad N_\pi(E, X) = N_N(E, 0) \exp(-X/\Lambda_\pi) \frac{Z_{N\pi}}{\lambda_\pi} \int_0^X \left(\frac{X'}{X}\right)^{\frac{\varepsilon_\pi}{E \cos \vartheta}} \exp[(X'/\Lambda_\pi) - (X'/\Lambda_N)] dX'$$

espressione analiticamente non risolvibile. Assumendo però che il decadimento sia dominante rispetto alla interazione, cioè nell'ipotesi in cui $E \ll \varepsilon_\pi$, la (3.23) diventa:

$$(3.24) \quad N_\pi(E, X) = N_N(E, 0) \exp(-X/\Lambda_\pi) \frac{Z_{N\pi}}{\lambda_\pi} \frac{EX \cos \vartheta}{\varepsilon_\pi}$$

L'indice spettrale γ del flusso dei pioni risulta diverso da quello dei primari, qualora nella trattazione non vengano esclusi fenomeni di decadimento.

3.3.4 Flusso dei muoni

Al livello del mare la componente dominante della radiazione cosmica secondaria è rappresentata dai muoni μ . Essi sono prodotti dai decadimenti dei pioni carichi π e dei kaoni K attraverso i processi:

$$(3.25) \quad \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\sim 100 \%)$$

e

$$(3.26) \quad K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\sim 63.1 \%).$$

Sulla destra è stato indicato il *rapporto di diramazione*, cioè la probabilità che la particella decada proprio secondo quella modalità. Considerando in prima approssimazione il flusso dei K trascurabile rispetto a quello dei π , anche il flusso dei muoni provenienti dai kaoni sarà trascurabile rispetto a quello dovuto ai pioni. Data la loro piccola energia caratteristica, i muoni si possono considerare stabili, inoltre, in qualità di leptoni, essi non subiscono interazioni forti e perdono energia principalmente per ionizzazione, mentre la loro vita media è relativamente lunga.

Introducendo la grandezza $dn_{ij}(E, E')/dE$, *spettro differenziale inclusivo* di particelle di tipo i prodotte dal decadimento di una particella di tipo j di energia E' , da considerazioni cinematiche si ottiene:

$$(3.27) \quad \frac{dn_{ij}}{dE_i} = \frac{B_{ij}}{E_j} \left(1 - \frac{m_i^2}{M_j^2}\right)^{-1}$$

dove B_{ij} è il rapporto di diramazione del decadimento, mentre m e M sono le masse delle particelle i e j rispettivamente. Lo spettro differenziale dei secondari assume, quindi, la forma:

$$(3.28) \quad \frac{dN_i(E, X)}{dX} = \sum_j \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{dn_{ij}(E, E')}{dE} \frac{dN_j(E', X)}{dX} P_j(E', X) dE'$$

dove $P_j(E', X)$ indica la distribuzione delle probabilità di decadimento della particella j e $N_j(E, X)$ il suo spettro differenziale. I limiti dell'integrale rappresentano la minima e la massima energia che può assumere la particella i , che saranno rispettivamente l'energia di soglia della reazione e l'energia della particella j stessa. Nell'ipotesi in cui i muoni possono essere considerati stabili, cioè quando $E_\mu \gg \varepsilon_\mu$ (1 GeV), e la loro perdita di energia nella atmosfera è trascurabile, il flusso differenziale può essere approssimato alla [27]:

$$(3.29) \quad \frac{dN_\mu}{dE_\mu} = 0.14 E^{-2.7} \left[\left(1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \vartheta}{115 \text{ GeV}}\right)^{-1} + \left(1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \vartheta}{850 \text{ GeV}}\right)^{-1} \right] [\text{cm}^2 \text{ s st GeV}]^{-1}$$

essendo ϑ l'angolo di zenith.

La (3.29) è in ottimo accordo con i dati sperimentali [31] per energie superiori ai 10 GeV, mentre sovrastima il flusso ad energie inferiori non considerando il decadimento e la perdita di energia per ionizzazione. Per questo motivo la componente muonica di alta energia non solo riesce a sopravvivere fino al suolo ma anche ad attraversare grandi spessori di materia (in profondità sotto la roccia) prima che avvenga il decadimento dei muoni in elettroni. In figura 3.6 è riportato un confronto tra il flusso misurato dei muoni al livello del mare e la predisposizione teorica ricavata a partire dai calcoli da A. Dar [32].

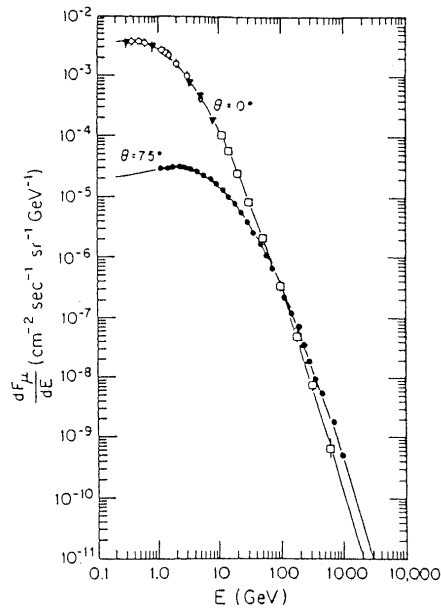


Figura 3.6- Confronto tra la previsione teorica di Dar e i dati sperimentali.

3.3.5 Sciami estesi e cascate elettromagnetiche

L'interazione nella parte più alta dell'atmosfera di un singolo primario o di un fotone altamente energetici, può generare una cascata di particelle rivelabile fino al livello del mare: lo *sciame esteso atmosferico*. Oggi lo studio di tali sciami, effettuato mediante insiemi di rivelatori disposti in modo da ricoprire ampie aree, costituisce il principale strumento per determinare lo spettro energetico e la composizione dei primari di altissime energie.

In un EAS si possono distinguere tre componenti:

- un nucleo centrale, detto *core*, di adroni altamente energetici che incrementano la componente elettromagnetica della cascata tramite i decadimenti dei pioni neutri e delle particelle η in due fotoni;
- i fotoni così generati danno luogo a processi di creazione di coppie che a loro volta incrementano la componente fotonica per bremsstrahlung, generando la cascata elettromagnetica;
- infine i decadimenti dei pioni e dei kaoni incrementano la componente muonica.

La componente elettromagnetica di uno sciame trasporta circa il 50% dell'energia. Occorre innanzitutto sottolineare che in tale processo gli elettroni perdono energia principalmente per irraggiamento (bremsstrahlung), mentre i fotoni solo per produzione di coppie. Questi due processi nel limite ultraquantistico sono equivalenti ed hanno circa la stessa lunghezza di radiazione ($X_0 \approx 36.5 \text{ g/cm}^2 \equiv 280 \text{ m}$ in aria) costante con l'energia fino ad una soglia E_c ($\approx 100 \text{ MeV}$ per gli elettroni e $\approx 20 \text{ MeV}$ per i fotoni), dopo la quale i due

processi si arrestano (subentra la perdita per ionizzazione per gli elettroni e l'effetto Compton per i fotoni).

Per descrivere lo sviluppo degli sciami elettromagnetici, nel 1944 Heitler introdusse un modello molto semplificato (detto “ *Toy model* ”). Esso ipotizza che in ogni *lunghezza di dimezzamento* $X = X_0 \ln 2 = R$, una particella produca due secondari ($e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$ oppure $\gamma \rightarrow e^+ e^-$) ciascuno con metà dell'energia. Ciò deriva dal fatto che la probabilità che una particella abbia interagito in un percorso X è pari a: $\exp(-X/X_0) = 1/2$. Ora, poiché ad ogni interazione il numero di particelle dello sciame raddoppia, dopo t *lunghezze di radiazione* il numero di particelle sarà:

$$(3.30) \quad N(t) = 2^t$$

e l'energia di ciascuna di esse sarà:

$$(3.31) \quad E(t) = E_0 / N(t) = E_0 2^{-t}$$

se la cascata è originata da un γ di energia E_0 , dopo un tratto R si avrà una coppia $e^+ e^-$ in cui ciascuna particella di energia $E_0/2$ genererà a sua volta un altro γ (dopo una distanza $2R$) caratterizzato da $E_0/4$, e così via, come mostrato in figura 3.7. In tal modo, l'intero sciame sarà costituito per 1/3 da γ e per 2/3 da e^+ ed e^- . La massima densità di particelle si avrà quando l'energia media degli elettroni diventa $\approx E_c$, cioè per $t_{max} = \ln(E_0 / E_c)$, da cui, nell'ipotesi di equipartizione dell'energia seguirà:

$$(3.32) \quad N_{max} = E_0 / E_c$$

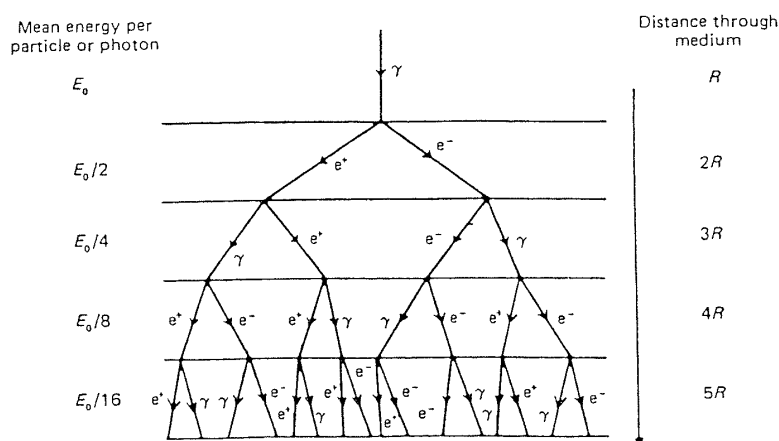


Figura 3.7- Modello semplificato della cascata elettromagnetica.

Dopo t_{max} lunghezze di radiazione, N decrescerà seguendo una legge esponenziale. La profondità media atmosferica a cui uno sciame ha il suo massimo sviluppo aumenta quindi con l'energia dei primari: primari con $E > 10^{13}$ eV origineranno sciame estesi anche al livello del mare. Il meccanismo di sviluppo di uno sciame adronico è simile a quello di uno sciame elettromagnetico, anche se più complicato. Anche in questo caso viene definito il *libero cammino medio nucleare* λ , non è però più immediato ricavare delle stime per N e t , anche se restano valide le relazioni:

$$(3.33) \quad N_{max} \propto E_0 \quad ; \quad t_{max} \propto \ln(E_0) .$$

Da una misura della profondità raggiunta o dal numero di componenti dello sciame sarà possibile risalire all'energia del primario che l'ha generato. Inoltre, fondamentale è il ruolo del numero di elettroni $N_e(E)$ di uno sciame esteso: $N_e(E)$ è proporzionale all'energia del primario e può dare informazioni sul suo numero atomico. Infatti, supponendo che il primario divida in parti uguali la sua energia tra i suoi A nucleoni (secondo il modello di sovrapposizione), allora:

$$(3.34) \quad t_{max} \propto \lambda \ln(E_0 / A E_c) ,$$

quindi misurando la profondità dello sciame si può risalire al valore del numero atomico del primario. Infine $N_e(E)$ confrontato con il numero di muoni $N_\mu(E)$ fornisce una misura del rapporto tra la cascata elettromagnetica e quella adronica dello sciame.

J.B. Mc Caughan [33] ha descritto uno spettro differenziale di densità che varia significativamente con l'altitudine e al livello del mare assume i valori seguenti:

$$(3.35) \quad \begin{cases} R(\rho) d\rho = (5.057 \pm 0.10) \cdot 10^5 \rho^{-3.44} d\rho \text{ h}^{-1} & (\rho > 699 \text{ m}^{-2}) \\ R(\rho) d\rho = (1.477 \pm 0.032) \cdot 10^3 \rho^{-2.549} d\rho \text{ h}^{-1} & (\rho < 699 \text{ m}^{-2}) \end{cases}$$

dove ρ rappresenta la densità.

3.4 Interazioni con la barra

Il passaggio di una particella attraverso un'antenna gravitazionale può generare un segnale molto simile a quello generato da un'onda gravitazionale, tanto da rendere necessaria la presenza di un rivelatore di raggi cosmici che permetta di distinguere i due eventi e di escludere eventuali segnali spuri. Il modo in cui viene generato il segnale nei due casi è molto diverso: un'onda gravitazionale induce una vibrazione che tende a modificare la distanza relativa tra ogni coppia di punti appartenenti alla barra, una particella invece rilascia energia localmente provocando un riscaldamento che si propaga

nel materiale come un'onda acustica. L'effetto finale consiste in entrambi i casi, in una eccitazione dei modi propri di risonanza della barra, che sono però solo quelli dispari per un'onda gravitazionale e tutti quelli possibili per una particella carica.

3.4.1 Perdite di energia

In seguito all'interazione con la barra le particelle perdono energia in modo diverso a seconda della specie e dell'impulso che possiedono. Per ciò che riguarda i muoni le possibili perdite di energia (ordinate secondo la probabilità con cui si verificano) sono dovute a:

- produzione di elettroni per ionizzazione;
- produzione di fotoni per bremsstrahlung (processo che ha come soglia minima di energia $E_c = (1600/Z) mc^2$ MeV, dove m è la massa della particella e Z la densità elettronica del materiale);
- produzione di coppie $e^+ e^-$;
- interazione nucleare con il materiale attraversato.

Quella per ionizzazione è il processo di perdita di energia più importante nel caso di particelle cariche (e^\pm , μ^\pm) di bassa energia, mentre per particelle di altissima energia dominano fenomeni di irraggiamento o creazione di coppie.

Per ciò che riguarda invece gli adroni, essi interagiscono in modo forte con i nuclei degli atomi di cui è costituita la barra generando adroni secondari più lenti che vengono facilmente fermati dal materiale del rivelatore. Tale processo, seppure molto più complicato, è per molti aspetti simile a quello degli sciame elettromagnetici. Quando un adrone di alte energie interagisce con un nucleo solitamente vengono prodotti mesoni (π , K , ...) e parte dell'energia dell'adrone viene trasferita al nucleo. Il nucleo eccitato rilascia tale energia emettendo un certo numero di nucleoni, poi fotoni di bassa energia; inoltre perde per ionizzazione l'energia cinetica acquistata nel rinculo.

Le particelle prodotte in ogni singolo urto (mesoni, nucleoni, fotoni) possono perdere energia per ionizzazione oppure indurre a loro volta nuove reazioni, determinando così lo sviluppo di uno sciame. Alcuni dei mesoni prodotti (ad esempio π^0 e μ) decadono esclusivamente in fotoni od elettroni, originando così nello sciame adronico una componente elettromagnetica. Lo sviluppo longitudinale di uno sciame adronico è caratterizzato dalla lunghezza di assorbimento nucleare $\lambda = A / (N_A \sigma_{ass})$, dove N_A è il numero di Avogadro, A il peso atomico del materiale e σ_{ass} la sezione d'urto forte per assorbimento. Tipicamente l'impulso trasverso di un adrone secondario è circa di 350 MeV/c : ciò comporta che le dimensioni trasverse dello sciame adronico siano di gran lunga superiori a quelle di uno sciame elettromagnetico.

Infine i fotoni γ possono interagire attraverso la produzione di coppie contribuendo integralmente allo sviluppo dello sciame elettromagnetico anche all'interno della barra, oppure mediante effetto Compton, arrestando la moltiplicazione. Nella tabella 3.4 sono

riportati i parametri che descrivono gli sviluppi di sciame nei materiali di cui sono costituiti NAUTILUS ed EXPLORER.

<i>Materiale</i>	<i>Densità [g/cm³]</i>	<i>Lunghezza di interazione [g/cm²]</i>	<i>Lunghezza di radiazione [g/cm²]</i>
Alluminio	2.79	106.4	24.01
Rame	8.96	134.9	12.86
Acciaio (Fe)	7.87	131.9	13.84
Piombo	11.35	194	6.00
Elio (liquido)	0.125	65.1	94.32

Tabella 3.4- Caratteristiche dei materiali presenti in NAUTILUS.

3.4.2 Conversione termo-acustica

La trattazione che segue è quella che caratterizza l'esperimento, realizzato alla fine degli anni '70, da Grassi Strini, Strini e Tagliaferri [34]. L'esperimento consiste nello studio della risposta di una barra metallica alle sollecitazioni provocate da fasci di protoni ed elettroni incidenti su di essa. La barra cilindrica utilizzata lunghezza $L = 20$ cm e diametro $D = 3$ cm, è in alluminio, con alto fattore di merito Q ed è posta in una camera da vuoto, sospesa con sottili fili d'acciaio ad un supporto per isolarla da eventuali vibrazioni. Per rivelare le oscillazioni che si propagano lungo la barra, due trasduttori di ceramica piezoelettrica sono attaccati ad essa: uno in corrispondenza della sezione centrale e l'altro ad una distanza di 2 cm da tale sezione. I protoni di 30 MeV, ottenuti mediante un ciclotrone (correnti di circa $5 \mu\text{A}$ e durata di $10 \div 50 \mu\text{s}$), incidono lungo la sezione centrale della barra. Separatamente è stata valutata la risposta della barra a fasci impulsivi di elettroni di 500 eV, con correnti dell'ordine del mA e della medesima durata. L'intero sistema barra – ceramica – preamplificatore – amplificatore era stato adeguatamente calibrato in precedenza in modo da ottenere un'ampiezza di vibrazione per il modo di ordine n :

$$(3.36) \quad \delta_n = \frac{\varepsilon_0 L Q_n V_0^2}{2 \pi^2 Y d^2 n^2}$$

dove L è la lunghezza della barra, V_0 l'ampiezza della tensione applicata, d la distanza barra – trasduttore (≈ 3.5 mm) e Y è il modulo di Young. Considerando solamente le frequenze proprie di risonanza dell'oggetto e assumendo che le vibrazioni meccaniche nella barra siano generate da una espansione termica locale dovuta alla perdita di energia di

una particella incidente, è possibile fare alcune approssimazioni che consentano una trattazione analitica esatta del problema. Queste approssimazioni sono:

- trattare la barra come un oscillatore unidimensionale dal momento che la perturbazione indotta interessa l'intera sezione d'urto;
- l'impulso d'energia rilasciato da un fascio di particelle (o da una sola) è di durata molto minore del periodo dell'armonica di ordine più alto considerata (così è possibile pensare che l'impulso ecciti solo le frequenze proprie di risonanza dell'oggetto);
- tutta l'energia della particella (o del fascio) è trasformata in energia termica;
- la zona interessata all'espansione è molto minore delle dimensioni trasversali della barra (al limite infinitesima).

Il modello geometrico utilizzato in tale trattazione, rappresentato in figura 3.8, pone l'origine del sistema di riferimento al centro della barra. Per descrivere il comportamento della barra si può utilizzare l'equazione di un oscillatore libero unidimensionale:

$$(3.37) \quad \frac{\partial^2 \xi(z,t)}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 \xi(z,t)}{\partial z^2}$$

dove v è la velocità del suono (nell'alluminio).

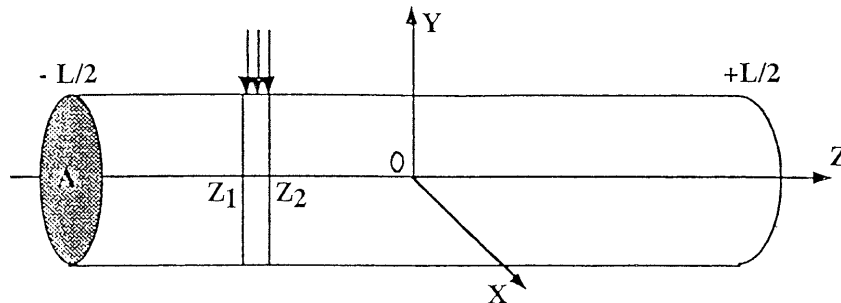


Figura 3.8- Modello geometrico dell'antenna utilizzato per descrivere la conversione termoacustica.

Le condizioni al contorno imposte sono:

$$(3.38) \quad \frac{\partial \xi(z,t)}{\partial t} = 0$$

perché inizialmente la barra si trova a riposo e

$$(3.39) \quad S(\pm L/2, t) = \frac{\partial \xi(\pm L/2, t)}{\partial z} = 0$$

in quanto, essendo la barra libera agli estremi, lo sforzo in tali punti deve essere nullo ad ogni istante. La soluzione generale dell'equazione (3.37) che soddisfa le condizioni (3.38) e (3.39), ha la forma:

$$(3.40) \quad \xi(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\alpha_n z) \cos(\alpha_n v t) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin(\beta_n z) \cos(\beta_n v t)$$

con

$$(3.41) \quad \alpha_n = n (2\pi/L) \quad \text{e} \quad \beta_n = (n + 1/2) (2\pi/L)$$

Per trovare i coefficienti di questo sviluppo in serie occorre tenere conto del passaggio della particella attraverso la barra che avviene nel tratto compreso tra i punti z_1 e z_2 . La particella rilascerà una energia W , uniformemente distribuita in $[z_1, z_2]$, che si trasformerà completamente in un innalzamento locale di temperatura ΔT . Indicato con α il coefficiente di dilatazione termica dell'alluminio, allora tra i due punti si avrà una deformazione:

$$(3.42) \quad S_0 = \alpha \Delta T = \alpha \frac{W}{C_V \rho A (z_2 - z_1)}$$

dove C_V è il calore specifico a volume costante, ρ è la densità dell'alluminio ed A rappresenta la sezione d'urto della barra. Imponendo che la deformazione all'istante $t = 0$ sia ovunque nulla eccetto nell'intervallo $[z_1, z_2]$, dove vale S_0 , e nel limite in cui tale zona sia piccola rispetto alla lunghezza d'onda dell'armonica eccitata, si otterrà per i coefficienti cercati:

$$(3.43) \quad \begin{cases} A_n = (K / n \pi) \sin(\alpha_n z), & n = 1, 2, \dots \\ B_n = [K / (n + 1/2) \pi] \cos(\beta_n z), & n = 0, 1, 2, \dots \end{cases}$$

dove si è posto $K = \alpha W L / C_V M$, essendo M la massa della barra.

I dati sperimentali, osservati dall'esperimento di Grassi Strini et al., erano in buon accordo con la teoria nel caso del fascio di protoni, in virtù della loro maggiore energia che consentiva una penetrazione nell'alluminio fino a 0.5 cm; nel caso degli elettroni, il cui effetto è puramente superficiale, la situazione fisica non era ben approssimabile con il modello unidimensionale e ciò risultava in un peggiore accordo.

Dopo l'esperimento condotto da Grassi et al., l'affidabilità del modello di conversione termo-acustica è stata di nuovo verificata alla fine degli anni '90 da un altro test effettuato da Van Albada et al., in collaborazione con il gruppo ROG [35]. Con quest'ultimo esperimento, condotto a temperatura ambiente ($\approx 23^\circ\text{C}$), sono state misurate le vibrazioni meccaniche indotte da un fascio di elettroni di energia $E \approx 0.6$ GeV e durata $\Delta t \approx 2$ μs , su tre antenne risonanti in alluminio, due cilindriche ed una sferica. L'ampiezza dei modi vibrazionali è stata rivelata attraverso ceramiche piezoelettriche applicate ai rivelatori ed opportunamente calibrate. Nella figura 3.9 è riportato un tipico spettro di Fourier relativo alle oscillazioni causate nella barra dall'interazione con uno dei fasci impulsivi di elettroni usati nell'esperimento. Sono ben evidenti i diversi modi caratteristici della barra e il tempo di decadimento di ciascuno di essi risulta essere $\tau_i \approx 3$ s. Nella figura 3.10 sono riportate invece le ampiezze delle componenti relative alle prime quattro armoniche longitudinali, in funzione della distanza dal punto d'impatto del fascio dal centro della barra che ha una lunghezza di 20 cm ed un diametro di 3.5 cm. Per il primo modo longitudinale del risonatore cilindrico è stato misurato un fattore di conversione (che esprime la variazione della lunghezza della barra in funzione dell'energia rilasciata) di 7.4 ± 1.4 nm/J, in buon accordo con il valore fornito dal modello pari a 10 nm/J. In altre parole i risultati sperimentali hanno fornito

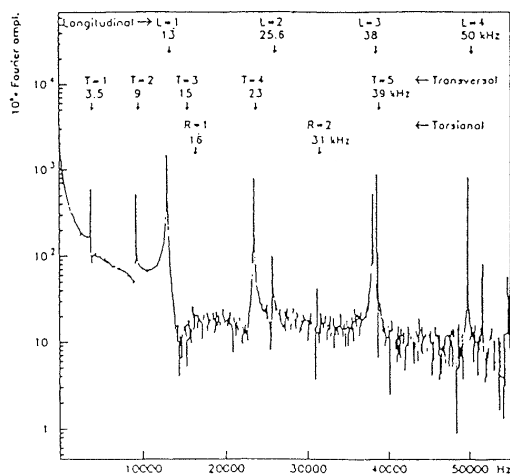


Figura 3.9- Tipico spettro di Fourier delle oscillazioni causate nella barra dall'interazione con il fascio di elettroni.

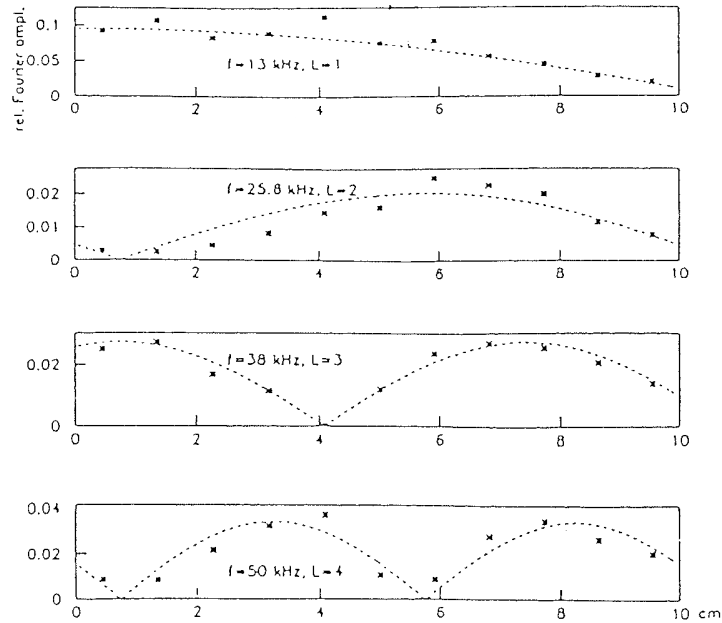


Figura 3.10- Ampiezza dello spettro di Fourier dell'oscillazione ($L=1,4$), in funzione della distanza dal punto d'impatto del fascio di elettroni dal centro della barra. Il risultato sperimentale (\times) è sovrapposto ai valori previsti secondo il modello di conversione termoacustica.

una ulteriore conferma (con una accuratezza del 30 %) alla validità del modello di conversione termo-acustica dimostrandosi coerenti anche con l'esperienza precedente.

Sulla base di tali risultati si può calcolare l'ampiezza iniziale di vibrazione di una faccia della barra, alla frequenza della prima armonica (la fondamentale, infatti, può essere interessata dall'arrivo di un'onda gravitazionale), dovuta ad una particella che perda una energia W all'interno dell'antenna e che passi a distanza z dal centro della barra:

$$(3.44) \quad \xi_0 (\pm L/2, 0) = B_0 \sin (\beta_0 L/2) = (2 K / \pi) \cos \left(\frac{\pi z}{L} \right)$$

equivalente ad una energia (cfr. equazione (2.30)):

$$(3.45) \quad E_0 (\pm L/2, 0) = \frac{1}{4} M \omega_0^2 \xi_0^2 = \left(\frac{\alpha v}{C_v} \right)^2 W^2 / M \cos^2 \left(\frac{\pi z}{L} \right)^2$$

dove è stata usata l'espressione (2.9) per la frequenza di risonanza del modo $n = 0$. Qualora si utilizzi un trasduttore risonante che sdoppia la frequenza ω_0 in $\omega_{\pm} = \omega_0 (1 \pm \frac{1}{2} \sqrt{\mu})$ con

$\mu = m_r / M$ (cfr. equazione (2.14)), i due modi avranno energie diverse, il cui rapporto dipenderà da μ :

$$(3.46) \quad E_+ / E_- \approx 1 + 2 \sqrt{\mu} .$$

Esprimendo la massa della barra $M = \rho L \pi (D/2)^2$ e l'energia persa dalla particella in funzione della lunghezza ℓ_0 percorsa all'interno dell'antenna $W = (dE/dx) \ell_0$, si ottiene:

$$(3.47) \quad E(L/2,0) = \left(\frac{\alpha v}{C_v} \right)^2 \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \frac{4}{\rho L \pi} \left(\frac{\ell_0}{D} \right)^2 \cos^2 \left(\frac{\pi z}{L} \right) .$$

La quantità $(\ell_0/D)^2$ può variare nell'intervallo $[1, L/D]$ i cui estremi corrispondono ai casi in cui la particella attraversa la barra verticalmente e lungo l'asse. Nel primo caso l'energia acquistata dalla barra risulta inversamente proporzionale alla lunghezza del rivelatore. Diverso è invece il caso dell'interazione con un'onda gravitazionale, poiché in questo caso la sezione d'urto è direttamente proporzionale alla massa e quindi alla lunghezza. Una antenna molto lunga (e di grande massa) sarà quindi più sensibile alle onde gravitazionali e meno disturbata dall'interazione con i raggi cosmici. Attraverso un'analisi più approfondita che tiene conto della effettiva geometria della barra, della traiettoria della particella nel suo interno e delle caratteristiche fisiche dell'alluminio a bassa temperatura [36] [37], è stato possibile ottenere (per eccitazione da raggi cosmici), per ogni armonica n , un valore dell'energia acquistata dall'antenna data dall'espressione:

$$(3.48) \quad E_n = \frac{4k}{9\pi} \frac{\gamma^2}{\rho L v^2} \left(\frac{dE}{dX} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{n\pi z}{L} \right) \left[\frac{\sin \left(\frac{n\pi \ell_0 \cos \vartheta}{2L} \right)}{\frac{n\pi R \cos \vartheta}{L}} \right]^2, \quad n = 1, 2, \dots$$

dove $\rho = 2790 \text{ kg/m}^3$, $v = 5400 \text{ m/s}$, $L = 3 \text{ m}$, rappresentano rispettivamente la densità, la velocità del suono e la lunghezza della barra di alluminio a bassa temperatura, (dE/dx) è la perdita di energia per unità di lunghezza nel materiale attraversato, ℓ_0 è la lunghezza percorsa dalla particella; ϑ è il suo angolo di incidenza rispetto all'asse maggiore della barra e z la distanza del punto di interazione dal centro della barra stessa (vedi figura 3.11). Infine $\gamma \approx \alpha K_T v / C_v = 1.6$ è il coefficiente di Grüneisen. Quest'ultimo contiene il coefficiente di espansione termica del materiale α , la compressibilità a temperatura costante K_T ed il calore specifico a volume costante C_v . Fino a $T \approx 1 \text{ K}$, γ è considerato costante con la temperatura, ma non è noto il suo comportamento quando il materiale, a temperature estremamente basse, assume lo stato di superconduttore.

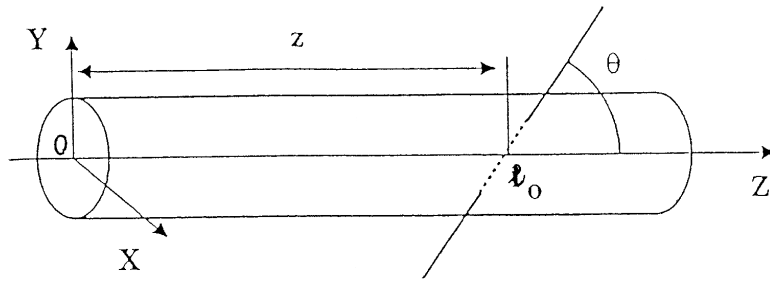


Figura 3.11- Modello geometrico dell'antenna per il caso di particelle la cui direzione non sia necessariamente ortogonale all'asse della barra. Notare che per semplificare i calcoli, l'origine del sistema di riferimento è stata posta ora in una delle estremità della barra.

Dunque, sostituendo i valori numerici dei parametri, per ciascuna armonica n risulta:

$$(3.49) \quad T_n \equiv \frac{E_n}{k} = 2.75 \cdot 10^{-9} \left(\frac{dE}{dX} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{n\pi z}{L} \right) \left[\frac{\sin \left(\frac{n\pi \ell_o \cos \vartheta}{2L} \right)}{\frac{n\pi R \cos \vartheta}{L}} \right]^2$$

valida per $|\operatorname{tg} \vartheta| \geq \frac{R}{L/2}$, condizione comunque verificata nel caso dei raggi cosmici.

Assumendo che la particella interagisca con la barra intersecando l'asse longitudinale, si dà poter esprimere $\ell_o = 2R / \sin \vartheta$, l'andamento dell'energia per le prime due armoniche in funzione del punto z d'impatto e dell'angolo ϑ di incidenza, di una particella di 1 GeV, è mostrato nelle figure 3.12 e 3.13.

Lungo l'asse z è riportato il punto di incidenza della particella, lungo l'asse ϑ il corrispondente angolo, infine lungo l'asse verticale la temperatura della barra. Come è evidente, la risposta dipende fortemente dal punto d'impatto z con un massimo al centro della barra, per la prima armonica. Occorre tenere presente che per ϑ piccoli aumenta il percorso ℓ_o della particella nella barra e quindi l'energia da essa assorbita W . Inoltre si può osservare la simmetria rispetto al centro della barra per i due massimi in energia della seconda armonica.

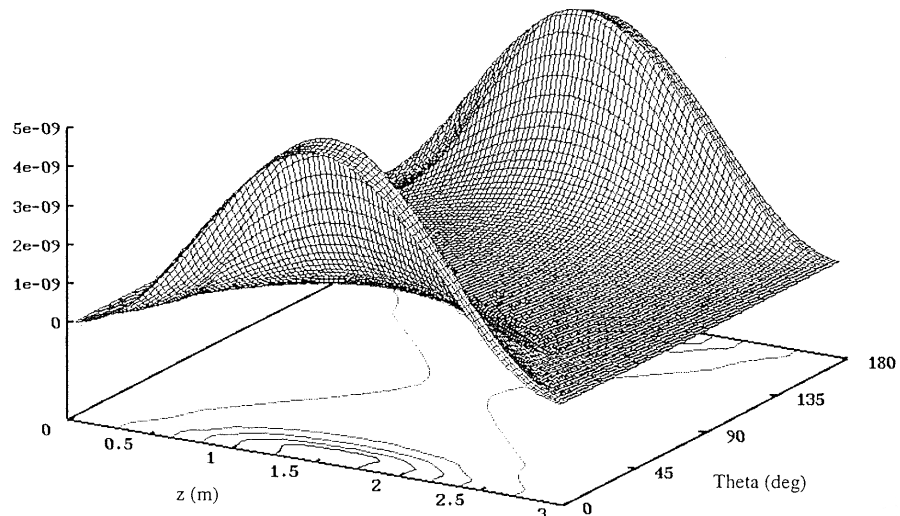


Figura 3.12- Rappresentazione dell'ampiezza di vibrazione della prima armonica in funzione del punto z d'impatto e dell'angolo di incidenza ϑ , eccitata da una particella di 1 GeV.

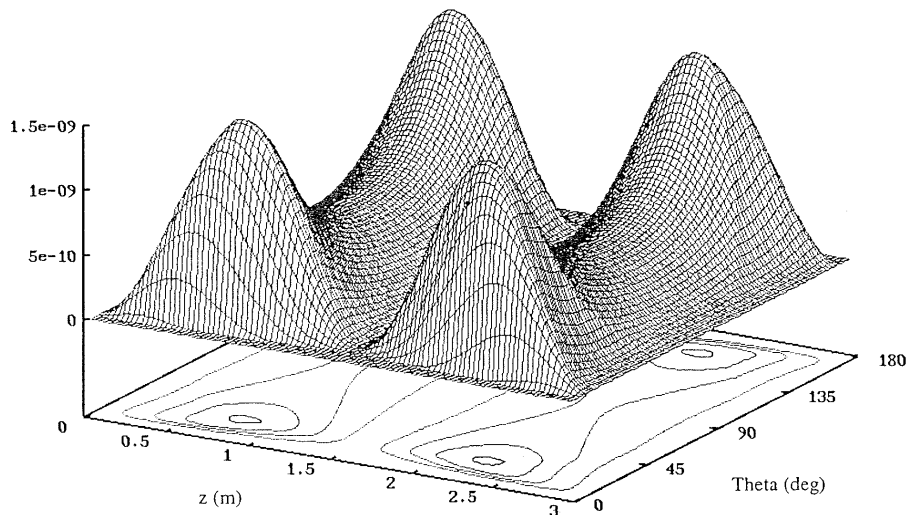


Figura 3.13- Rappresentazione dell'ampiezza di vibrazione della seconda armonica in funzione del punto z d'impatto e dell'angolo di incidenza ϑ , eccitata da una particella di 1 GeV.

3.5 Simulazioni ed eventi aspettati

Per stimare correttamente il numero di eventi aspettati, dovuti ai raggi cosmici, occorre sviluppare una simulazione completa dell'interazione delle particelle con l'intero rivelatore. In passato sono state elaborate delle simulazioni Monte Carlo per studiare tali interazioni, considerando una geometria del rivelatore molto simile alla realtà. Il criostato infatti è una struttura piuttosto complessa e la barra non vede attorno a se uniformemente la stessa quantità di materia: una particella che giunge sul rivelatore percorre spessori diversi di materiale in funzione della direzione dalla quale proviene. Nella tabella 3.5 è riportata la distribuzione di materia attorno alla barra di NAUTILUS, con il relativo spessore e gli spessori complessivi dei materiali di ogni schermo, nel cilindro centrale (cen.) e nei cappellotti laterali (cap.).

Uno dei problemi maggiori nella simulazione è usare un corretto generatore per il flusso di adroni, muoni e sciami estesi. A tale scopo, per gli adroni, è stato utilizzato il codice CORSIKA [38] che descrive dettagliatamente l'evoluzione di sciami originati a livello superiore dell'atmosfera da primari di altissima energia. Prefissando un intervallo di valori per l'angolo di zenith ϑ e per energia E , e la pendenza γ della distribuzione di probabilità secondo la quale l'energia viene estratta ($P(E) \propto E^{-\gamma}$), CORSIKA fornisce informazioni riguardo il tipo di particella, l'energia, la posizione nel piano di osservazione, la direzione e il tempo di arrivo. Inoltre tiene conto dei decadimenti di particelle instabili, delle perdite di energia per ionizzazione e delle deflessioni dovute al campo geomagnetico e allo scattering multiplo, ma anche delle interazioni adroniche con i nuclei dell'atmosfera e di quelle tra elettroni, positroni e fotoni.

Nella simulazione è necessario valutare il numero di particelle che, in un fissato tempo Δt , investono l'antenna. Il numero dei primari da valutare è dato da:

$$(3.50) \quad N = \Delta t \cdot S \cdot \int_{\Delta\Omega} \cos \vartheta d\Omega \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) dE$$

dove S è la superficie investita, $\Delta\Omega$ è la porzione di angolo solido che interessa, $\Phi(E)$ è lo spettro differenziale di energia dei primari, E_{\min} è un valore di soglia che dipende dalle caratteristiche della componente secondaria in esame, infine E_{\max} è determinato dal tempo Δt .

3.5.1 La simulazione con GEANT

Per valutare la risposta dell'antenna al flusso dei cosmici secondari la simulazione con CORSIKA è stata interfacciata con GEANT. Si tratta di un pacchetto software che

consente la simulazione delle interazioni di particelle all'interno di materiali di opportuna geometria, come mostrato in figura 3.14.

<i>Contenitore</i>	<i>Materiale</i>	<i>Raggio interno</i> (cm)	<i>Spessore</i> (cm)	<i>Larghezza</i> (cm)	<i>Spessore eq.</i> (g/cm ²)
Camera da vuoto	cen. Acciaio	154	1	190	7.87
	cap. acciaio	152 / 90.5	1	190	7.87
I° schermo contenitore He	cen. Al	135	0.5	170	1.40
	cap. Al	75	0.5	137	1.40
II° schermo contenitore He	cen. Al	118.5	0.5	150	1.40
	cap. Al	70	0.5	137	1.40
Contenitore He liquido	cen. Al	75 / 110	0.4 + 0.6	127	2.79
	cap. Cu	60	0.6	136	5.38
He liquido	1800 litri	75 / 110	34 / 34	----	4.25
III° schermo barra	cen. Cu	66	4	110 + 5	35.84
	cap. Cu	53.5	0.3	126	2.69
Piani di Pb	Pb	----	8 / 30	95	340.5
II° schermo barra	cen. Cu	48	4	48 + 5	35.84
	cap. Cu	45	0.3	153	2.69
I° schermo barra	cen. Cu	38.5	5	48 + 5	44.80
	cap. Cu	37.5	0.3	149	2.69
barra	Al	----	60	300	167.40

Tabella 3.5- Distribuzione dei materiali attorno a NAUTILUS.

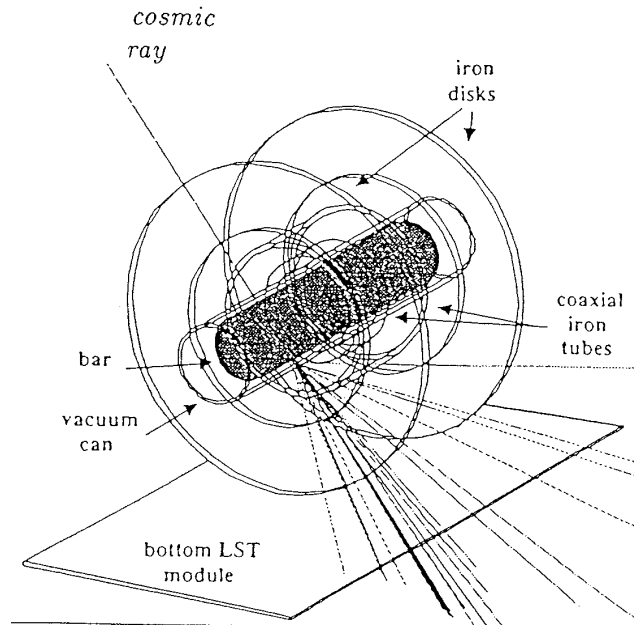


Figura 3.14- Definizione della geometria dell'antenna gravitazionale nella simulazione con GEANT.

Per ciascun adrone generato da CORSIKA con $E > 5$ GeV è stata valutata con GEANT, secondo la (3.50), la risposta dell'antenna determinando anche il flusso di particelle cariche misurate dai tubi a streamer posizionati sotto il cilindro. Per valutare la risposta dell'antenna a eventi di adroni multipli, si può considerare dapprima l'interazione dovuta ad un singolo adrone i caratterizzato da una energia E_i (dove E_i indica la perdita di energia della particella che ha percorso nella barra un tratto X). Per la (3.49) si avrà, alla prima armonica :

$$(3.51) \quad T_i = K_i E_i^2$$

essendo K_i determinato dalle particolari modalità dell'interazione. La risposta dell'antenna alla interazione simultanea con N adroni è stata stimata come:

$$(3.52) \quad T = K E^2$$

dove: $K = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N K_i$ e $E = \sum_{i=1}^N E_i$.

Con GEANT è stata effettuata una ulteriore simulazione per valutare l'effetto di quelle particelle le cui traiettorie non intersecano il cilindro ma possono comunque generare sciami interagendo con la struttura del criostato e quindi originare vibrazioni nella barra. Il contributo di tali adroni è risultato essere poco rilevante.

Di recente [39] è stata effettuata con GEANT una nuova simulazione su NAUTILUS per calcolare la frequenza degli eventi a bassa energia. I risultati sono riportati in tabella 3.6. La frequenza degli eventi ad alta energia è invece affetta da maggiori incertezze legate alla composizione dei raggi cosmici e ai modelli di interazione per loro creati. Rispetto ad una simulazione effettuata in passato dal gruppo ROG, quest'ultima ha fornito un valore della perturbazione introdotta nell'antenna inferiore a quello calcolato in precedenza.

<i>Energia (K)</i>	<i>Muoni</i>	<i>EAS</i>	<i>Adroni</i>	<i>Totale</i>
10^{-5}	12.7	50	24.2	87
10^{-4}	1.2	7	3	11.2
10^{-3}	0.18	0.8	0.33	1.3
10^{-2}	0.002	0.1	0.05	0.15

Tabella 3.6- Frequenza calcolata (eventi al giorno) dovuta ai raggi cosmici in NAUTILUS, in funzione dell'energia (K) per il modo fondamentale.

3.5.2 Simulazione del flusso di adroni

Per gli adroni il problema è abbastanza complesso perché sono particelle poco penetranti ed è difficile sviluppare una simulazione in grado di descrivere tutta la cascata nei dettagli. Poiché nella cascata si hanno un gran numero di interazioni con piccole variazioni nei valori delle sezioni d'urto utilizzate, nei parametri di anelasticità e nelle lunghezze di interazione che possono compromettere il risultato della simulazione, è importante utilizzare un modello che descriva correttamente tutto il processo. Un generatore completo della cascata nell'atmosfera deve scegliere casualmente se il vertice è una interazione o un decadimento e seguirla in ogni ramo determinandone la lunghezza in funzione delle proprietà della particella che essa rappresenta e della densità atmosferica. La cascata adronica risulta di particolare interesse dal momento che sulla barra può giungere più di un adrone contemporaneamente. Occorre tenere presente che la variazione di energia della barra dipende dal quadrato dell'energia depositata e quindi dal quadrato del numero di particelle che giungono simultaneamente nel rivelatore. I flussi utilizzati nella simulazione sono ottenuti partendo da parametrizzazioni che vengono dedotte sulla base dei risultati di vari esperimenti. Ad esempio, nel 1992 l'esperimento MACRO, studiando la componente molto penetrante dei cosmici secondari, ha fornito due modelli per la composizione dei primari, assumendo per ciascuna componente uno spettro differenziale in

energia dato dalla (3.1). L'indice spettrale γ assume valori diversi a seconda della componente in esame:

- la *composizione pesante* prevede $\gamma = 2.36$ per il *Fe* e $\gamma = 2.71$ per tutti gli altri elementi, con una energia di taglio $E_{cut} = 100 \cdot Z$ [TeV], essendo Z il numero atomico del primario;
- la *composizione leggera* prevede invece $\gamma = 2.71$ per tutte le specie, eccetto i protoni, con $E_{cut} = 3000$ [TeV]. Qui è considerata una ulteriore componente protonica a partire da $E = 20$ TeV.

Per lo studio della componente adronica (cfr. 3.5.2) è stato preso in considerazione il modello di composizione leggera, ma con fattori correttivi per i coefficienti K , al fine di ottenere il miglior accordo possibile tra i valori derivati dalla simulazione e i dati forniti dall'esperimento KASCADE (tabella 3.7) effettuato nel 1994 [40] (figura 3.6).

Nella simulazione relativa ad un tempo $\Delta t = 1$ anno sono stati considerati solo adroni con un angolo di zenith $\vartheta < 5^\circ$. Inoltre, poiché essa era riferita a 250 m s.l.m., il flusso di adroni è stato corretto attraverso il fattore $f = e^{-32/100}$ (1). In figura 3.15 a) sono riportati i contributi di nucleoni e pioni. Nelle figure 3.15 b) e 3.16 sono riportate le distribuzioni in energia e in angolo di zenith degli adroni che in un anno incidono la barra di NAUTILUS.

<i>Tipo primario</i>	<i>Fattore correttivo</i>
α	1.99
<i>CNO</i>	1.38
<i>Fe</i>	1.50
<i>Mg</i>	1.50
<i>p</i>	0.77

Tabella 3.7- Fattori correttivi per i coefficienti K dell'equazione (3.1), per la composizione leggera suggerita da MACRO.

(1) Trascurando ogni decadimento risulta (cfr. par.3.3.1) $dN/dE = -N/\lambda_i$ dove la lunghezza di interazione degli adroni è stata assunta $\lambda_i = 100$ g/cm² e la densità dell'aria pari a $1.29 \cdot 10^{-3}$ g/cm³.

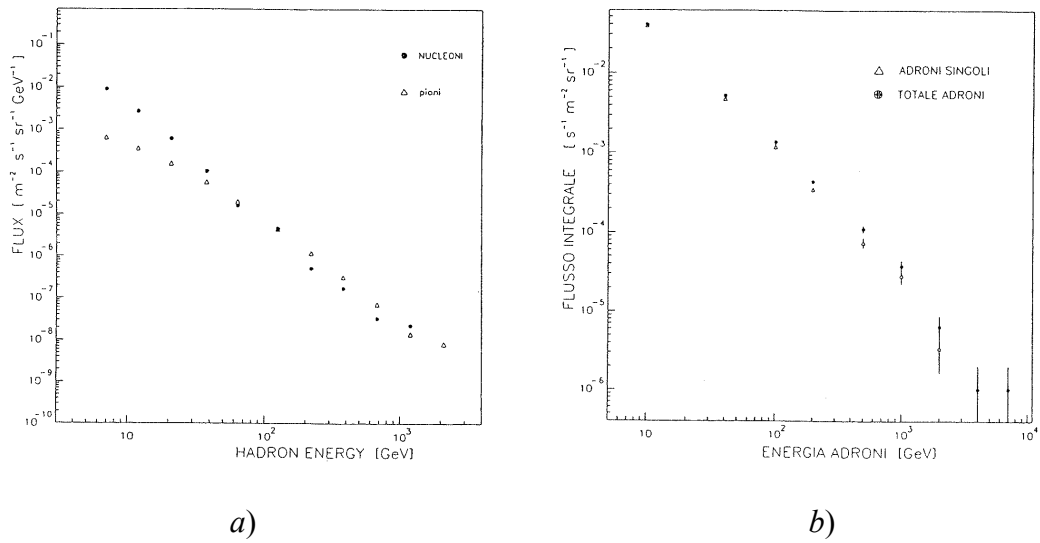


Figura 3.15- a) Contributi separati di nucleoni e pioni al flusso differenziale totale di adroni a 250 m s.l.m.: • nucleoni, Δ pioni.
 b) Distribuzione integrale in energia degli adroni che incidono la barra. Non sono stati considerati gli adroni con energia $E < 5$ GeV.

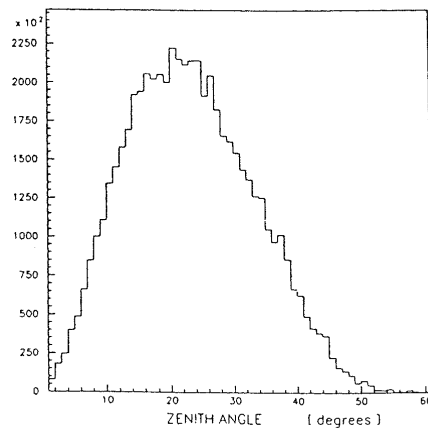


Figura 3.16- Distribuzione secondo l'angolo di zenith degli adroni che in un anno incidono la barra.

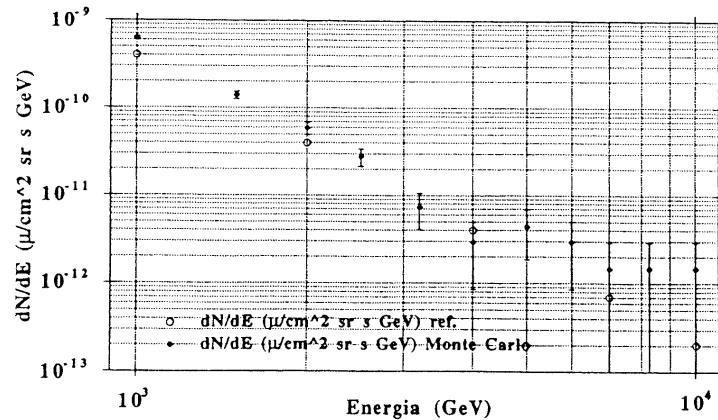


Figura 3.17- Flusso differenziale di muoni a 300 m s.l.m. confrontato con la parametrizzazione di Dar.

3.5.3 Stima del flusso di muoni

Per i muoni la parametrizzazione dei flussi o i modelli teorici sono ben confermati dalla realtà sperimentale. Come “generatore” è stato utilizzato il modello di sviluppo della cascata elaborato da A. Dar [32] e mostrato in figura 3.6. Tale confronto è meglio visibile dal grafico in figura 3.17. Nella seconda colonna della tabella 3.6 [39] è riportata la frequenza dei muoni (eventi al giorno) in NAUTILUS in funzione dell’energia.

3.5.4 Stima degli eventi da sciami estesi

A causa delle numerose variabili che intervengono tali stime sono affette da errori piuttosto grandi. Supponendo che gli sciami siano composti in prevalenza da elettroni di energia media $E_i \approx 100$ MeV, che colpiscono in modo uniforme l’intera superficie della barra, l’energia depositata è [41]:

$$(3.53) \quad W = \Delta \cdot S \cdot E_i = \Delta \cdot 0.18 \text{ GeV}$$

dove Δ è il numero di particelle per metro quadro che giungono al rivelatore e $S = 1.8 \text{ m}^2$ è la superficie esposta della barra. Il flusso integrale al livello del mare è dato da [33]:

$$(3.54) \quad N = 0.265 \cdot \Delta^{-1.5s} \text{ sec}^{-1}.$$

Sostituendo $\Delta = W / 0.18$ GeV, in cui W è ricavato dalla (3.49) in funzione della temperatura efficace, si ottiene:

$$(3.55) \quad N = 0.265 \left(\sqrt{\frac{T_0}{7.69 \cdot 10^{-9}}} \sqrt{\frac{1}{\int_{-L/2}^{L/2} \cos^2(\pi Z / L)}} \frac{1}{0.18} \right)^{-1.55} \frac{\text{eventi}}{\text{sec}}$$

Un calcolo effettuato nel 1999 dal gruppo ROG per studiare la corrispondenza tra molteplicità ed energia rilasciata nella barra NAUTILUS da EAS, fornisce un valore di $1.1 \div 3.9$ mK (con un errore del 30% sulla molteplicità), tenendo conto anche dell'effetto di saturazione dei tubi a streamer sottostanti l'antenna. Risultati recenti che esprimono la frequenza di EAS in NAUTILUS in funzione dell'energia sono riportati nella terza colonna della tabella 3.6, mentre i valori complessivi, che tengono conto di tutte le possibili componenti, si trovano nell'ultima colonna della stessa.

3.6 Osservazione dei raggi cosmici con l'antenna gravitazionale NAUTILUS

Lo studio delle interazioni da parte dei raggi cosmici sull'antenna NAUTILUS, effettuato attraverso le simulazioni, non mostra un riscontro con i risultati sperimentali, i quali evidenziano una frequenza dei segnali rivelati maggiore di quella aspettata. C'è inoltre la possibilità che tale comportamento anomalo sia legato alla bassissima temperatura di lavoro della barra [39], ma su questo si sta ancora indagando.

Per ampiezze piccole dei segnali aspettati è stata effettuata una prima analisi utilizzando il metodo cosiddetto a "zero-soglia", che consiste nell'eseguire una ricerca aggiungendo degli "stretches" di dati di NAUTILUS, centrati nel tempo di arrivo degli EAS, selezionati a loro volta con un taglio sulla densità superiore a 600 particelle /m². Il non perfetto accordo tra dati sperimentali e calcoli teorici e l'osservazione di eventi caratterizzati da energie molto elevate ha portato alla ricerca di coincidenze tra i segnali di NAUTILUS e quelli del suo rivelatore di raggi cosmici. Tale ricerca è stata effettuata in tre differenti periodi: Settembre – Dicembre 1998, Febbraio – Luglio 2000 e Agosto 2000 – Agosto 2001. Nei primi due periodi NAUTILUS era raffreddato a 0.1 K, mentre nel terzo a 1.1 K, temperatura a cui l'alluminio non è superconduttore. In tutti e tre i casi è stata fissata una soglia per i dati filtrati corrispondente ad un $SNR = 19.5$.

Per il primo periodo è stato determinato il numero di coincidenze, usando una finestra temporale di 0.5 secondi, in funzione della densità di particelle dei cosmici. Dal

grafico in figura 3.18 si nota un evidente eccesso di coincidenze rispetto al fondo (coincidenze accidentali). Inoltre è stato osservato in NAUTILUS un evento estremamente grande in coincidenza con l'arrivo di un cosmico avente energia $E = 57.89$ K (fuori scala in figura 3.18 per via dell'elevata densità pari a 3600 particelle / m^2) che, in base alla (3.54), ha rilasciato nella barra una energia di 87 TeV . Il buon accordo tra i due tempi di rivelazione esclude la possibilità che si possa trattare di una coincidenza accidentale. È possibile escludere l'ipotesi della cascata elettromagnetica in quanto da una stima del numero di particelle che investono la barra si otterrebbe un valore dell'energia inferiore di almeno tre ordini di grandezza.

Ben diverso è il discorso legato ad eventi di bassa energia, per i quali la stessa energia è correlata alla densità di particelle, come è mostrato in figura 3.19. In altre parole, i segnali rivelati da NAUTILUS in alcuni casi sono dovuti a cascate elettromagnetiche mentre in altri tale componente non riesce a giustificare le ampiezze osservate. Una possibile spiegazione consiste nel considerare la presenza di adroni all'interno della cascata elettromagnetica: in virtù dell'elevata energia rilasciata da questi non si avrebbe più correlazione tra densità di particelle ed energia nella barra. Il verificarsi di un tale evento è però improbabile e il numero di eventi è in disaccordo con i dati. Sono state ipotizzate altre possibili spiegazioni all'eccesso di eventi registrati da NAUTILUS:

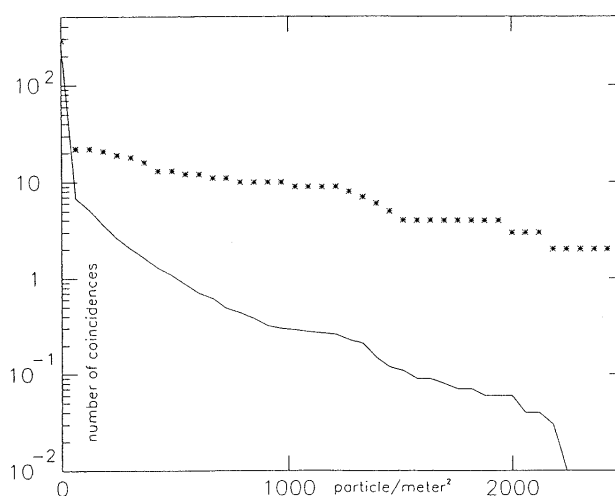


Figura 3.18- Coincidenze tra i dati di NAUTILUS e del rivelatore di raggi cosmici (Set-Dic 1998). Gli asterischi mostrano il numero delle coincidenze (curva integrale) osservate in funzione della densità delle particelle contate dal rivelatore posto sotto il criostato di NAUTILUS. La linea continua mostra il numero stimato di coincidenze accidentali.

- meccanismi di origine meccanica come instabilità o deformazioni plastiche;

- comportamento anomalo del parametro di Gruneisen a $T < 1$ K;
- effetti di origine elettromagnetica;
- presenza di particelle esotiche negli sciami;
- comportamento anomalo di NAUTILUS quando l'alluminio diventa superconduttore.

Quest'ultima ipotesi era quella più accreditata prima dei dati di EXPLORER del 2003 (cfr. paragrafo 5.7), dal momento che durante il terzo periodo, quando cioè NAUTILUS ha operato a temperature per cui l'alluminio non raggiungeva lo stato di superconduttore, non è stata notata alcuna anomalia. I risultati di questa analisi in coincidenza effettuata nei tre periodi sopraindicati sono riassunti in tabella 3.8.

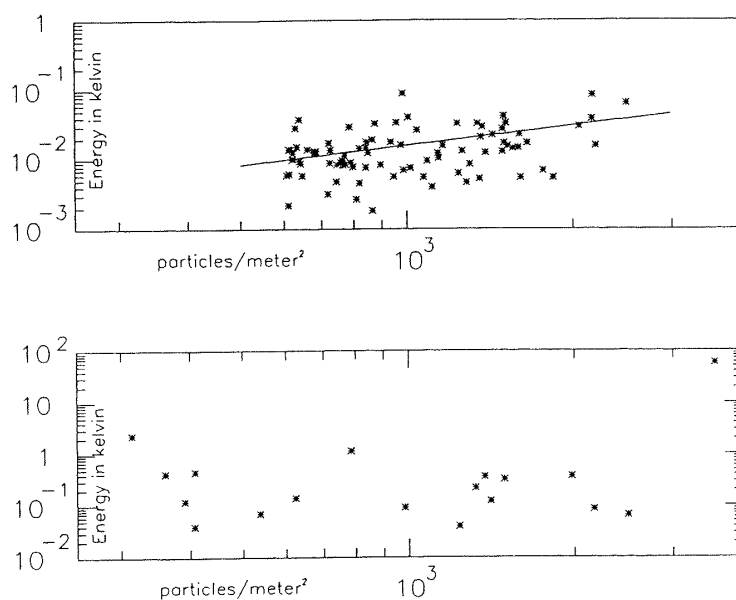


Figura 3.19- Correlazione tra i segnali di NAUTILUS e la densità di particelle dei raggi cosmici. Il grafico superiore mostra la correlazione tra l'energia di NAUTILUS a ritardo zero (rispetto agli eventi dei cosmici) e la corrispondente densità di particelle, per 92 eventi. Il coefficiente di correlazione è 0.30, con una probabilità di accidentalità $< 1\%$. Il grafico inferiore mostra l'assenza di correlazione tra l'energia degli eventi di coincidenza di NAUTILUS e la corrispondente densità di particelle della radiazione cosmica (dati relativi al periodo Ago – Dic 1998).

Data	Temperatura barra	Giorni	Eventi	Accidentali	Eventi/giorno
Set-Dic 1998	0.1	83.4	18	2	0.19 ± 0.051
Feb-Lug 2000	0.1	31.8	13	2.3	0.33 ± 0.11
Totale T = 0.1 K	0.1	115.2	31	4.3	0.23 ± 0.048
Ago 2000-Ago2001	1.1	65.7	6	3.4	0.04 ± 0.04

Tabella 3.8- Coincidenze tra il rivelatore di raggi cosmici e l'antenna NAUTILUS per alluminio nello stato superconduttore e non – superconduttore.

3.7 L'esperienza RAP

Attualmente è in fase di realizzazione l'esperimento RAP (*Rivelazione Acustica di Particelle*) ideato per studiare l'effetto del passaggio di particelle cariche in un oscillatore meccanico fino a bassissime temperature, quando cioè il materiale di cui è costituito diventa superconduttore. L'esigenza di effettuare tale studio, come già anticipato, è sorta in seguito all'eccesso di segnali registrati dall'antenna NAUTILUS, dovuti al passaggio di raggi cosmici, a partire dal momento in cui è diventata operativa a 100 mK. Per l'esperimento verrà utilizzata una piccola barra cilindrica (205 mm di diametro e 585 mm di lunghezza) dello stesso materiale (Al 5056) di cui è costituito NAUTILUS, la cui frequenza di risonanza del primo modo longitudinale è di circa 4.6 kHz. Verrà utilizzato un fascio di elettroni prelevato dall'acceleratore DAΦNE (LNF) che impattando sulla barra ecciterà in essa vibrazioni meccaniche; ciò avverrà sia a temperatura ambiente (normale regime) che a basse temperature (stato superconduttore). Le misurazioni verranno effettuate utilizzando energie dell'ordine del TeV, tipico valore rilasciato nella barra dagli EAS che producono segnali anomali.

Come NAUTILUS la barra di RAP verrà introdotta in un criostato che la raffredderà fino a 0.1 K. Dei filtri meccanici isoleranno il rivelatore da disturbi sismici e acustici, mentre apposite sospensioni in rame OFHC (vedi figura 3.20) avranno la duplice funzione di attenuazione meccanica fino a -150 dB e raffreddamento mantenendo il contatto termico con il refrigeratore a diluizione. La catena di read – out sarà così costituita: ceramiche piezoelettriche con funzione di trasduttore, un preamplificatore JFET a basso rumore ($1 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$) e infine un amplificatore SR560 ($4 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$) ad alto guadagno ($G = 50000$).

Per comparare il segnale dovuto all'interazione delle particelle con la sensibilità della barra, si può esprimere tale segnale in unità Kelvin. Per la barra utilizzata ($\rho_{Al} = 2700 \text{ Kg/m}^3$, $v_{Al} = 5400 \text{ m/s}$, $\gamma = 1,6$) la relazione per il modo fondamentale sarà data da [42]:

$$(3.56) \quad T_{\text{segnale}} = 1.42 \cdot 10^{-14} \left(\frac{dW}{dx} \right)^2 F_1 \quad [\text{K}]$$

dove il fattore $F_1 \approx 1$ per particelle che colpiscono la barra perpendicolarmente all'asse longitudinale. Ciò nell'ipotesi che le particelle rilascino tutta la loro energia lungo un cammino che è pari al diametro della barra stessa. La (3.56) può essere approssimata come segue:

$$(3.57) \quad T_{segnale} = 3.36 \cdot 10^{-13} N_e^2 (\Delta W_e / \text{MeV})^2$$

dove N_e è il numero di particelle che impattano sulla barra e ΔW_e è l'energia rilasciata dalla singola particella.

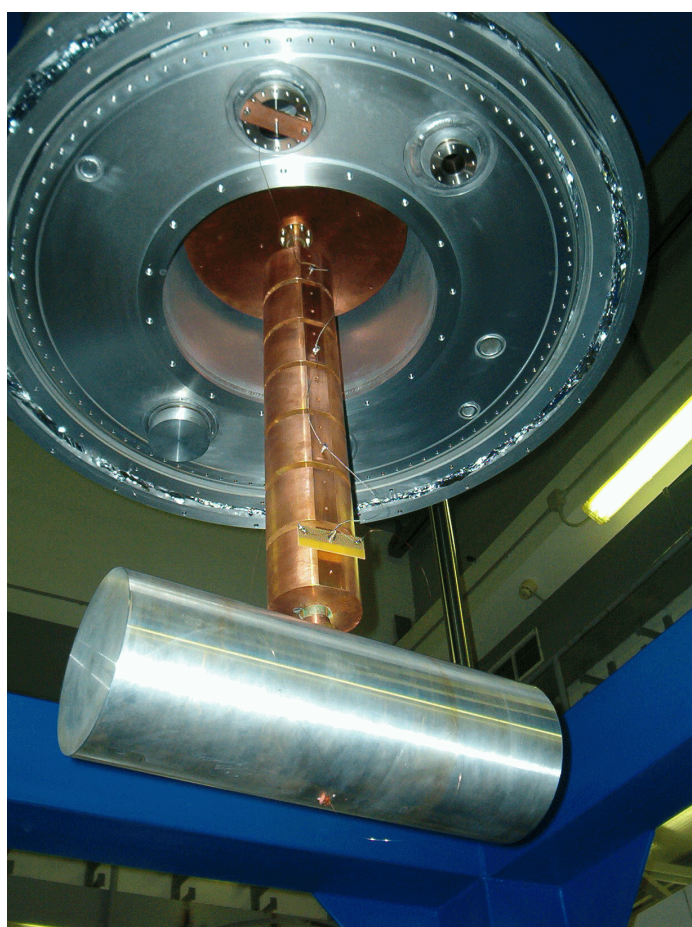


Figura 3.20- Immagine della barra fissata al sistema di sospensione a sette stadi, nel criostato aperto. E' anche visibile il piezoelettrico, nella regione inferiore centrale della barra ed il filo elettrico del readout.

Da una simulazione Monte Carlo risulta che l'energia rilasciata da un elettrone di 510 MeV è $\cong 224.3$ MeV, così che il segnale dovuto ad un fascio di N_e elettroni sarà:

$$(3.58) \quad T_{segnale} = 1.67 \cdot 10^{-8} N_e^2 .$$

Al momento sono state effettuate le prime misure a bassa intensità e a temperatura ambiente, per verificare i risultati ottenuti in esperimenti precedenti al fine di testare l'intera catena acquisizione / analisi e valutare il livello del fondo (background). La barretta è stata colpita da fasci contenenti $1 \div 10^{10} e^+$ o e^- aventi energia compresa tra 25 e 750 MeV.

I risultati di questo esperimento (soprattutto quelli ottenuti a bassissime temperature) saranno fondamentali per capire le interazioni tra particelle ionizzanti e materiali superconduttori e per studiare quali limitazioni pone alla sensibilità della barra la presenza dei raggi cosmici. Ciò fornirà utili informazioni per la realizzazione di futuri rivelatori risonanti di onde gravitazionali.

Al momento sono disponibili soltanto i risultati relativi alle misure effettuate a temperatura ambiente che risultano essere in accordo con le predizioni entro il $20 \div 30 \%$.

Capitolo 4

Il sistema di rivelazione dei raggi cosmici

4.1 Introduzione

Il risultato degli esperimenti (effettuati alla fine degli anni '70) descritti nel capitolo precedente, riguardanti il modello di interazione tra raggi cosmici e barra, è che l'effetto dei raggi cosmici era troppo piccolo per essere rivelato dalle antenne gravitazionali di quegli anni. Il gruppo di Stanford decise successivamente (1985) di dotare la propria antenna risonante, raffreddata alla temperatura dell'elio liquido, di un *telescopio di raggi cosmici*. Dall'analisi dei dati in coincidenza non si ottenne alcun risultato significativo, come del resto ci si aspettava, data la ancora scarsa sensibilità ($T_{eff} \approx 20$ mK).

L'elevata sensibilità raggiunta da NAUTILUS ed EXPLORER ha spinto il gruppo ROG a dotare le proprie antenne di sistemi di rivelazione dei raggi cosmici che siano continuamente funzionanti durante i periodi di acquisizione dati delle antenne stesse, permettendo così di fare un'analisi dei dati in coincidenza.

Il telescopio per raggi cosmici utilizzato è un rivelatore di particelle cariche. Esso è costituito da più rivelatori di particelle affiancati e/o sovrapposti, che sono contemporaneamente in acquisizione, in modo da rendere sicura la rivelazione di una particella tramite la coincidenza dei loro segnali. Quest'idea si realizza per NAUTILUS attraverso sette strati di tubi a streamer e per EXPLORER tramite tre piani di scintillatori; in entrambi i casi i rivelatori sono posti sopra e sotto le antenne in modo da rivelare con sicurezza le particelle che le hanno attraversate.

4.2 Descrizione dell'apparato di NAUTILUS

I *tubi a streamer*, progettati presso i LNF dell'INFN, per la loro praticità, affidabilità e basso costo sono utilizzati in molti esperimenti. La debole ionizzazione prodotta dal passaggio di una particella in un gas sarebbe, in condizioni normali, impossibile da rivelare; applicando invece un intenso campo elettrico, gli ioni e gli elettroni vengono accelerati in direzioni opposte e, se il campo supera una certa soglia, i

secondi possono acquistare una energia superiore al potenziale di ionizzazione del gas, originando così un processo a cascata che amplifica notevolmente il numero di elettroni stessi e quindi il segnale elettrico rivelato. Nella figura 4.1 è evidenziata la sezione di un tubo a streamer a struttura aperta, del tipo usato a NAUTILUS, e le linee di forza del campo elettrico interno [43].

Ogni tubo è composto da 8 cellette in PVC, con una sezione quadrata di $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$, al centro delle quali passa un filo di $100\text{ }\mu\text{m}$, che costituisce l'anodo, connesso con un alimentatore ad alta tensione. Il catodo di ognuna è invece rappresentato dai tre lati ricoperti di grafite. Le otto cellette sono contenute in un involucro di PVC a tenuta stagna, con una larghezza esterna di 25 cm , uno spessore di 3 cm ed una lunghezza di 600 cm , chiuse agli estremi da coperchi anch'essi in PVC. Ad una estremità si trova l'ingresso e l'uscita della miscela gassosa, mentre sull'altra estremità vi è la scatola di alimentazione per l'alta tensione, la quale serve anche alla lettura del segnale, che avviene direttamente dall'anodo.

I tubi utilizzati sono 116, ciascuno con dimensioni esterne $25\text{ cm} \times 3\text{ cm} \times 600\text{ cm}$, divisi in 7 strati disposti sopra e sotto il rivelatore. La figura 4.2 mostra schematicamente la disposizione dei tubi rispetto al rivelatore con vista frontale e riporta la distanza di separazione tra i due piani (5.4 m) e gli angoli di accettazione massimi, pari a 33.4° per particelle inclinate che arrivino lateralmente rispetto all'antenna e di 43.4° per particelle inclinate che arrivino frontalmente. La struttura superiore è formata da tre moduli ognuno con tre piani sovrapposti, con superficie totale pari a 36 m^2 . La struttura inferiore, invece, è costituita da un unico modulo formato da 4 piani sovrapposti ciascuno avente una superficie di 16.5 m^2 . Il volume di ciascun tubo è circa 45 litri, quindi complessivamente il sistema richiede 5220 litri di miscela gassosa.

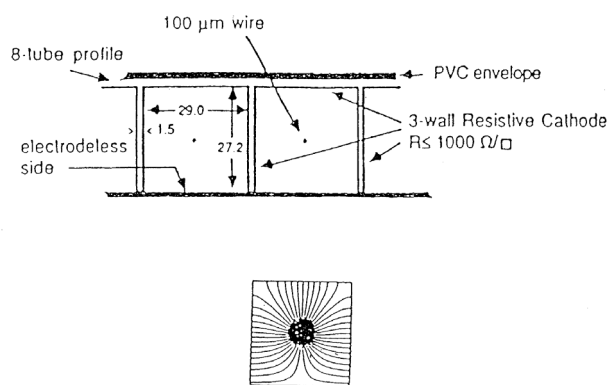


Figura 4.1- Sezione trasversale di un tubo a streamer a struttura aperta e campo elettrico interno.

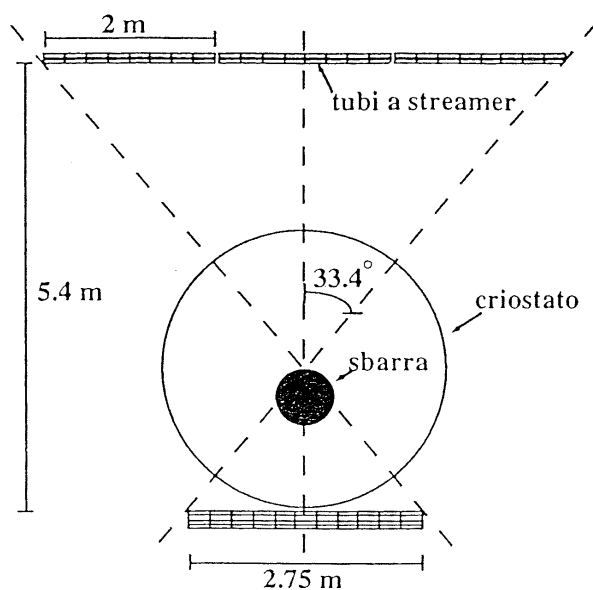


Figura 4.2- Disposizione geometrica dei tubi rispetto all'antenna NAUTILUS.

4.2.1 Regime di scarica limitata

Al passaggio di una particella ionizzante vengono prodotti ioni ed elettroni nel gas; gli ioni migrano lentamente verso i tre lati della cella ricoperti da grafite, dove si depositano incrementando il campo elettrico, mentre gli elettroni migrano verso l'anodo centrale, generando un segnale di corrente.

In un rivelatore di questo tipo assumono un ruolo fondamentale la scelta della miscela gassosa e della tensione di lavoro. Per avere una efficace moltiplicazione occorre usare un gas con bassa elettronegatività, come i gas nobili, per impedire la ricombinazione degli elettroni strappati dalla particella ionizzante. D'altra parte si deve impedire che la scarica interessi tutto il rivelatore per migliorare l'efficienza e ridurre i tempi morti: a tale scopo si utilizza un idrocarburo che assorbe, tramite i livelli roto-vibrazionali, i fotoni inevitabilmente prodotti nella cascata. La scarica è così limitata ad una piccola zona intorno alla traccia della particella, senza la presenza di *ripartenze*, cioè reazioni spurie indotte dai fotoni che, giungendo sul catodo, liberano elettroni per effetto fotoelettrico dando origine ad una nuova cascata. Quando la miscela usata è in grado di assorbire i fotoni e limitare l'effetto degli ioni, ottenendo una scarica circoscritta e di breve durata, allora si parla di scarica limitata.

Le dimensioni di un tubo a streamer (distanza anodo-dinodo) sono rilevanti perché da esse dipendono le proporzioni tra le componenti della miscela gassosa utilizzata. Nel caso in esame si utilizza una miscela di Argon al 40 % e Isobutano al 60 % : questa è adatta alla rivelazione di grandi quantità di particella, come nel caso di sciame estesi, con scariche abbastanza intense.

Altra caratteristica fondamentale di un tubo a streamer è la presenza di un *plateau* nella curva che mostra l'aumento del conteggio di eventi da un singolo tubo in funzione della tensione applicata. Tale andamento è riportato in figura 4.3 nel caso di una miscela di Argon 40 % e Isobutano 60 %.

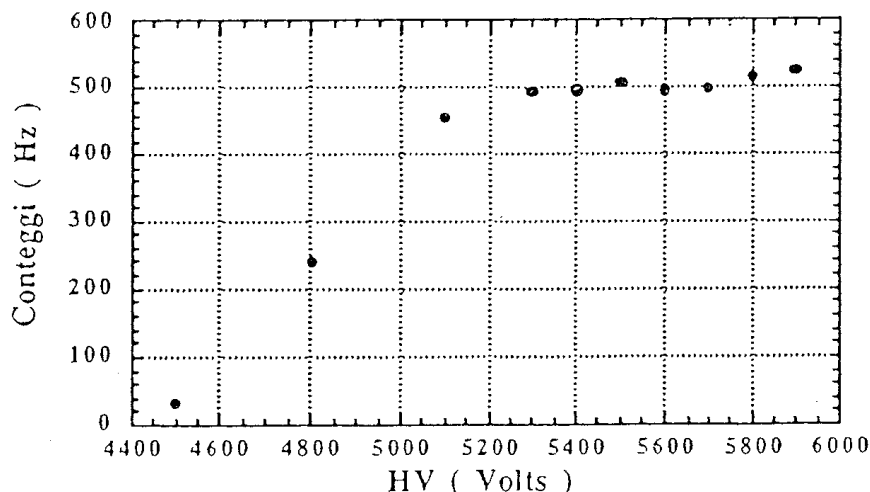


Figura 4.3- Andamento dei conteggi di un tubo in funzione della tensione applicata, con miscela di Argon 40 % + Isobutano 60 %.

La salita iniziale è dovuta al graduale passaggio dal regime proporzionale, in cui la carica rivelata a parità di particella è molto minore e fortemente dipendente dalla tensione, al regime a scarica limitata. La zona piana corrisponde alla generazione di scariche in piena efficienza e senza segnali spuri, con la carica rivelata che dipende solo debolmente dalla tensione. Infine la salita a più alte tensioni è dovuta alle ripartenze, che la miscela usata non riesce più a impedire. La tensione di lavoro è stata scelta in modo tale da fissare il regime di scarica limitata nella zona centrale del plateau, a 5650 Volt.

Per un buon funzionamento è necessario che non vi sia aria all'interno dei tubi, che potrebbe generare scariche spontanee; per questo, prima di alzare la tensione fino al valore di utilizzo, occorre fare molti ricambi completi del gas. Inoltre, a causa della contaminazione della miscela attraverso le pareti in PVC delle celle e alla deposizione di polimeri sul catodo che facilmente liberano elettroni generando ripartenze, è necessario fluire continuamente la miscela. Nella figura 4.4 è mostrato un impulso tipico, in uscita da un tubo, con la miscela e la tensione normalmente usate. Il risultato finale è una singola scarica, che appare come un filamento molto sottile ($\sim 200 \mu\text{m}$), di ioni ed elettroni, che parte dall'anodo e si propaga per alcuni millimetri verso il catodo, prima di essere assorbita dall'Isobutano. La zona di oscuramento massimo dipende dall'inclinazione, dal tipo di particella e dalla miscela usata; nel caso in esame non si estende mai per più di 7 mm [44]. Nel regime a scarica limitata il valore della carica raccolta è pari a circa 60 –70 pC per particella. La piccola zona interessata dalla scarica non ha alcun effetto apprezzabile sulla

saturazione di un tubo a streamer; ciò che limita invece la possibilità di misura di un tale rivelatore è il tempo morto, cioè il tempo di ricarica, dovuto al fatto che esso forma un condensatore con una capacità per unità di lunghezza pari a:

$$\frac{C}{L} = \frac{2\pi \varepsilon_0}{\log(d/r_{an})} \quad \left[\frac{pF}{m} \right]$$

dove $d = 1.5$ cm è la distanza tra catodo e anodo, $\varepsilon_0 = 8.85$ pF/m è la costante dielettrica del gas, $r_{an} = 5 \cdot 10^{-3}$ cm è il raggio dell'anodo e $L = 6$ m è la lunghezza del tubo. In questo caso la capacità di un tubo è circa pari a $C = 134.7$ pF [45]. Il tempo morto, nel caso degli sciami estesi più intensi, per i quali avviene la scarica totale del tubo, è dell'ordine di $RC \approx 1$ ms (dove $R = 10$ M Ω è la resistenza di alimentazione). Per particelle singole, invece, il tempo morto risulta essere inferiore poiché la capacità che si scarica è minore. Occorre poi tenere conto del ritardo con cui gli ioni positivi migrano verso il catodo, rispetto agli elettroni che raggiungono l'anodo molto più velocemente: si stima che uno ione positivo impieghi circa 9 μ s per percorrere i 15 mm dall'anodo al catodo, con la miscela di gas utilizzata. In altre parole, dopo 9 μ s il tubo a streamer è di nuovo pronto ad emettere una scarica intensa, per tempi minori se ne può avere una meno intensa qualora una particella attraversi la stessa regione del tubo.

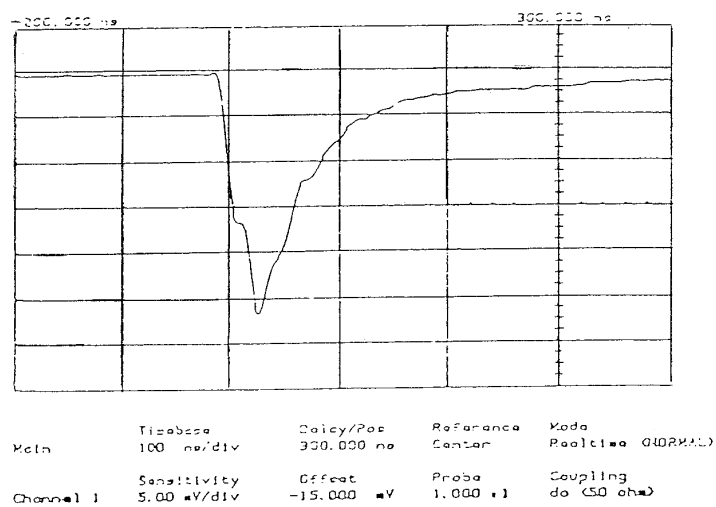


Figura 4.4- Tipico segnale di un tubo a streamer.

4.2.2 Elettronica e acquisizione dati

I segnali in uscita dalle cellette di un tubo a streamer consistono in impulsi di corrente letti sugli anodi che vengono sommati analogicamente e quindi inviati ad un

partitore resistivo, il quale ha il compito di separare il segnale da acquisire da quello usato per formare il trigger. Il segnale da acquisire è attenuato e ritardato (di circa 500 ns) in modo da arrivare dopo il segnale dato dal trigger ed è inviato ad un ADC (Convertitore Analogico Digitale).

Il sistema si serve di un particolare dispositivo chiamato *Charge Walker (CW)* che integra la carica per il tempo scelto, la converte in tensione e la compara con una soglia (anch'essa in tensione). Ciò permette di discriminare un certo tipo di evento, con un numero di particelle per piano selezionato proprio dal valore di soglia della tensione. In particolare si tenta di selezionare eventi di tre tipi.

- Eventi in cui sia passata almeno una particella nei piani superiori e, in coincidenza, almeno una nel modulo inferiore. A questa situazione corrisponde tipicamente il passaggio di un muone che non ha interagito con la barra. Inoltre, essendo tali eventi molto frequenti, essi vengono acquisiti all'inizio di ogni file di dati per la calibrazione degli ADC con la particella singola.
- Eventi in cui sia passata almeno una particella nei piani superiori e, in coincidenza, almeno N particelle in quelli inferiori. Questa situazione si verifica, ad esempio, al passaggio di un adrone che interagisce con l'antenna producendo uno sciame, oppure di uno sciame esteso che non si sia fermato nel rivelatore.
- Eventi in cui non vi siano particelle sopra ma ve ne siano almeno N sotto. Questo è il caso in cui adroni, neutroni o sciami molto inclinati hanno interagito con l'antenna producendo secondari.

Il sistema dispone di un quarto *trigger artificiale (impulsatore)* che aziona l'ADC anche se non ci sono segnali da acquisire. In questo modo si ottiene il valore di "zero" (*pedistallo*) degli ADC, che verrà poi sottratto dalle letture degli impulsi reali.

Un orologio GPS (Global Positioning System) permette di determinare l'esatto istante di tempo in cui si verifica ciascun evento. La sincronizzazione dei tempi, in particolare, è di grande importanza per l'analisi dati, soprattutto per capire entro quale intervallo temporale un evento di raggi cosmici e la produzione di vibrazioni nella barra si possono considerare coincidenti. Questo per due motivi:

1. si deve porre un limite di confidenza per considerare un evento cosmico come possibile causa di una eccitazione della barra
2. solo definendo una finestra temporale Δt si può calcolare la probabilità che tale coincidenza sia avvenuta per caso; Δt dovrà essere la più stretta possibile per abbassare la probabilità che tale coincidenza sia casuale.

Infine la lettura degli ADC e la registrazione dei dati su disco vengono controllate da un rt VAX 300, dedicato completamente all'acquisizione.

4.3 Descrizione dell'apparato di EXPLORER

L'antenna gravitazionale EXPLORER è munita di un rivelatore di raggi cosmici costituito da 3 piani di scintillatori: D1 e D2 situati sotto il criostato e D3 posto al disopra

di esso. I piani sottostanti sono entrambi costituiti da 4 scintillatori affiancati, aventi ciascuno dimensioni $44 \text{ cm} \times 360 \text{ cm}$, per una superficie totale di circa $4 \times 1.584 \text{ m}^2 = 6.336 \text{ m}^2$. Il piano D3, realizzato nel Febbraio 2003, è invece costituito da 15 scintillatori, ciascuno di dimensioni $30 \text{ cm} \times 300 \text{ cm}$, per una superficie totale di circa $15 \times 0.900 \text{ m}^2 = 23.760 \text{ m}^2$. D1 e D2 sono separati da una distanza di soli 14 cm, mentre D3 è posto a circa 510 cm dagli altri due, secondo la configurazione mostrata in figura 4.5. Tra i due piani D1 e D2 sono inoltre interposte 4 “palette”, scintillatori piccoli la cui superficie varia da 810 cm^2 a 1020 cm^2 . Mentre tutti i plastici dei piani D1, D2 e D3 possiedono due fotomoltiplicatori ciascuno, posti alle estremità, ognuna delle quattro palette ne ha uno soltanto.

Gli scintillatori rispetto ai tubi a streamer presentano il vantaggio di una maggiore stabilità poiché non contengono gas, ma hanno anche numerosi difetti come, ad esempio, la saturazione dei fotomoltiplicatori (parzialmente ridotta attraverso la lettura dei dinodi) e la possibile disuniformità dei materiali di cui sono costituiti.

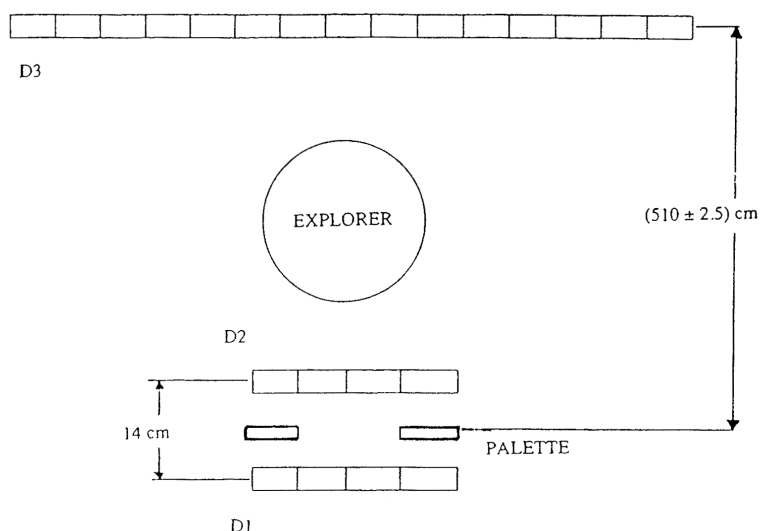


Figura 4.5- Disposizione geometrica degli scintillatori rispetto al rivelatore EXPLORER.

4.3.1 I rivelatori a scintillazione

Quando uno scintillatore è attraversato da radiazione, gli atomi e le molecole che lo costituiscono vengono eccitati ed emettono luce durante il processo di diseccitazione. Il segnale in uscita da uno scintillatore può fornire varie informazioni:

- *sensibilità all'energia* – al disopra di una certa energia minima gli scintillatori rispondono in modo lineare all'energia depositata, cioè la resa di luce è direttamente proporzionale ad essa;
- *breve tempo di risposta* – rispetto ad altri tipi di rivelatori gli scintillatori hanno un tempo di risposta piuttosto breve: ciò permette di determinare con precisione la differenza temporale tra due eventi, mentre il tempo morto è notevolmente ridotto;
- *profilo dell'impulso* – alcuni scintillatori permettono di distinguere diversi tipi di particelle dal profilo dell'impulso di luce emesso.

La proprietà che manifestano i materiali scintillatori è nota come *luminescenza*: se esposti ad una qualunque forma di energia (luce, calore, radiazione) la assorbono e la riemettono sotto forma di luce visibile, ad una lunghezza d'onda compresa tra 400 e 500 nm. Se la riemissione avviene entro 10^{-8} s, allora si può, più propriamente, parlare di *fluorescenza*. In prima approssimazione l'evoluzione temporale del processo di riemissione è descritta da un'esponenziale decrescente [46]:

$$(4.1) \quad \dot{N} = \frac{N_o}{\tau_d} \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right),$$

dove \dot{N} è il numero di fotoni emessi in un intervallo infinitesimo di tempo centrato intorno a t , N_o il numero totale dei fotoni emessi e τ_d la costante di decadimento.

Un buon rivelatore a scintillazione dovrebbe possedere le seguenti proprietà:

- elevata efficienza nella conversione dell'energia assorbita in luce di fluorescenza (detta *resa di luce*)
- trasparenza alla radiazione di fluorescenza
- breve costante di decadimento.

Attualmente sono in uso diversi tipi di materiali scintillatori: organici (cristalli, liquidi e plastici) e inorganici (cristalli, gas e vetri). Il rivelatore di raggi cosmici di EXPLORER è realizzato con *scintillatori plastici*, costituiti da una miscela di un soluto organico e un solvente plastico solido. Questo rivelatori hanno una risposta molto rapida: $\tau_d \approx 10$ ns.

Occorre sottolineare che la luce emessa è direttamente proporzionale all'energia depositata dalla particella, solo se tale energia non è molto grande. Seguendo la modellizzazione del comportamento dello scintillatore proposta da Birks (1951), la resa di luce per intervallo dx di lunghezza è:

$$(4.2) \quad \frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + KB \frac{dE}{dx}}$$

dove A rappresenta l'efficienza di scintillazione e KB è un parametro legato alla densità di ionizzazione.

La resa di luce di alcuni scintillatori può essere anche funzione della temperatura, tuttavia a temperatura ambiente tale dipendenza è minima.

4.3.2 I fotomoltiplicatori

La luce prodotta nello scintillatore è inviata ad un fotomoltiplicatore che provvede a convertirla in segnale elettrico. I fotomoltiplicatori consistono di un *catodo* in materiale fotosensibile (*fotocatodo*) seguito da una sezione in cui avviene la moltiplicazione degli elettroni ad opera di elettrodi detti *dinodi*, posti a tensione via via crescente, e infine di un *anodo* da cui viene prelevato il segnale. Quando un fotone arriva sul fotocatodo, viene emesso un elettrone per *effetto fotoelettrico* che, per via dell'alta tensione, viene guidato e accelerato verso il primo dinodo, su cui trasferisce la propria energia per liberare altri elettroni cosiddetti *secondari*. Essi, a loro volta, sono accelerati verso i dinodi successivi in modo tale da generare una cascata di elettroni secondari, cioè un segnale in corrente che viene prelevato nell'anodo. In figura 4.6 è rappresentato in modo schematico un tubo fotomoltiplicatore.

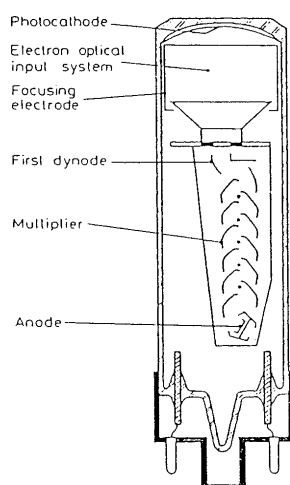


Figura 4.6- Riproduzione schematica di un tubo fotomoltiplicatore.

Affinché l'effetto fotoelettrico avvenga è richiesto un valore minimo della frequenza ν della luce incidente, secondo la nota formula di Einstein:

$$(4.3) \quad E = h \nu - \Phi$$

dove E è l'energia cinetica dell'elettrone emesso e Φ la minima energia necessaria per estrarre un elettrone. Un parametro molto importante per il fotocatodo è l'efficienza quantica $\eta(\lambda)$, definita da:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{numero di fotoelettroni rilasciati}}{\text{numero di fotoni incidenti sul catodo}}$$

alla lunghezza d'onda λ della radiazione incidente. Un tipico valore dell'efficienza quantica per i fototubi usati su EXPLORER (PHILIPS modello 56 AVP) è $\eta \cong 0.16$.

È fondamentale la scelta dei materiali per la realizzazione del fotocatodo: in genere si prediligono leghe di antimonio con uno o più metalli alcalini, proprio per via dell'elevata efficienza quantica che le caratterizza, come ad esempio Cs – Sb. La produzione di elettroni secondari nei dinodi avviene attraverso un processo analogo all'effetto fotoelettrico e per facilitare ciò la superficie di ogni dinodo è rivestita con un sottile strato di opportuni materiali quali Ag – Mg – O – Cs. Un fotomoltiplicatore contiene in media da 10 a 14 dinodi ed è in grado di produrre fino a 10^8 elettroni da un unico fotone (*guadagno*).

In prima approssimazione, per flussi non troppo elevati di fotoni incidenti, la risposta di un fotomoltiplicatore si può considerare lineare, cioè la corrente in uscita è direttamente proporzionale al numero di fotoni incidenti. Il *guadagno* in un fotomoltiplicatore dipende fortemente dal numero dei dinodi presenti e dal *fattore di emissione dei secondari* δ , che a sua volta è funzione dell'energia dell'elettrone primario. Poiché l'energia degli elettroni incidenti su ogni dinodo è funzione della differenza di potenziale V_d presente tra i dinodi, si può esprimere $\delta = K V_d$. Nel caso dei fototubi montati sugli scintillatori di EXPLORER, tipicamente $\delta \cong 3.7$. Assumendo la tensione applicata equamente suddivisa tra gli n dinodi, cosa che può essere realizzata attraverso una catena di resistenze o di diodi Zener, il guadagno di un fotomoltiplicatore è dato da [46]:

$$(4.4) \quad G = \delta^n \cong (K V_d)^n .$$

Il guadagno, quindi, varia in funzione della tensione, attraverso la relazione:

$$(4.5) \quad \frac{dG}{G} = n \frac{dV_d}{V_d} .$$

Il circuito equivalente di un fotomoltiplicatore è costituito da un generatore di corrente in parallelo con una resistenza R ed un condensatore di capacità C . Assumendo che il segnale di luce in ingresso sia quello fornito da uno scintillatore, descritto da un esponenziale decrescente, la corrente all'anodo sarà:

$$(4.6) \quad I(t) = \frac{G N e}{\tau_d} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right)$$

dove G è il guadagno, N il numero di fotoelettroni emessi dal catodo, e la carica dell'elettrone e τ_d la costante di decadimento dello scintillatore. Per cui è possibile ottenere per $V(t)$ la seguente espressione [46]:

$$(4.7) \quad V(t) = \begin{cases} \frac{-G N e R}{\tau - \tau_d} \left[\exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right) - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right] & \tau \neq \tau_d \\ \left(\frac{G N e R t}{\tau_d^2} \right) \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right) & \tau = \tau_d \end{cases}$$

con $\tau = RC$. Fissata τ_d attraverso la scelta dello scintillatore, per $\tau \ll \tau_d$, il segnale è piccolo ma riproduce fedelmente il tempo di decadimento del segnale iniziale, mentre il tempo di salita è rapido e circa uguale al τ del circuito di uscita. Per $\tau \gg \tau_d$, cresce sia l'ampiezza del segnale che il tempo di decadimento che ora è dell'ordine di τ , mentre il tempo di salita è circa uguale a τ_d .

Come qualsiasi altro strumento elettronico, anche i fotomoltiplicatori sono soggetti a fonti di rumore. Può capitare, infatti, di rilevare un lieve flusso di corrente anche quando un fotomoltiplicatore non è esposto alla luce: in tal caso si parla di *dark current*. Questa corrente può derivare da varie sorgenti:

- emissione termoionica dal catodo o dai dinodi
- correnti di fuga
- contaminazione radioattiva
- fenomeni di ionizzazione
- fenomeni di luminosità

Altra fonte di rumore è rappresentata dal *rumore statistico*, legato alla natura statistica dei processi di fotoemissione ed emissione secondaria. Pertanto, a parità di luce incidente, il numero di elettroni raccolti sull'anodo sarà soggetto ad una fluttuazione temporale. Tale rumore è anche noto come *shot noise* e determina le fluttuazioni della corrente dell'anodo attorno al suo valore medio. A causa della estrema sensibilità dei fotomoltiplicatori alla luce, è opportuno tenerli sempre lontani da qualsiasi fonte di luce, anche quando non sono sottoposti ad alta tensione, per evitare il problema di trovare correnti residue. Anche la presenza di un campo magnetico può influenzare la risposta di un fotomoltiplicatore, in quanto la traiettoria degli elettroni può essere deviata rispetto a quella che ottimizza l'efficienza. Infine possono verificarsi anche effetti legati alla temperatura, che in genere sono molto piccoli se comparati ai precedenti, specialmente a temperatura ambiente.

Una delle caratteristiche fondamentali che si richiede ad un fotomoltiplicatore è la stabilità nel guadagno, che può essere influenzata da due diversi fattori:

- *drift*: lieve diminuzione del guadagno che si verifica quando il fototubo è soggetto ad un livello costante e sufficientemente intenso di illuminazione che si protrae nel tempo;

- *shift*: improvvisa variazione del guadagno che si verifica subito dopo che il fototubo è stato sottoposto ad un impulso molto intenso.

4.3.3 Operazioni di montaggio e calibrazione

L'accoppiamento tra scintillatore e fotomoltiplicatore deve essere realizzato massimizzando la trasmissione della luce verso quest'ultimo. Per un migliore risultato, nel caso di EXPLORER, sono stati utilizzati due fotomoltiplicatori, ciascuno posto ad una estremità dello scintillatore e collegati ad esso attraverso guide di luce.

La *guida di luce*, in genere realizzata in plexiglass ad elevate proprietà ottiche, sfrutta il principio della riflessione interna e può essere facilmente lavorata ed adattata a diverse geometrie. Secondo la legge di Liouville al massimo una frazione r della luce prodotta nello scintillatore raggiunge il fotomoltiplicatore, dove:

$$r = \frac{f}{F} = \frac{\text{area fotomoltiplicatore}}{\text{area scintillatore}}$$

Per adattare l'estremità piatta dello scintillatore alla faccia circolare del fotomoltiplicatore in modo da non far diminuire eccessivamente r , esistono varie soluzioni:

- *fish tail*, mostrata in figura 4.7, per cui la guida di luce varia la sua forma con continuità per adattare le due diverse geometrie;
- *twisted*, mostrata in figura 4.8, che consiste in strisce separate che si avvolgono su se stesse fino a convergere nel fotocatodo.

Questa seconda geometria, più complicata da realizzare ma molto efficiente, è quella utilizzata per gli scintillatori dei piani inferiori dell'apparato di EXPLORER, mentre per quelli del piano D3, di dimensioni minori, è stato invece sfruttato il primo tipo.

Dopo il montaggio i contatori vengono testati ponendo delle sorgenti radioattive o dei LED (sorgenti calibrate di luce) di lunghezza d'onda nota di fronte allo scintillatore ed analizzando il segnale risultante con un oscilloscopio. In figura 4.9 è riportato il tipico segnale generato in un plastico. Considerando che un fotomoltiplicatore ha un intervallo di lavoro in tensione che si estende su 1000 volt, una semplice procedura per stimare il punto di lavoro che ottimizza l'efficienza consiste nel realizzare un *plateau*, analogamente a quanto già fatto nel caso dei tubi a streamer (cfr. paragrafo 4.2.1). Nel caso in esame la tensione minima di lavoro dei fototubi è circa 1500 V, mentre la tensione minima tra due dinodi consecutivi è 80 V.

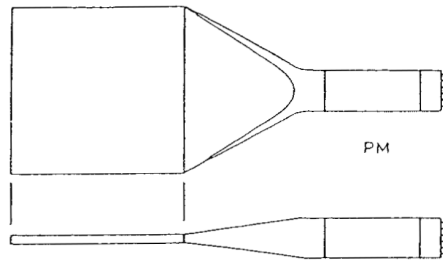


Figura 4.7- Guida di luce di tipo 'fish tail' che adatta la faccia piatta di uno scintillatore a quella circolare di un fotomoltiplicatore.

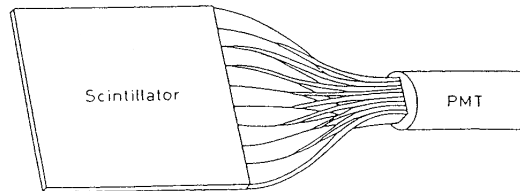
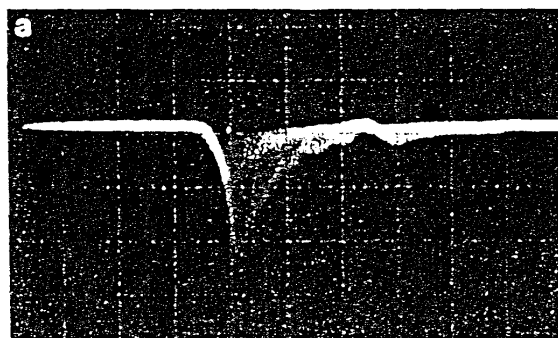


Figura 4.8- Guida di luce di tipo 'twisted' che adatta la faccia piatta di uno scintillatore a quella circolare di un fotomoltiplicatore.



Plastic
 Vert. scale : 0.2 V/cm
 Hor. scale : 10 ns/cm
 Source : ^{207}Bi 10 μCi

Figura 4.9- Tipico segnale generato in un plastico, visualizzato su un oscilloscopio.

4.3.4 Risposta dinamica dei fotomoltiplicatori di EXPLORER

Se si studia la risposta di un fototubo graficando l'intensità di corrente (segnale in uscita) in funzione del flusso luminoso Φ che lo investe (figura 4.10), si nota che essa presenta inizialmente linearità ma si discosta da tale andamento al crescere di Φ , a causa di effetti di saturazione. La saturazione di un fotomoltiplicatore in parte è dovuta al fatto che il numero degli atomi presenti sul fotocatodo e sui dinodi, in grado di produrre elettroni durante il processo di moltiplicazione, è finito e in parte ad *effetti di carica spaziale*. Nel primo caso, qualora gli atomi siano sollecitati da elevati flussi di fotoni o elettroni, la sovrapproduzione di elettroni secondari tende a far diminuire il guadagno dal momento in cui il loro numero non è più trascurabile rispetto a quello degli atomi che li ha prodotti. Il secondo effetto, invece, si verifica poiché la nube di elettroni che va da un dinodo verso il successivo tende ad annullare l'effetto del campo elettrico presente tra i due stadi, generandone essa stessa uno opposto. Quindi i singoli elettroni, meno accelerati nel loro moto, impattando sul dinodo che deve accoglierli non riescono a generarne molti altri (essendo tale produzione proporzionale all'energia della particella incidente). In tali situazioni il fototubo non risponde più linearmente.

In figura 4.11 è riportato lo schema originale del partitore (BASE 4238 con 56 AVP, CERN) dei fotomoltiplicatori montati sugli scintillatori di EXPLORER. Il partitore è fatto in modo da distribuire in maniera adeguata la tensione tra i vari dinodi attraverso una catena di resistenze. Esso presenta inoltre una serie di condensatori, di capacità via via crescente, che vanno dal quinto al quattordicesimo dinodo, la cui funzione è quella di assorbire la carica che in quest'ultimo tratto può essere molto intensa ed evitare che le resistenze siano percorse da correnti troppo elevate. Infatti, l'intensità della corrente media che generalmente attraversa un fototubo è di pochi mA, ma lavorando in regime impulsivo si raggiungono picchi di ≈ 100 mA. La presenza di tali condensatori ha lo scopo di evitare la momentanea caduta di tensione dovuta a questi picchi: essi forniscono la carica necessaria durante il periodo di picco e si ricaricano nell'istante successivo. I due fattori di *drift* e *shift* (cfr. paragrafo 4.3.2), causa di instabilità nel guadagno, sono influenzati dalla presenza di tali condensatori. Infine, sono presenti dei diodi Zener nella parte iniziale e finale, punti critici del partitore, la cui funzione è quella di fissare ad un valore costante la differenza di potenziale tra due dinodi. Si può notare che il partitore, oltre ad avere l'uscita dell'anodo, è predisposto per averne una anche in corrispondenza del quattordicesimo dinodo, qualora si abbia bisogno di prelevare un segnale in corrente positivo.

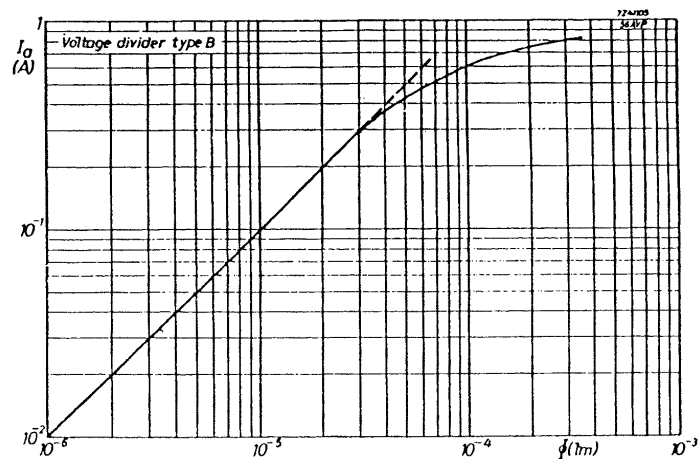


Figura 4.10- Risposta di un fotomoltiplicatore in funzione del flusso luminoso Φ espresso in lumen ($1 \text{ lm} = 4.3 \cdot 10^{15}$ fotoni/secondo, per $\lambda = 550 \text{ nm}$).

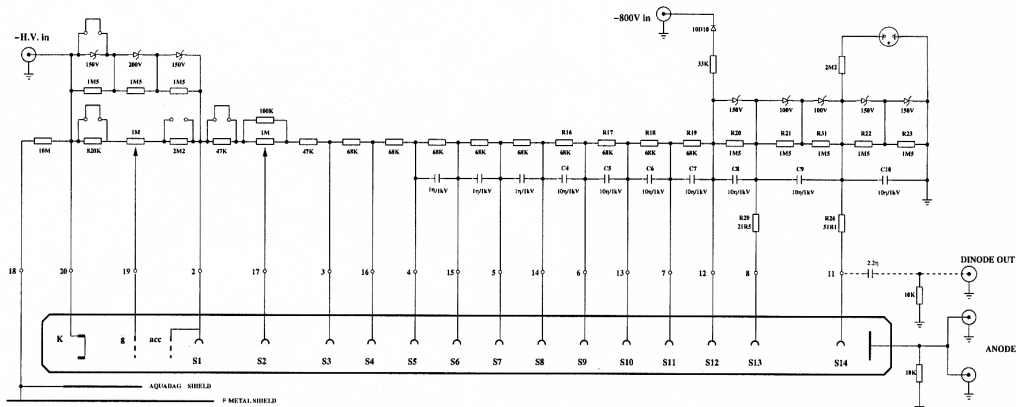


Figura 4.11- Schema originale del partitore del fotomoltiplicatore mod. 56 AVP.

4.3.5 Modifiche dei fototubi e calibrazione

Tra i due effetti descritti nel precedente paragrafo, responsabili della saturazione di un fotomoltiplicatore, quello dominante è l'effetto di carica spaziale. Per contrastare tale effetto e ampliare l'intervallo di risposta lineare di un fototubo è sorta l'esigenza di modificare ciascun partitore, aggiungendo un ulteriore canale di uscita in corrispondenza

del dodicesimo dinodo (ciò si è verificato da Febbraio 2003 per il piano D3 e da Luglio 2003 per D1 e D2). Chiaramente l'effetto di carica spaziale sarà più lieve nei primi dinodi, in quanto il numero degli elettroni presenti non è ancora molto elevato. Di conseguenza, anche l'effetto di saturazione tende a diminuire scegliendo dinodi via via più vicini al fotocatodo. Così facendo, però, decresce anche il guadagno, per cui la scelta del dodicesimo dinodo è risultata essere il giusto compromesso.

Prima di arrivare alla configurazione finale, i partitori hanno subito una prima modifica in cui è stata semplicemente aggiunta l'uscita al dodicesimo dinodo (e tolta quella al quattordicesimo), mentre tutti gli altri componenti sono rimasti invariati. Il segnale prelevato dal dinodo, però, a causa di induttanze parassite (dovute al collegamento interno al fototubo, tra dinodo e zoccolo) non presentava le caratteristiche aspettate. È stata studiata, allora, una rete per compensare l'induttanza e migliorare la qualità dei segnali che, tuttavia, per l'effetto di carica spaziale, restavano ancora fortemente distorti e non lineari. È sorta allora l'esigenza di effettuare una seconda modifica intervenendo sulle tensioni di lavoro dei dinodi, in modo da attenuare tale effetto almeno fino al dodicesimo dinodo. Per poter determinare il corretto punto di lavoro sono stati portati fuori dal partitore i collegamenti degli ultimi cinque dinodi e alimentati separatamente in modo da poterne variare facilmente le tensioni. Nelle figure 4.12 *a*) e *b*) sono mostrate le varie risposte, nel caso di anodo e dodicesimo dinodo rispettivamente, ottenute per diversi set di tensioni applicate agli ultimi cinque dinodi (tabella 4.1).

Allo scopo di determinare il set di tensioni di alimentazione che permettesse di ottenere il più ampio intervallo di linearità sono state effettuate una serie di misure della corrente, raccolta dall'anodo e dal dodicesimo dinodo, in risposta ad impulsi luminosi di intensità variabile. Per generare tali impulsi è stato utilizzato un LED, di lunghezza d'onda nota ($\lambda = 470$ nm), capace di fornire impulsi luminosi di durata pari a 10 ns, la cui intensità è stata variata agendo sull'ampiezza in tensione dell'impulsore di comando del LED nell'intervallo 1.5 ÷ 10 V. Tale intervallo non permette, però, di raggiungere la vasta dinamica (che va dalla singola particella a qualche migliaio) di cui si avrebbe bisogno. Per risolvere questo problema al LED sono stati anteposti attenuatori di vario tipo composti da diaframmi e diffusori.

La calibrazione tensione – potenza luminosa del LED è eseguita agendo sulla tensione dell'impulsore e leggendo la risposta (avente andamento quasi lineare) su un POWER METER (rivelatore con fotodiodo al silicio). Per fare ciò occorre lavorare a frequenze piuttosto elevate (\approx MHz) rispetto ai pochi Hz usati durante le misure. Durante questa prima fase il LED è stato posto direttamente davanti al fotomoltiplicatore.

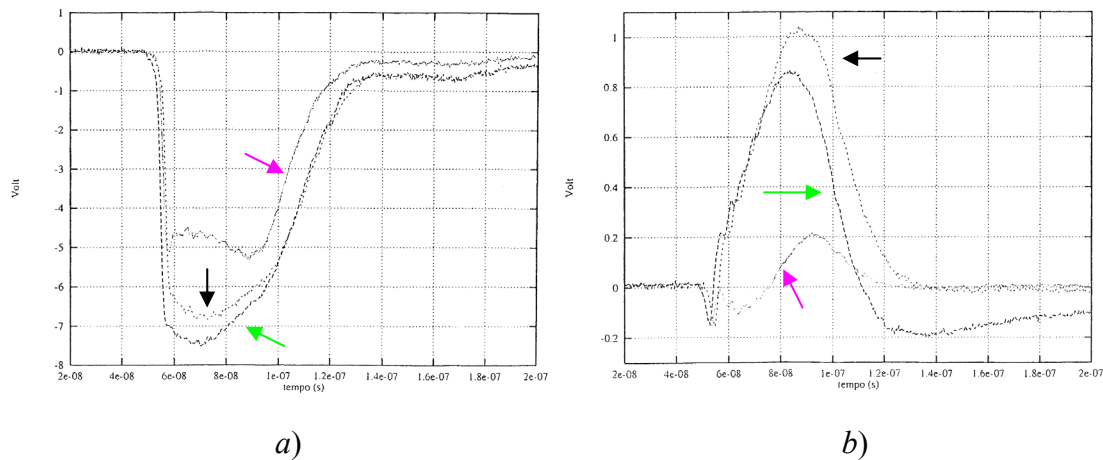


Figura 4.12- Risposte dell'anodo(a)) e del dodicesimo dinodo (b)) ottenute per diversi set di tensioni applicate agli ultimi cinque dinodi (I° set rosa, II° set verde, III° set nero).

Dinodo	I° set HV (V)	II° set HV (V)	III° set HV (V)
S ₁₀	828	879	828
S ₁₁	740	770	720
S ₁₂	653	653	603
S ₁₃	501	501	451
S ₁₄	297	297	247
HV (V)	2000	2050	2000
V _{LED} (V)	7.36	7.36	7.36

Tabella 4.1- Set delle tensioni con cui sono stati alimentati separatamente gli ultimi cinque dinodi (dal decimo al quattordicesimo). Per la configurazione definitiva è stato scelto il terzo set di tensioni.

L'operazione successiva è stata quella di collegare il LED ad una estremità di un plastico ed un fototubo all'altra, in modo da poter misurare sia gli impulsi generati dal LED sia quelli provenienti dai raggi cosmici. Ciò ha permesso di trovare una corrispondenza tra la tensione di comando del LED (già correlata alla potenza luminosa in fase di calibrazione) e numero di particelle. In queste misure il trigger dei cosmici era costituito dalla coincidenza tra il plastico ed una paletta sovrapposta ad esso nella

posizione centrale (come si vedrà in seguito, la risposta di uno scintillatore è funzione della posizione in cui incide la particella). I due istogrammi di figura 4.13 mostrano le distribuzioni delle ampiezze dei segnali letti per gli impulsi del LED (a destra) e dei raggi cosmici (a sinistra): per quest'ultimo è ben visibile la tipica distribuzione di Landau.

Per tutte queste operazioni è stato utilizzato un ADC ad integrazione di carica, a 32 ingressi indipendenti, con impedenza in ingresso di 50Ω e larghezza del gate di 120 ns. Per ogni canale la carica in ingresso viene convertita in tensione attraverso un CVC (Charge to Voltage Converter) e poi amplificata in modo da ottenere un guadagno $1X$ oppure $7.5X$, trasformato poi in due parole a 12 bit dall'ADC.

Di seguito sono mostrati i risultati ottenuti attraverso dei grafici che descrivono le prestazioni dei fotomoltiplicatori dopo le modifiche apportate ai partitori. Così, ad esempio, confrontando il grafico in figura 4.14 *a*), che rappresenta il rapporto anodo/dinodo dopo la prima modifica, con quello in figura 4.14 *b*), realizzato dopo la seconda, si nota che per segnali molto piccoli il partitore modificato non ha un guadagno molto diverso da quello di uno non modificato, mentre per segnali grandi c'è una maggiore stabilità. Inoltre, osservando separatamente il comportamento dei segnali in uscita dall'anodo (figura 4.15 *a*) e dal dinodo (figura 4.15 *b*) risulta evidente che mentre il primo resta lineare fino a circa 50 particelle, il secondo inizia a saturare attorno alle 250. Sperimentalmente si nota che per grandi impulsi nel partitore modificato il segnale del dinodo è circa 18 volte più piccolo rispetto a quello dell'anodo. Chiaramente "migliorare la dinamica" non significa accrescere il guadagno abbattendo la saturazione, poiché comunque ogni fotomoltiplicatore possiede un limite intrinseco nella quantità di corrente che è possibile estrarre (non si possono ricavare più di 300 mA). Semplicemente, le modifiche effettuate mirano a sfruttare al meglio le caratteristiche di questi oggetti mantenendoli operativi anche per elevati flussi di particelle. Nel caso specifico del piano D3, l'effetto di saturazione è ben visibile nel grafico in figura 4.16. Qui è rappresentata la densità di particelle misurata dagli anodi in funzione di quella dei dinodi: è evidente che i primi iniziano a saturare ad una densità di $\approx 100 \text{ part} / \text{m}^2$.

Solo a questo punto sono stati scelti i valori dei componenti da utilizzare nella configurazione definitiva del partitore, il cui schema è mostrato in figura 4.17.

I 30 fototubi montati sugli scintillatori del piano D3 sono stati modificati e calibrati nei Laboratori di Frascati, quindi trasportati al CERN e uniti ai plastici. Per ciò che riguarda invece i piani D1 e D2, le modifiche sono state realizzate direttamente a Ginevra, operando contemporaneamente sui due piani, in modo tale da non lasciare mai completamente sprovvista l'antenna del rivelatore inferiore di raggi cosmici.

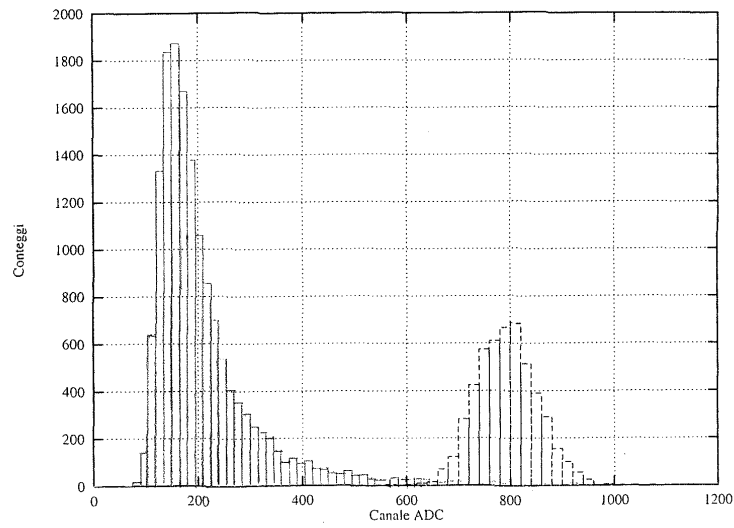


Figura 4.13- Distribuzioni delle ampiezze dei segnali letti per gli impulsi del LED (destra) e dei raggi cosmici (sinistra).

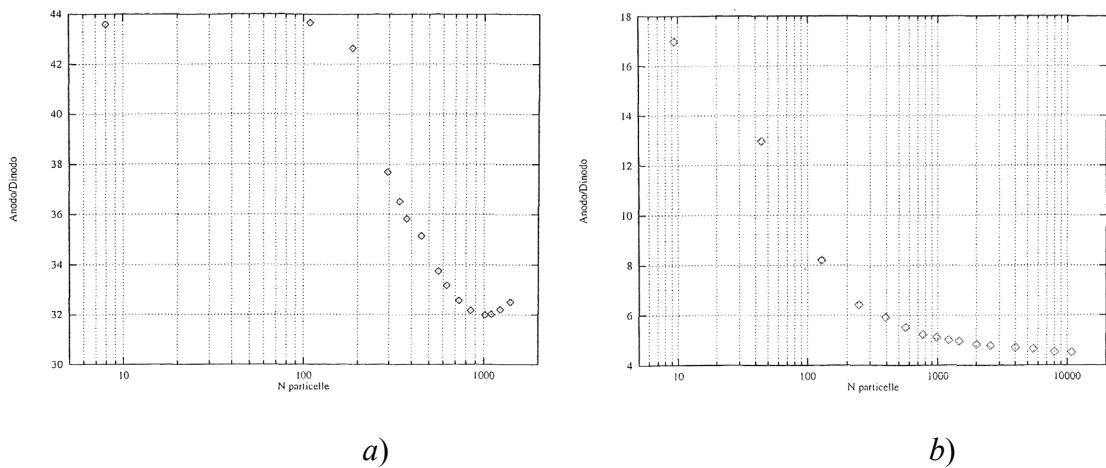
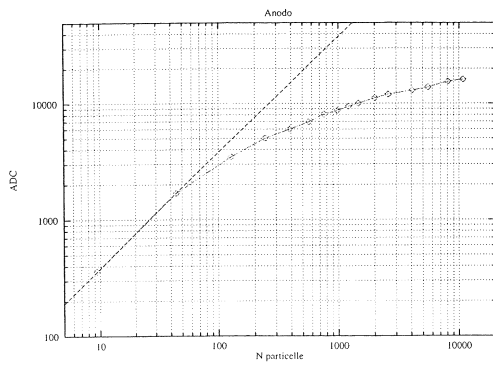
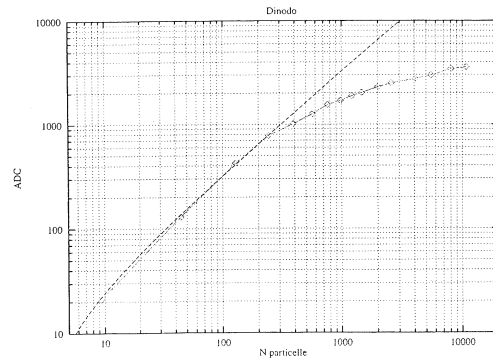


Figura 4.14- Rapporto anodo / dodicesimo dinodo dopo la prima modifica (a), aggiunta uscita sul dodicesimo dinodo) e dopo la seconda (b), alimentazione separata degli ultimi cinque dinodi).



a)



b)

Figura 4.15- Segnale in uscita dall'anodo (a) e dal dodicesimo dinodo (b).

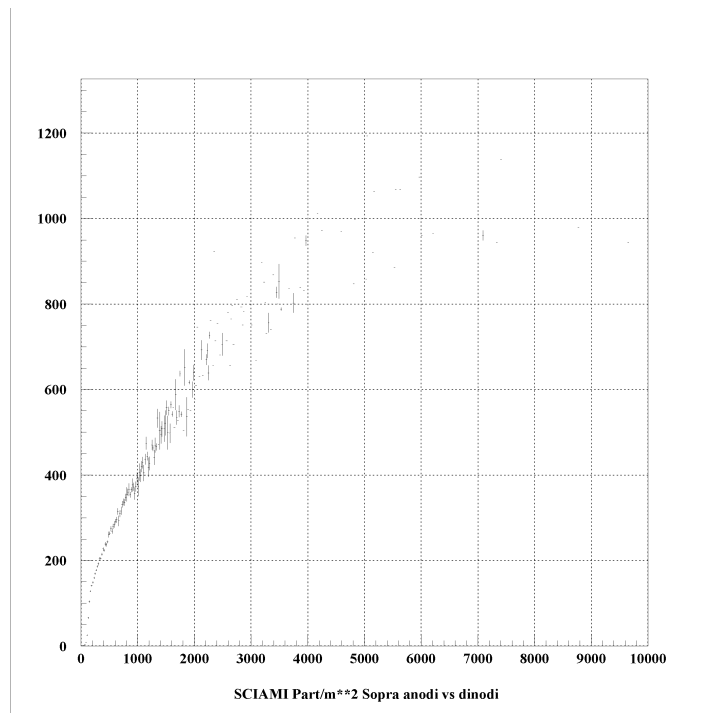


Figura 4.16- Densità delle particelle misurata dagli anodi in funzione di quella dei dinodi, per gli scintillatori del piano D3.

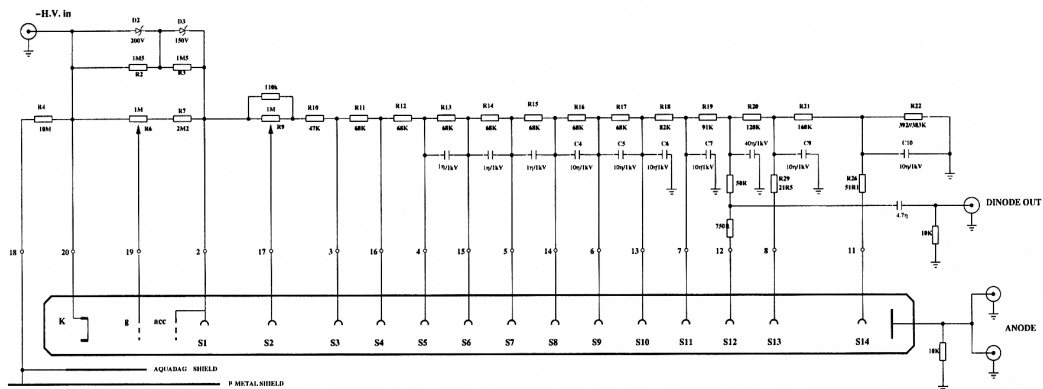


Figura 4.17- Schema definitivo del partitore modificato.

4.3.6 Misura della lunghezza di attenuazione

L'utilizzo di scintillatori e fotomoltiplicatori consente di realizzare efficienti rivelatori di particelle. Una limitazione alla loro efficienza deriva dalla perdita di luce attraverso i bordi dello scintillatore oppure dall'assorbimento del materiale di cui esso è costituito. Quest'ultimo effetto è trascurabile per rivelatori di piccole dimensioni, ma diventa importante quando il tratto percorso dalla luce all'interno dello scintillatore è comparabile con la *lunghezza di attenuazione* ℓ , la quale caratterizza la diminuzione di luminosità in funzione del cammino percorso dalla luce, misurato a partire dal punto di generazione (dove la luminosità è L_0). Vale infatti [46]:

$$(4.8) \quad L(x) = L_0 \exp\left(\frac{-x}{\ell}\right) .$$

La luce emessa in ogni dato punto dello scintillatore viaggia in tutte le direzioni e soltanto una frazione di essa raggiunge il fotomoltiplicatore: ciò riduce notevolmente l'efficienza e la risoluzione in energia del rivelatore. Una possibile soluzione consiste nel rendere la superficie dello scintillatore riflettente, sì da ricatturare tutti quei fotoni che tendono a sfuggire. Ciò può essere ottenuto avvolgendo i plastici con fogli di alluminio ed uno strato di cartoncino nero fissato con nastro adesivo.

Le misure della lunghezza di attenuazione sono state effettuate al fine di valutare il grado di disuniformità del materiale e determinare così come varia la risposta del plastico in funzione del punto in cui incidono le particelle. Inoltre tale studio ha permesso anche di verificare lo stato di conservazione degli scintillatori, l'eventuale presenza di fratture interne e di determinarne il tipo, dal momento che quelli utilizzati per EXPLORER sono

stati recuperati da vecchi esperimenti. Per ciascuno degli scintillatori di EXPLORER è stata misurata la lunghezza di attenuazione in due diversi modi. Alcune misure sono state effettuate utilizzando come sorgente lo ^{90}Sr , altre sfruttando la coincidenza con una paletta (scintillatore piccolo) sovrapposta allo scintillatore, osservando i raggi cosmici. Nelle prime misure la sorgente è stata collocata in diverse posizioni lungo lo scintillatore: 6 in lunghezza e 3 in larghezza per quelli dei piani inferiori, 15 in lunghezza e 3 in larghezza per quelli del piano superiore. Nelle figure 4.18 a) e b) sono riportate 2 curve relative a 2 scintillatori, uno dei piani inferiori, per il quale risulta $\ell \approx 180$ cm, ed uno del piano superiore, avente $\ell \approx 218$ cm, rispettivamente. La misura della lunghezza di attenuazione è stata poi ripetuta studiando la coincidenza dei segnali provenienti da uno scintillatore e da una paletta (posta in diverse posizioni su di esso) esposti ai raggi cosmici. Ad esempio, nel caso esaminato in precedenza relativo allo scintillatore del piano superiore, il fit realizzato sulla nuova misura conferma il valore di $\ell \approx 218$ cm, come mostrato in figura 4.19 a). Se fino ad ora è stata rappresentata la risposta del singolo fototubo, la figura 4.19 b) mostra invece la curva che si ottiene sommando i segnali dei due fototubi (qui il fit è dato dalla somma di due esponenziali).

Sperimentalmente risulta che per i plastici del piano superiore ($300 \times 30 \times 1$ cm³) $\langle \ell \rangle \cong 213$ cm, mentre per quelli dei piani inferiori ($360 \times 44 \times 1.5$ cm³) $\langle \ell \rangle \cong 155$ cm. Confrontando questi valori con quelli tabulati per scintillatori di vari tipi si è giunti a formulare l'ipotesi secondo cui i plastici di EXPLORER sono di tipo NE 110 ($\ell \cong 400$ cm) ma deteriorati dall'invecchiamento.

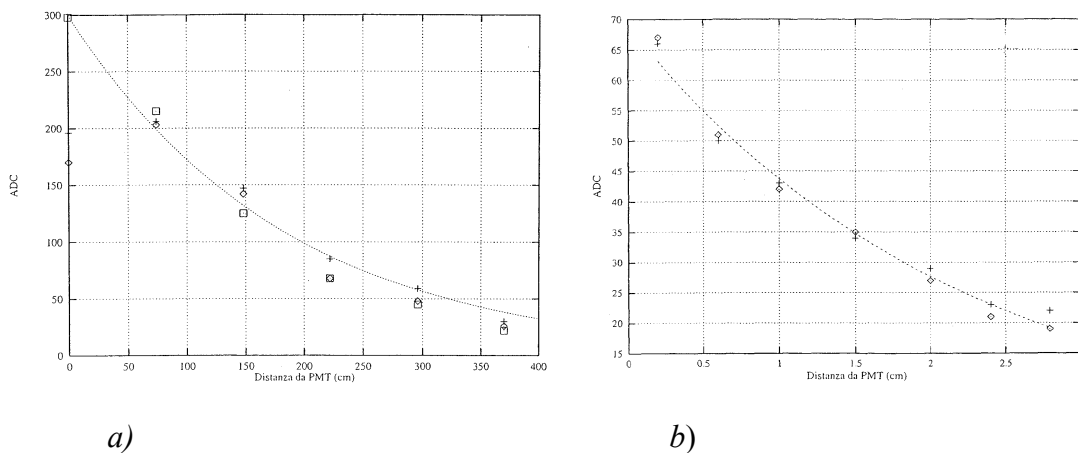


Figura 4.18- Misura della lunghezza di attenuazione (effettuata con sorgente) di uno scintillatore dei piani inferiori (a), per il quale risulta $\lambda = 180$ cm e per uno dei piani superiori (b), per ci invece $\lambda = 218$ cm.

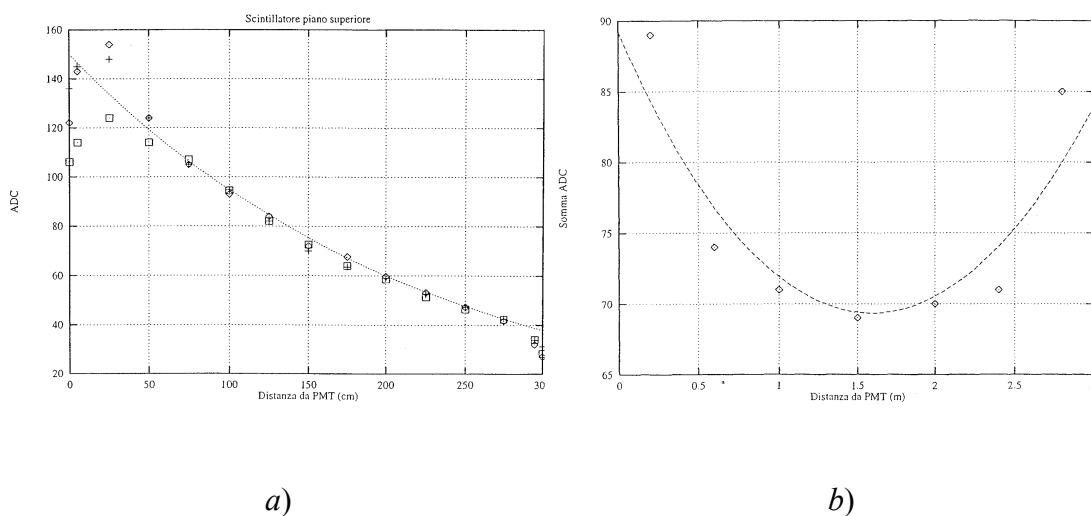


Figura 4.19- Misura della lunghezza di attenuazione (effettuata attraverso i cosmici) per uno scintillatore dei piani inferiori, per il quale risulta $\lambda = 218$ cm (a). Somma dei segnali dei due fototubi nella misura della lunghezza di attenuazione (b).

Sebbene a questo punto sia utile descrivere le prestazioni degli scintillatori di EXPLORER, si è deciso di anteporre a tale trattazione quella relativa all'elettronica e al sistema di acquisizione. Alcune delle informazioni riguardanti il programma di acquisizione sono infatti necessarie per comprendere meglio l'utilizzo del sistema di rivelazione dei cosmici.

4.3.7 L'elettronica

Per comprendere meglio il funzionamento del sistema è bene fare riferimento alla figura 4.20, in cui è riportata l'elettronica dell'apparato.

In ingresso sono rappresentati i segnali uscenti dagli anodi per i tre piani di scintillatori e le palette: essi giungono ad un partitore resistivo che separa i segnali da acquisire da quelli usati per formare il trigger. I segnali da acquisire vengono attenuati tramite una resistenza di 464Ω e ritardati di 600 ns in modo da arrivare dopo il segnale dato dal trigger, quindi inviati a due ADC. Per realizzare le linee di ritardo, anziché ricorrere ai convenzionali cavi, è stato sfruttato un nuovo sistema cosiddetto a "costanti concentrate", che utilizza delle linee LC in cascata (filtri passa – basso) progettate in modo opportuno. In questo modo, capacità e induttanza solitamente distribuite lungo i cavi, sono discretizzate in componenti passivi. Per formare il trigger, invece, si utilizzano i segnali non attenuati, i quali attraversano una resistenza di 7Ω e giungono nei moduli ADDER che

sommano analogicamente la carica di tutti gli scintillatori appartenenti ad un unico piano, fornendo così in uscita la carica ricevuta da ogni piano. Tali segnali “somma” sono poi inviati ad un discriminatore. Sono stati realizzati quattro diversi trigger:

- *trigger di muoni*, costituito da una tripla coincidenza del piano D3, discriminato a 25 mV, con i piani D1 e D2, discriminati a 20 mV ciascuno;
- *trigger di sciame 1*, costituito da una doppia che vede in coincidenza i piani D1 e D2 discriminati a 253 mV;
- *trigger delle palette*, costituito da una doppia che vede in coincidenza i segnali provenienti da due sole palette discriminati a 20 mV;
- *trigger di sciame 2*, costituito da una tripla che vede in coincidenza il piano D3, discriminato a 25 mV, con D1 e D2, entrambi discriminati a 375 mV.

Così, ad esempio, il passaggio di una particella che non interagisce con il criostato ma attraversa tutti e tre i piani farebbe scattare il trigger dei muoni, mentre lo sciame che si genererebbe se questa interagisse con l’antenna coinvolgerebbe tutti e quattro i trigger. D’altra parte, il trigger di sciame 1 e quello delle palette scatterebbero anche nel caso in cui ci fossero particelle molto inclinate che non attraversano il piano D3 ma interagiscono con il criostato generando sciame. Poiché i muoni sono di gran lunga gli eventi più frequenti, essi vengono acquisiti in numero fissato all’inizio di ogni RUN (attualmente 5000) per la calibrazione degli ADC. Poi il trigger viene spento per impedire che esso domini completamente l’acquisizione vista la sua elevata frequenza.

Nel caso dei trigger di sciame 1 e 2 che potrebbero essere caratterizzati da eventi particolarmente energetici è stato necessario anteporre ad essi dei moduli attenuatori regolati in modo opportuno.

A questo punto da ciascuno dei quattro trigger partono tre segnali: uno diretto verso uno SCALER NIM, l’altro ad un altro SCALER CAMAC a 16 canali e l’ultimo verso un INPUT/OUTPUT REGISTER che registra i trigger in ingresso nei primi 4 dei suoi 16 canali. Nel crate CAMAC, oltre a questi ultimi due moduli e agli ADC, è presente l’interfaccia con il VME, che controlla i vari moduli dialogando con essi. Ciò permette di scegliere quale tipo di evento acquisire leggendo l’INPUT/OUTPUT REGISTER. Quest’ultimo invia un segnale di *start* ad un DT (Dual Timer) il quale, agendo come un circuito *flip – flop*, forma un *gate* per l’apertura dell’ADC, lo inibisce fino a quando la catena dell’acquisizione non è libera e, alla fine del *gate*, quando l’evento è stato registrato, azzerà il valore degli ADC. Attualmente il *gate* è di 140 ns poiché deve tenere conto di vari fattori:

- durata del segnale dei singoli muoni inclinati (~ 70 ns)
- tempo di volo lungo la diagonale che separa i piani inferiori da quello superiore, che misura circa 750 cm (~ 25 ns)
- sparpagliamento sul fronte degli EAS (qualche ns)
- tempo impiegato dal segnale luminoso nel suo percorso all’interno dello scintillatore e della guida di luce (qualche ns).

Le frequenze dei conteggi per i quattro trigger risultano essere:

- 300 ÷ 400 Hz per i muoni
- 0.4 ÷ 0.6 Hz per sciame 1

- 0.09 ÷ 0.12 Hz per le palette
- 0.2 ÷ 0.4 Hz per sciame 2.

Per ciò che riguarda invece il segnale uscente dai dinodi (rappresentati nella zona in basso della figura 4.20, questo non viene utilizzato per formare il trigger, ma è acquisito direttamente dagli ADC, risultando sottoposto allo stesso gate.

Alcuni canali ausiliari, non propriamente dedicati all'acquisizione di eventi da raggi cosmici, registrano i dati provenienti da un termometro e dall'orologio GPS (di cui si parlerà nel prossimo paragrafo).

4.3.8 Il sistema di acquisizione

Il controllo dei moduli, la lettura degli ADC, la scrittura su disco e tutte le operazioni necessarie per l'acquisizione vengono controllate da un KAV 30, calcolatore su scheda, su VME. Il sistema operativo è il VAXELN, già utilizzato in molti esperimenti in cui è necessaria una presa dati continua e facilmente controllabile. I vantaggi di questo sistema sono molteplici: una notevole velocità di acquisizione; il software che può essere scritto in C, FORTRAN o PASCAL, è caricato direttamente sul KAV 30 e gira sempre con la stessa rapidità indipendentemente dal traffico sulle reti esterne; il colloquio con l'esterno tramite la rete ETHERNET permette di sviluppare tutti i programmi su VAX / VMS e caricarli poi sul KAV 30, ma anche di avere informazioni continue sullo stato di acquisizione o sui dati, leggibili da qualsiasi terminale connesso in rete. L'intero sistema rappresentato tramite lo schema a blocchi in figura 4.21 è stato recuperato dall'esperimento MACRO [47].

Il programma di acquisizione effettua una lettura di tutta l'elettronica e la scrive su disco. Per ogni RUN esso registra informazioni riguardo:

- una lettura dei tempi del GPS
- il conteggio degli eventi per ciascun trigger e le relative frequenze (che dovrebbero essere, quanto più è possibile, uguali tra RUN diversi).

Inoltre, periodicamente avviene:

- una misura dei valori dei piedistalli per tutti i canali, sia quelli diretti che quelli amplificati, dell'ADC
- una lettura della tensione e della corrente corrispondente a ciascun canale del generatore di alta tensione
- un "*read test*" che permette di verificare l'efficienza nell'acquisizione ed il corretto funzionamento del CAMAC, attraverso la lettura della risposta che fornisce il sistema ad un input specifico.

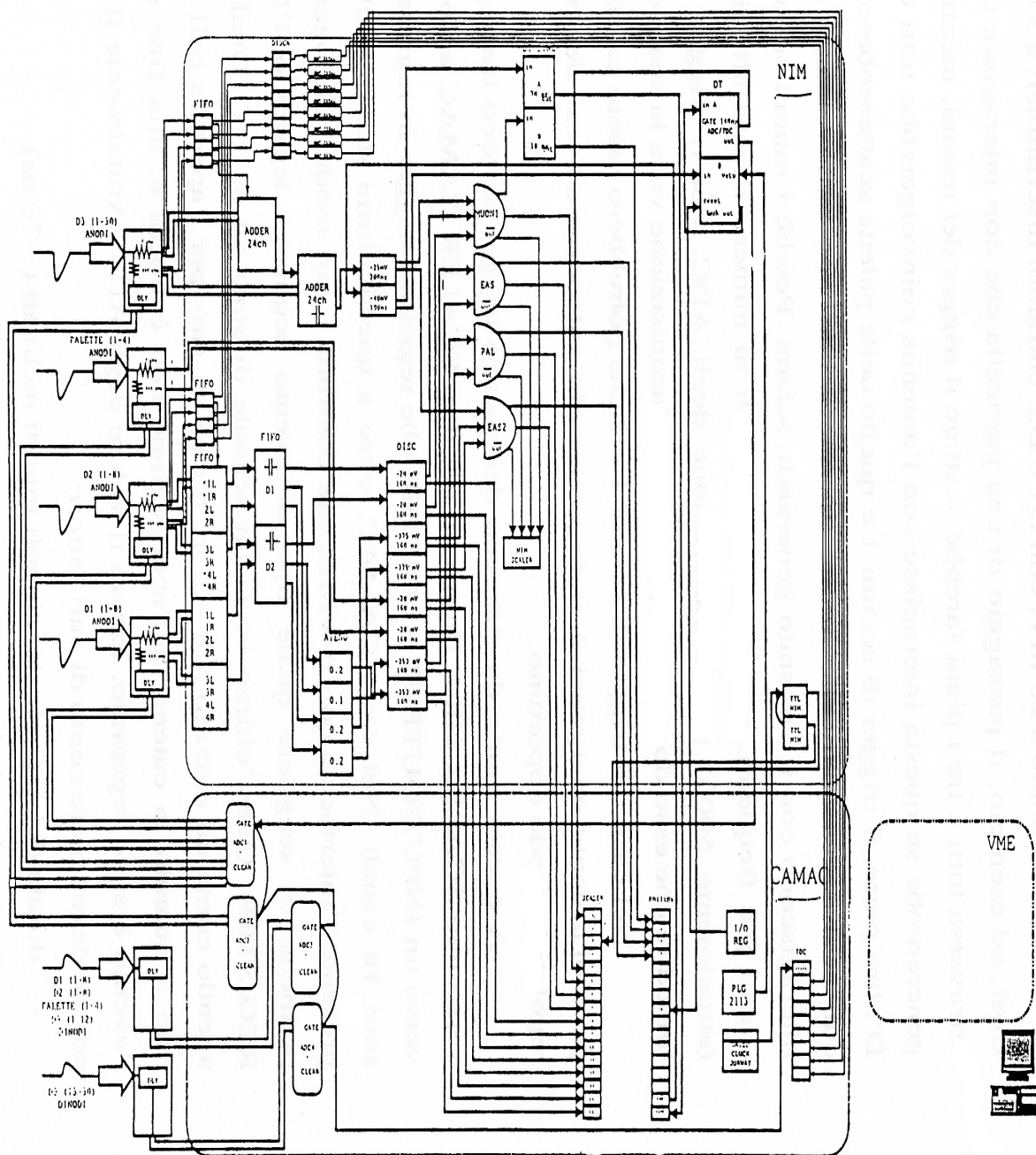


Figura 4.20- Schema dell'elettronica per la rivelazione dei raggi cosmici di EXPLORER.

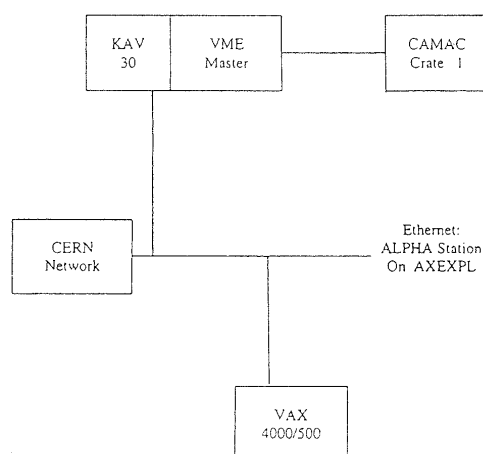


Figura 4.21- Schema a blocchi del sistema di acquisizione di EXLPORER.

È possibile seguire l'acquisizione in tempo reale visualizzando sullo schermo l'esatta configurazione spaziale di tutti i singoli fototubi del sistema di rivelazione dei cosmici: i numeri si riferiscono al numero di particelle in ogni contatore. L'immagine in figura 4.22 ne è un esempio e da qui è anche possibile risalire al tipo di trigger che ha avviato l'acquisizione.

Quando in un RUN viene raggiunto il numero prefissato di eventi (60000) il file viene chiuso e se ne apre un altro con numero di RUN incrementato. Per avere ulteriori informazioni riguardo i dati acquisiti e controllare l'efficienza del sistema, alla fine di ogni RUN viene attivato automaticamente un programma di pre-analisi che elabora una statistica sull'ultimo file di dati attraverso la realizzazione di alcuni istogrammi e files di testo. È servendosi di questi ultimi che vengono effettuate le calibrazioni descritte nel paragrafo successivo.

Un'ultima considerazione riguarda il sistema di sincronizzazione degli orologi: il tempo che caratterizza ciascun evento, riferito al tempo solare locale, avviene attraverso il segnale di un GPS che sincronizza un *Master Clock*, contenente un oscillatore al rubidio di elevata precisione, da cui dipendono varie unità periferiche, chiamate *Slave Clock*. Una di queste unità viene letta dal sistema di acquisizione dei raggi cosmici, per cui è possibile risalire all'istante di inizio e fine di ogni RUN e al tempo di ogni singolo evento. In tal modo è reso possibile uno studio dei segnali in coincidenza tra gli eventi rivelati dagli scintillatori e quelli provenienti dall'antenna EXPLORER (per questo si rimanda al capitolo 5).

La presa dati è iniziata a Marzo 2002 con pochissime interruzioni dovute all'ampliamento e perfezionamento dell'apparato, grazie all'installazione di nuovi scintillatori. Nel caso in cui si verificasse un'interruzione causata, ad esempio, dalla mancanza di corrente nei laboratori, un messaggio d'allarme verrebbe immediatamente inviato ai responsabili, via rete, i quali, sempre via rete, possono far ripartire il processo interrotto riattivando le tensioni negli scintillatori.

```

RUN 849 EVENTO N 5623 TRIGGER (HEX) E 4-AUG-2003 09:23:57.98 Ch Dir
OCCIDENTE Npart= 4111. ORIENTE

Scintillatori superiori 0.9 m**2 anodi
L 177 282 368 200 373 682 346 372 365 274 489 305 395 360 627
R 149 365 698 437 581 335 410 571 247 747 451 309 320 402 474

Scintillatori superiori 0.9 m**2 dinodi
L 22 71 80 2 48 128 37 78 123 57 165 122 123 95 110
R 193 69 129 38 115 40 114 156 81 233 114 140 93 134 68

scintillatori inferiori (1.5 m**2) (Left Righth)
L R L R L R L R
1012 1050 35 1340 1433 922 1437 1347
689 692 650 1436 991 847 1432 1309
scintillatori piccoli
39 21 157 50

```

Figura 4.22- Schermata che riporta il numero di particelle contate da ciascun fototubo, nella loro esatta configurazione geometrica.

4.3.9 Operazioni di calibrazione

Si è tentato di fare in modo che i due fototubi di uno stesso scintillatore fossero bilanciati, cioè che presentassero circa lo stesso guadagno. Ciò, in parte è stato realizzato via hardware, tentando di porre alle estremità dello scintillatore due fototubi la cui risposta fosse, per quanto possibile, simile, ma anche via software, variando le tensioni di lavoro in modo opportuno. È stato effettuato un controllo sulla risposta fornita da alcuni scintillatori per ciò che riguarda l'andamento del guadagno in funzione della tensione. Ciò al fine di ricostruire la curva che descrive tale risposta e, dunque, individuare immediatamente il valore più opportuno della tensione da applicare. Su tale curva è stato poi realizzato un fit, confrontato con la legge teorica espressa dalla (4.8). Il fit, riportato in figura 4.23 e realizzato per un fotomoltiplicatore non modificato, sembra essere in buon accordo con la legge teorica dal momento che il coefficiente angolare della retta $n \approx 15.8$ non si discosta dal numero effettivo dei dinodi presenti in un fototubo, cioè 14 (il coefficiente n non intero è giustificato dal fatto che tale legge vale solo in prima approssimazione). Inoltre è stato osservato che la stessa legge resta ancora valida anche dopo la modifica dei partitori.

Dal momento che risulta impossibile bilanciare perfettamente i due fototubi di uno stesso scintillatore semplicemente regolando le tensioni, allora si ricorre alle calibrazioni che vengono ripetute periodicamente, anche per verificare il corretto funzionamento dell'intero apparato. La *calibrazione degli anodi* viene effettuata studiando gli spettri (istogrammi) dei segnali relativi agli "eventi sciame" contati dai singoli fototubi e agli "eventi muoni" rivelati dall'intero scintillatore. Dei tipici istogrammi che mostrano lo

spettro dei muoni sono rappresentati nelle figure 4.24 e 4.25, relative rispettivamente al caso dei singoli fototubi e delle loro somme (cioè dell'intero scintillatore). Per egualizzare i segnali dei fototubi si fa riferimento agli istogrammi relativi agli sciame, di cui si ricava il valore medio (per ciascuno dei due fototubi): a_1 e a_2 . Quindi dall'istogramma dei muoni sommati (cioè riferito all'intero scintillatore) si ricava il valore di picco ricostruendo un fit gaussiano della curva privata del piedistallo: b . Il calcolo delle costanti di calibrazione di ciascun fototubo viene effettuato a partire da questi valori, attraverso la relazione:

$$(4.9) \quad C_i = \frac{b \cdot a_i}{a_1 + a_2}, \quad i = 1, 2.$$

Nel caso dei quattro scintillatori piccoli (palette) che hanno un solo fototubo, sarà sufficiente porre: $C = b$. Le costanti di calibrazione così trovate vengono lette da una subroutine del programma che gestisce l'acquisizione e, se la calibrazione è buona, l'istogramma relativo ai muoni di uno scintillatore con i fototubi calibrati e sommati presenterà un valore di picco normalizzato a 1, come mostrato nella figura 4.26. Tutte le operazioni descritte finora forniscono migliori risultati se effettuate su una somma di più RUN, sì da avere una statistica più ampia.

Per ciò che riguarda invece la *calibrazione dei dinodi*, è stato adottato un metodo che consiste nel ricavare il rapporto dinodo / anodo in quei casi in cui (vedi figura 4.22) gli anodi contano un numero di particelle (sciame) ≈ 100 (e quindi non sono soggetti ad effetti di saturazione) e moltiplicarlo per la costante di calibrazione riferita all'anodo corrispondente. In figura 4.22 non sono ancora presenti le uscite dei dinodi per i piani inferiori.

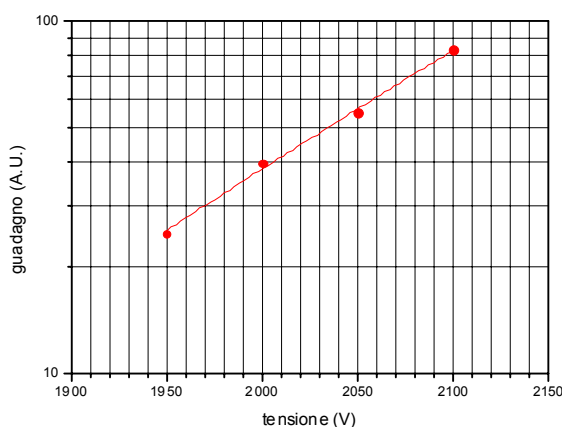


Figura 4.23- Risposta di un fotomoltiplicatore in funzione della tensione applicata.

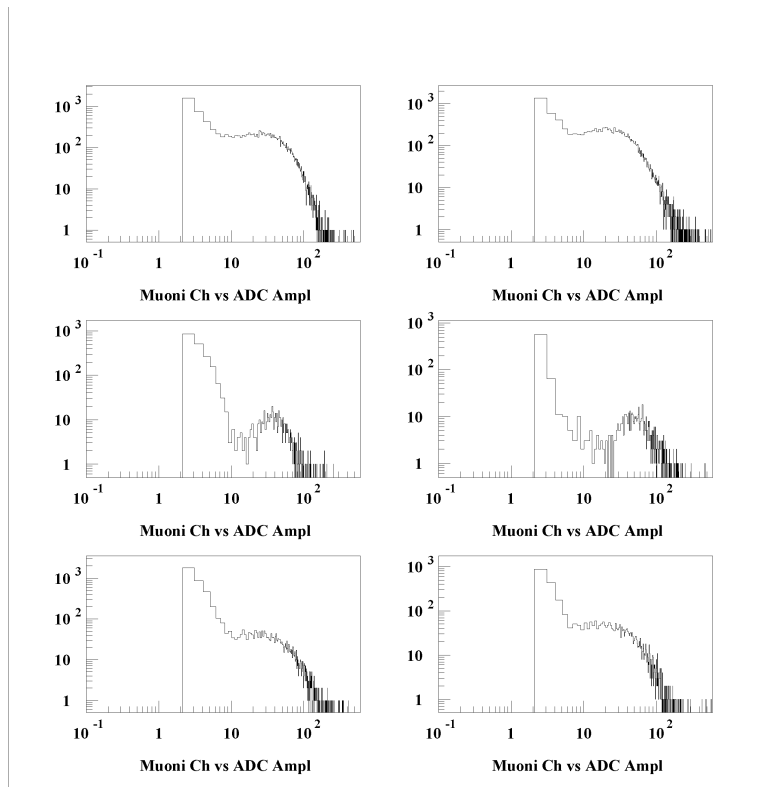


Figura 4.24- Spettri dei muoni. Le coppie di spettri della prima e terza riga corrispondono ai segnali dei due fototubi di uno stesso scintillatore, rispettivamente appartenenti ai piani D1 e D3. La coppia della seconda riga è relativa invece a due palette distinte.

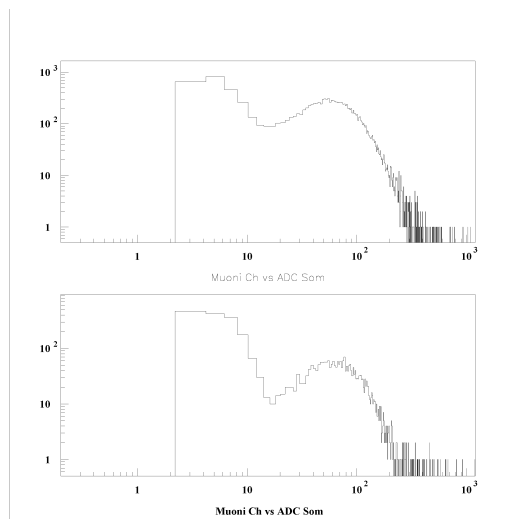


Figura 4.25- Segnali sommati dei due scintillatori della Fig. 4.24, appartenenti ai piani D1 e D3 rispettivamente.

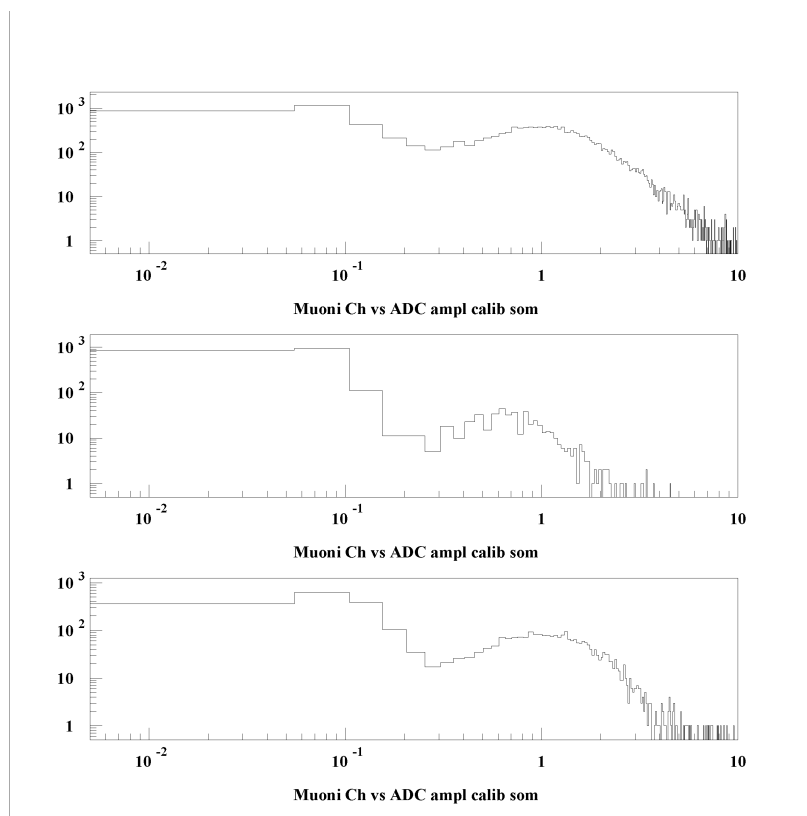


Figura 4.26- Spettri dei muoni relativi ad uno scintillatore del piano D1, ad una paletta e ad uno scintillatore del piano D3, dopo la calibrazione.

4.3.10 Verifica dell'efficienza

Come verifica delle prestazioni del sistema, sono state effettuate misure di frequenza di eventi cosmici e di densità di particelle da confrontare con le previsioni teoriche. È stata realizzata una simulazione Monte Carlo per calcolare il numero di muoni che attraversano un sistema costituito da due piani paralleli di rivelatori di raggi cosmici, la cui geometria (dimensioni dei piani, loro distanza relativa e distribuzione angolare dell'angolo di incidenza delle particelle su di essi) descrive bene la situazione reale dell'apparato di EXPLORER. Tale simulazione è stata effettuata per le due situazioni seguenti:

- a) i due piani in esame sono D1 e D2
- b) i due piani in esame sono D3 e uno dei due sottostanti.

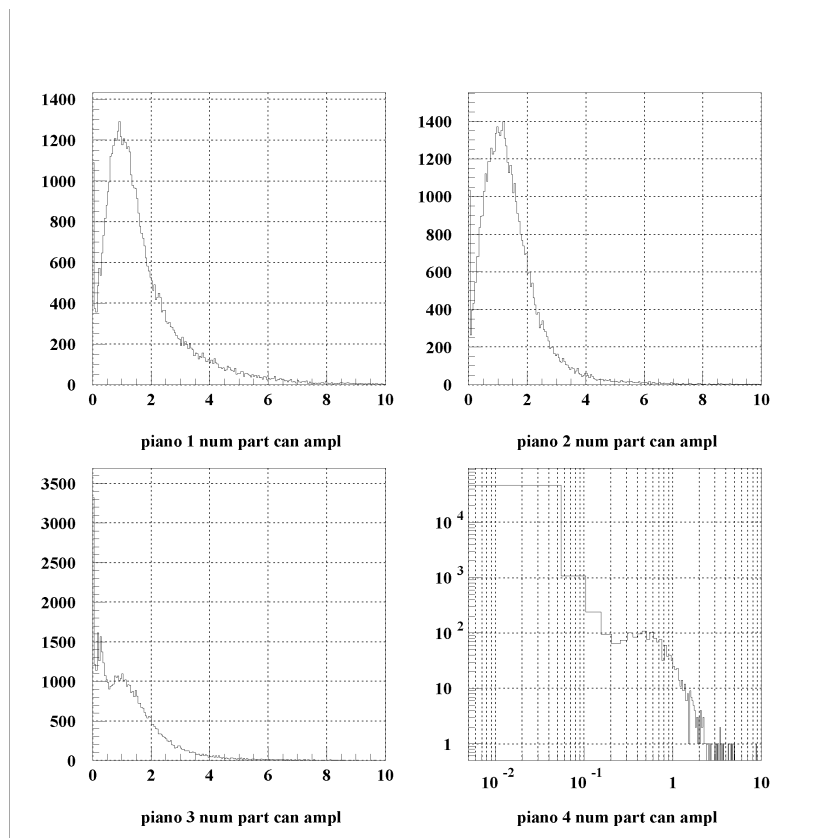


Figura 4.27- Densità di particelle rivelate da ogni piano di scintillatori. Per ognuno di essi sono stati sommati i segnali provenienti da tutti gli scintillatori di ciascun piano.

Nel caso a) si contano sull'area totale ≈ 700 particelle, corrispondenti ad un flusso di $\approx 10^{-2}$ particelle al secondo per cm^2 . Nel caso b), invece, sull'area totale si hanno ≈ 180 particelle, equivalenti ad un flusso di $2\div 3 \cdot 10^{-3}$ particelle al secondo per cm^2 . Questi valori ottenuti dalle simulazioni sono stati poi confrontati con degli istogrammi realizzati per studiare separatamente i singoli piani e le palette, mostrati in figura 4.27 e con la frequenza misurata pari a ≈ 120 Hz (confrontabile con quella del caso b.).

Per ciò che riguarda, invece, gli sciami è stato realizzato un fit dello spettro differenziale di densità, confrontato con quello suggerito da Cocconi (in forma integrale) [48]:

$$(4.10) \quad F(\Delta) = K \Delta^{-\gamma} \quad (\text{sec}^{-1})$$

con $\gamma = a + b \ln \Delta$. Cocconi fissa per i tre parametri i seguenti valori: $K = 0.41$, $a = 1.32$, $b = 0.038$. Nel caso degli scintillatori di EXPLORER la variabile Δ , che rappresenta la densità, è soggetta a fattori correttivi dovuti a:

- disuniformità del contatore (≈ 1.1)
- utilizzo dei muoni per la calibrazione degli EAS (≈ 1.18).

Il fit, realizzato su una somma di 80 RUN (vedi figura 4.28), ha fornito dei valori per i parametri K , a , b , pari a:

$$K = 0.80 \pm 0.11$$

$$a = 0.70 \pm 0.03$$

$$b = 0.04$$

Come ci si aspettava, i valori dei parametri non sono perfettamente identici a quelli teorici in quanto viene misurato un flusso maggiore. Ciò è dovuto in parte alla quota più elevata a cui si trova l'apparato rispetto alle misure di Cocconi effettuate al livello del mare, in parte alla presenza del tetto del capannone che, interagendo con le particelle di più alta energia, potrebbe moltiplicarne il numero (le misure di Cocconi furono fatte all'aperto). Inoltre anche le calibrazioni che vengono effettuate periodicamente possono influire sulla misura della densità.

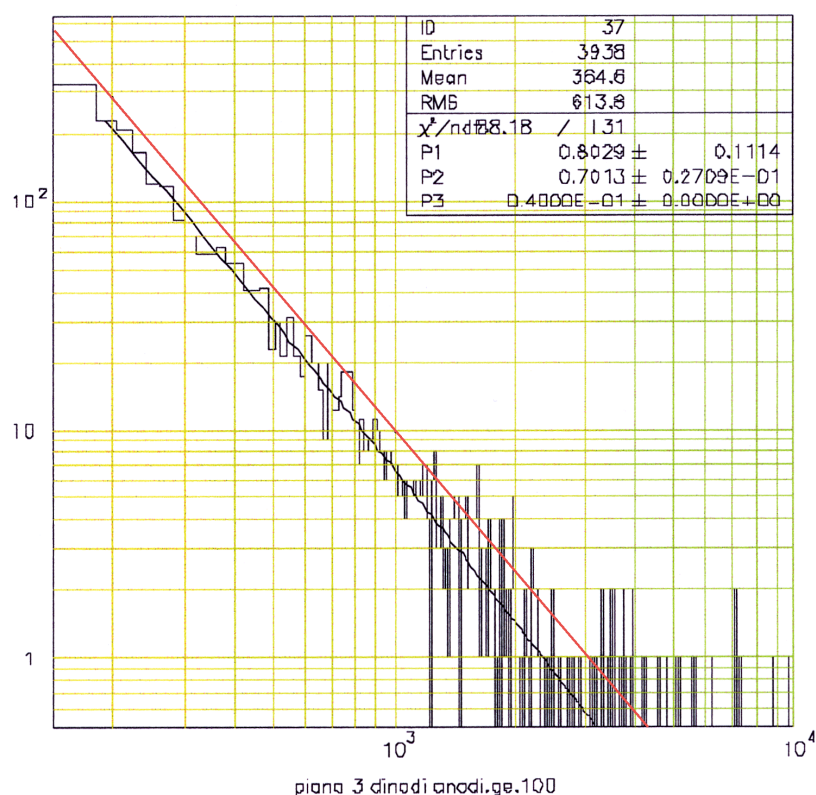


Figura 4.28 – Spettro differenziale di densità per sciame (realizzato su una somma di 80 RUN), con fit (riga nera) e curva teorica di Cocconi (riga rossa).

Capitolo 5

Analisi dei segnali in coincidenza

5.1 Introduzione

La tecnica delle coincidenze rappresenta un passo fondamentale nel progetto di ricerca delle onde gravitazionali poiché è da questo stadio che ne inizia la rivelazione vera e propria.

Nel caso di analisi in coincidenza con un rivelatore di raggi cosmici, ci si propone di determinare se eventi rivelati dall'antenna siano o meno dovuti all'interazione dei raggi cosmici con la barra.

In questo capitolo verranno studiate le coincidenze tra i segnali rivelati dall'antenna gravitazionale EXPLORER e quelli misurati dal suo rivelatore di raggi cosmici (cfr. capitolo 3). Tali risultati saranno poi confrontati con quelli ottenuti in passato per l'antenna NAUTILUS. Infine, verranno proposte alcune possibili spiegazioni alle anomalie riscontrate per i segnali di EXPLORER.

5.2 Acquisizione dei dati dell'antenna

Nel capitolo 2 è stato descritto il processo con cui vengono acquisiti e filtrati tutti i dati provenienti dall'antenna. E' importante capire ora come viene definito un *evento* [49]. Se con il termine *segnale* si indica la risposta del rivelatore ad una eccitazione esterna in assenza di rumore, è chiaro che un evento sarà una combinazione di entrambi. Sia, dunque, $x(t)$ il segnale filtrato in uscita dal trasduttore, normalizzato attraverso opportune calibrazioni, in modo tale che il suo quadrato fornisca l'innovazione in energia E_f (espressa in kelvin), per ogni campione. In assenza di segnali ed in presenza dei soli rumori browniano ed elettronico, $x(t)$ avrà una distribuzione normale con media nulla:

$$(5.1) \quad f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi T_{eff}}} e^{-\frac{x^2}{2T_{eff}}}$$

dove la *temperatura efficace* T_{eff} rappresenta la varianza ed è determinata a partire dalla media dei dati filtrati durante i dieci minuti che precedono ogni evento considerato. Per poter estrarre gli eventi viene fissata una soglia in termini del *rapporto critico*:

$$(5.2) \quad CR = \frac{|x| - \langle |x| \rangle}{\sigma(|x|)} = \frac{\sqrt{SNR_f} - \sqrt{2/\pi}}{\sqrt{1 - (2/\pi)}}$$

(soltanto se il segnale è gaussiano), dove $\sigma(|x|)$ è la deviazione standard di $|x|$ e $SNR_f = E_f / T_{eff}$. Il valore di CR è tale da avere circa duecento eventi al giorno e da fissare l'energia di soglia di ciascuno di essi a $E_t = 19.5 T_{eff}$. Se si usa il SNR per indicare il rapporto tra l'energia del segnale E_s e la T_{eff} , allora un evento sarà definito dall'ampiezza massima della sua energia e dalla durata. In altre parole, ogni volta che l'energia di un segnale $E_s > E_t$ esso viene considerato evento e la sua durata è determinata in base al tempo in cui E_s torna al disotto di E_t e vi resta per più di $\Delta t = 3s$.

La presenza di rumore può causare degli shift temporali tra l'istante in cui arriva il segnale e quello in cui viene registrato l'evento: ciò influenza la scelta della *finestra temporale* per le coincidenze. Due segnali possono essere considerati due eventi distinti solo se distano più di Δt . L'algoritmo che permette di estrarre dei piccoli segnali a δ dal rumore è basato sulla misura degli spettri di potenza e tiene conto di entrambi i modi di risonanza dell'antenna. Infatti il segnale in uscita dal trasduttore è dato dalla somma dei due modi di oscillazione ed è caratterizzato da una salita piuttosto ripida ed una discesa avente costante di tempo proporzionale al fattore di merito Q . Il filtro, che opera una sorta di media pesata, fornisce un segnale del tipo:

$$(5.3) \quad V(t) = V_0 e^{-\beta_3 |t|}$$

il quale assume il suo valore massimo nell'istante ($t = 0$) in cui arriva la δ . La quantità β_3 / π fornisce la larghezza di banda dell'apparato. Maggiore è il valore di β_3 , più la banda è larga, migliore è la qualità del segnale.

La formula empirica che permette di determinare l'incertezza temporale tra l'istante in cui il segnale arriva e quello in cui è osservato è:

$$(5.4) \quad \sigma = \frac{1}{2 \pi \Delta f} \sqrt{\frac{2}{SNR}}$$

Estrapolando a $SNR = 100$, per una larghezza di banda dei rivelatori $\Delta f \approx 50$ Hz, la risoluzione temporale tipica risulta essere dell'ordine del millisecondo.

5.3 Selezione dei campioni

Per l'analisi dei segnali in coincidenza tra EXPLORER ed il suo rivelatore di raggi cosmici, è stato selezionato un periodo della durata di circa un anno a partire dal mese di Marzo 2003: durante tutto questo periodo l'antenna ha mostrato un buon funzionamento. Il grafico in figura 5.1 mostra l'andamento della T_{eff} (espressa in K) dell'antenna in funzione dei giorni dell'anno, per tutto il 2003. Si può notare che durante i primi 60 – 70 giorni la T_{eff} raggiunge valori molto elevati ed è piuttosto instabile. Solo verso la fine di Marzo è stato ripristinato per EXPLORER un buon punto di lavoro (meccanico, termico ed elettronico), dopo una prima fase di transizione iniziale seguente la chiusura invernale. Nei mesi successivi la T_{eff} si è mantenuta, in media, sui 2.5 mK. Il mal funzionamento di EXPLORER durante i primi mesi del 2003 emerge anche dal grafico in figura 5.2, in cui è rappresentata la curva della calibrazione in funzione dei giorni dell'anno: di nuovo è presente una evidente instabilità nel periodo iniziale. La curva della calibrazione permette di avere indicazioni riguardo lo stato di funzionamento dello SQUID: in condizioni ideali il guadagno dello SQUID dovrebbe mantenersi costante nel tempo. Dal momento che il valore della calibrazione è un indice del fattore di amplificazione di questo strumento, un buon funzionamento dello SQUID è rappresentato dunque da un valore costante della curva di calibrazione. La curva viene ottenuta attraverso la risposta fornita dallo SQUID ad un segnale in ingresso di ampiezza e frequenza opportuna. Tale risposta viene utilizzata dal sistema di acquisizione per normalizzare l'ampiezza dei due modi di risonanza al fine di ottenere le energie di questi ultimi, espresse in K. Sia disturbi meccanici (vibrazioni sismiche o di altra natura nell'ambiente circostante) che elettrici (instabilità dello SQUID che perde il punto di lavoro) possono influire sulla calibrazione causandone un "crollo". Inoltre, sebbene l'acquisizione sia continua, dall'analisi sono stati esclusi tutti quei dati relativi ai periodi in cui sono state effettuate sull'antenna alcune operazioni di routine, quali:

- riempimento dell'He che avviene ogni due settimane e rende inutilizzabili i dati per circa 24 ore;
- riempimento dell'Azoto, ripetuto ogni settimana, che ha una durata media di circa 3 – 4 ore.

In tabella 5.1 sono riportati i parametri di EXPLORER (nello specifico riferiti all'antenna, al trasduttore, al trasformatore e allo SQUID), relativi all'anno 2003, mentre in tabella 5.2 sono stati riassunti i valori dei parametri dell'antenna relativi al periodo Agosto – Settembre 2003 e confrontati con quelli del periodo Aprile – Maggio 2002.

Due eventi hanno contribuito a determinare l'attuale situazione di EXPLORER. Il primo riguarda la presenza di una fuga dal contenitore di He verso lo spazio sperimentale dovuta ad una flangia non correttamente montata durante le ultime operazioni di chiusura del criostato (Gennaio 2003).

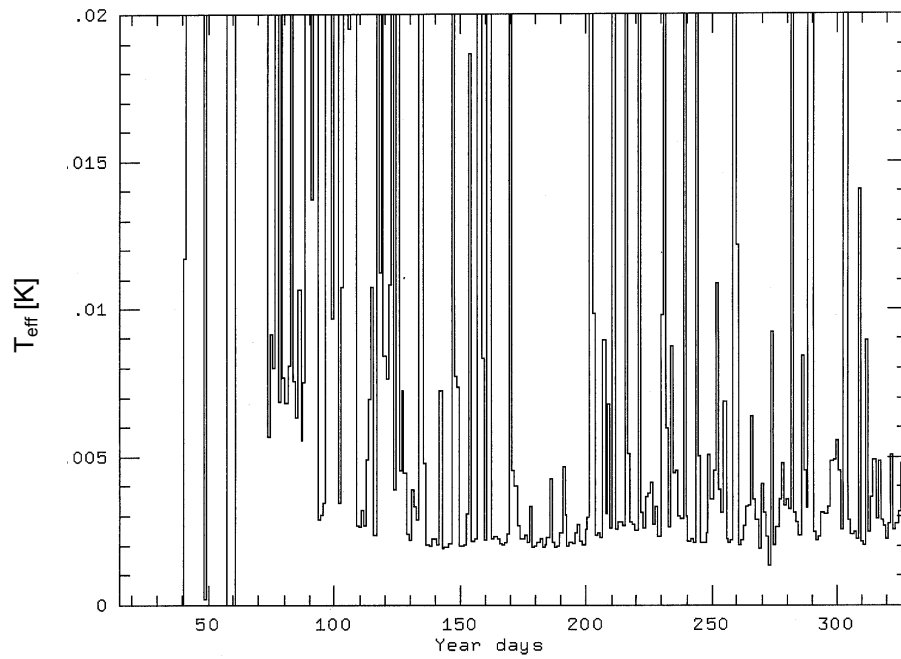


Figura 5.1- Andamento della T_{eff} (espressa in K) di EXPLORER in funzione dei giorni dell'anno, per tutto il 2003.

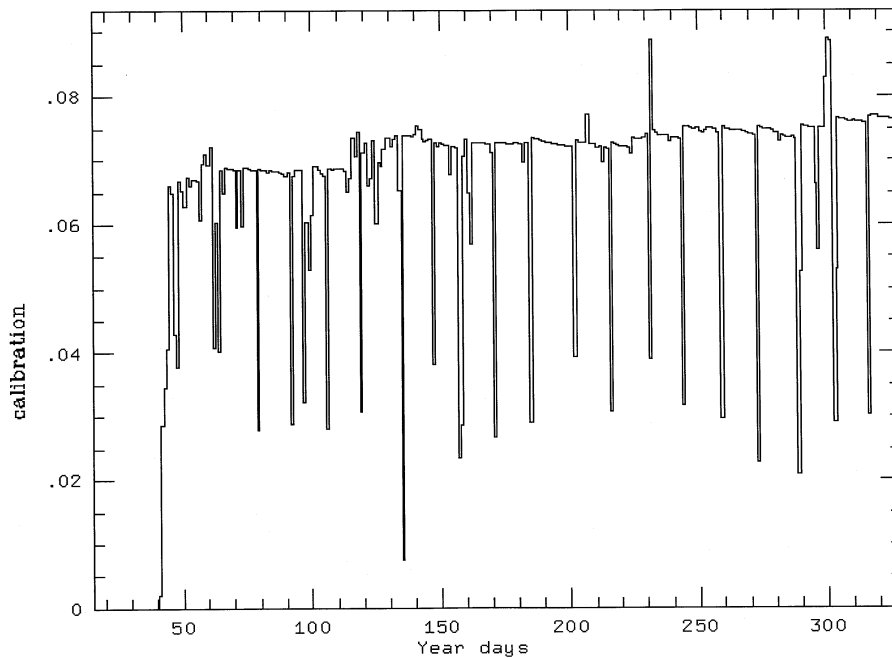


Figura 5.2- Curva di calibrazione di EXPLORER in funzione dei giorni dell'anno, per tutto il 2003.

Ciò non ha permesso di raggiungere il livello desiderato di pressione nello spazio sperimentale per cui l'antenna ha mantenuto una temperatura termodinamica maggiore di 4 K. Portare tale temperatura a 2 K, e cioè rendere l'He superfluido nel contenitore, avrebbe comportato anche la contaminazione dello spazio sperimentale. Tuttavia si è ritenuto opportuno munire il sistema di una ulteriore pompa da vuoto(turbo) per mantenere quanto più possibile bassa la pressione nello spazio sperimentale.

Antenna	Massa (kg)	2270
	Temperatura (K)	4.2
	Fattore di merito	$6 \cdot 10^6$
	Frequenza (Hz)	915.75
	Lunghezza (m)	2.97
	v_{suono} in Al5056 (m/s)	5400
	Modulo di Young	$7 \cdot 10^{10}$
	Densità di Al5056 (kg/m^3)	$2.7 \cdot 10^3$
Trasduttore	Gap (μm)	13
	Capacità parassita (F)	$210 \cdot 10^{-12}$
	V_{bias} (V)	50
	Frequenza (Hz)	922.91
	Fattore di merito	$1.1 \cdot 10^6$
Trasformatore	Capacità di disaccoppiamento (F)	$100 \cdot 10^{-9}$
	Induttanza primaria (H)	2.21
	Fattore di accoppiamento	0.766
	Induttanza secondaria (H)	$1.6 \cdot 10^{-6}$
	Fattore di merito elettrico	40000
SQUID	Induttanza in ingresso (H)	$1.87 \cdot 10^{-6}$

Tabella 5.1 – Parametri di EXPLORER relativi all'anno 2003.

Il secondo evento riguarda invece una variazione della geometria del trasduttore, per cui la larghezza della gap è stata aumentata del 18 % circa, passando da $10.5 \div 11 \mu\text{m}$ (2002) a $13 \mu\text{m}$ (2003), e della sua tensione di alimentazione V_T che nel 2003 è stata diminuita. Ciò ha influito sulla variazione delle frequenze f_+ , f_- e f_{el} (frequenza del modo elettrico), maggiori nel 2003 rispetto all'anno precedente, e dei fattori di merito relativi ai due modi $Q_{\pm} = \pi f_{\pm} \tau_{\pm}$ (le quantità τ_{\pm} rappresentano i tempi propri di decadimento della risposta della barra ad un segnale, di ampiezza e frequenza fissata, eccitato in essa per mezzo di un impulsatore). In particolare si è notato che al diminuire di V_T corrisponde un aumento di Q_- (che è migliorato circa di un fattore 4 rispetto all'anno

precedente) ed una tendenza analoga in Q_+ , anche se quest'ultimo manifesta maggior instabilità. Il resto dell'elettronica (trasformatore superconduttore e SQUID) è rimasta praticamente invariata.

Tra tutti gli eventi visti dalla barra sono stati selezionati quelli per cui il rapporto segnale – rumore in energia = 19.5 ed il rumore è ≤ 100 mK. Su un periodo di 174.38 giorni in cui l'antenna ha funzionato (dal 26/3/2003 al 22/11/2003) è stato selezionato un campione costituito da 60016 eventi.

<i>Periodo</i>	<i>Apr – Mag 2002</i>	<i>Ago – Set 2003</i>
$T_{antenna}$ (K)	2	4
$P_{spazio\ sperimentale}$ (mbar)	$7.7 \cdot 10^{-6}$	$9.7 \cdot 10^{-6}$
$P_{isolamento}$ (mbar)	$4.6 \cdot 10^{-5}$	$5.02 \cdot 10^{-6}$
P_{bagno} (mbar)	43.33	1013.22
f_+ (Hz)	918.9	926.2
f_- (Hz)	882	903.4
f_{el} (Hz)	1190	1291
V_T (V)	77	66
Gap (μm)	10.5 \div 11.0	15
T_{eff} (mK)	0.1 \div 1.0	2.5

Tabella 5.2- Valori dei parametri di EXPLORER mediati sui due periodi Apr – Mag 2002 e Ago – Set 2003.

5.4 Misura delle coincidenze “vere”

Si avrà una coincidenza tra i due rivelatori in esame quando l'innovazione in energia $E_1(t)$ di un evento rivelato dall'antenna gravitazionale al tempo t e il numero di particelle $N_2(t')$ contate dal rivelatore di cosmici al tempo t' sono entrambi maggiori delle rispettive soglie e $t-t' \leq \Delta t$. Nel caso in esame, per la finestra temporale, è stato scelto $\Delta t = 0.1$ s. Il secondo passo consiste poi nell'analizzare eventuali relazioni tra l'energia dell'evento visto dalla barra e il numero di particelle di quello cosmico, risultati in coincidenza.

Per ciò che riguarda il criterio di selezione degli eventi visti dal rivelatore di raggi cosmici, si è deciso di prendere in considerazione tutti quelli del modulo superiore, mentre per quelli dei moduli inferiori è stata fissata una soglia sulla densità di particelle: sono stati considerati solo quegli eventi con più di 100 part/m². Tale soglia

equivale ad avere almeno 630 particelle per piano che, secondo il modello di interazione con la barra (cfr. equazione (3.54)) comportano una energia rilasciata nell'antenna di almeno 18 GeV, equivalenti ad una minima innovazione in energia pari a: $T_{eff} \approx 2.5 \cdot 10^{-6}$ K. Il campione così costituito conta 36950 eventi, registrati su un periodo di 217.38 giorni (dal 26/3/2002 al 22/11/2003) in cui il rivelatore di raggi cosmici è stato in funzione.

5.5 Stima teorica delle coincidenze “casuali”

Osservando le coincidenze tra due campioni si studia una variabile che è costituita dalla somma di un segnale (coincidenze vere) e di un fondo (coincidenze casuali). Non essendo nota la distribuzione seguita dal fondo, non è possibile stabilire se una misura non poissoniana possa appartenere al fondo stesso o sia proprio un segnale. E' quindi necessario stimare il valore atteso e la varianza del fondo, servendosi delle misure fatte coi due rivelatori, per valutarne la *vera* distribuzione. Un metodo per la stima delle coincidenze casuali tra due rivelatori è quello di calcolare la probabilità che due eventi, ottenuti indipendentemente da rivelatori diversi durante un periodo di misura t_m , siano casualmente in coincidenza entro una finestra temporale Δt . Tale probabilità risulta essere:

$$(5.5) \quad P = \frac{\Delta t}{t_m} .$$

Per due campioni costituiti da N_1 e N_2 eventi rispettivamente, di cui almeno uno segue una distribuzione uniforme, il numero di coincidenze casuali atteso nel tempo t_m diventa:

$$(5.6) \quad n = \frac{N_1 N_2 \Delta t}{t_m} .$$

Questa stima del valore atteso del fondo rappresenta il valore medio della distribuzione poissoniana che si otterrebbe ripetendo l'esperimento un numero elevato di volte. Nel caso in cui i campioni non siano uniformi durante tutto il tempo di misura, occorrerà allora considerare dei sotto – periodi durante i quali almeno uno dei due lo sia. Nel caso in esame il campione dei cosmici risulta essere molto più uniforme dell'altro, nel senso che la frequenza degli eventi è ben distribuita nel tempo per tutto il periodo considerato. Fanno eccezione i rari casi in cui si sono verificate interruzioni

nell'acquisizione a causa di modifiche effettuate sull'apparato (cfr. paragrafo 4.3.5) e della regolazione delle tensioni. Per quanto riguarda il campione relativo all'antenna, la non uniformità è molto più accentuata, come risulta dalla curva di calibrazione realizzata per l'intero periodo (figura 5.2). In tabella 5.3 è riportato il tempo di funzionamento (espresso in giorni) dei due rivelatori, mese per mese. Per un periodo effettivo di 151.49 giorni (dal 26/3/2003 al 22/11/2003) in cui i due rivelatori hanno operato in coincidenza, applicando la (5.6), la stima teorica prevede un numero di coincidenze casuali pari a 16.94. Naturalmente t_m è stato espresso in secondi.

<i>Mese</i>	$t_{cosmici}$ (giorni)	$t_{antenna}$ (giorni)
Mar	5.06	3.72
Apr	28.67	18.56
Mag	29.53	22.76
Giu	29.70	21.91
Lug	29.46	22.32
Ago	27.23	24.10
Set	23.08	22.44
Ott	26.51	22.51
Nov	18.14	16.05
t_{totale}	217.38	174.37

Tabella 5.3- Tempo effettivo di funzionamento dei due rivelatori nel periodo compreso tra il 26/03/2003 e il 22/11/2003.

5.6 Misura sperimentale delle coincidenze “casuali”

Un altro metodo che permette di valutare la distribuzione seguita dal fondo, tramite una stima del valore medio e della varianza *reale*, consiste nel misurare il numero di coincidenze casuali che possono verificarsi quando si mettono in coincidenza due campioni con una data struttura temporale. Questo secondo metodo che non presuppone, contrariamente al calcolo teorico, una modellizzazione della sequenza temporale dei due campioni, risulta essere, coerentemente con il primo, compatibile con una stessa distribuzione, poissoniana o gaussiana.

Nella misura è stato utilizzato il *metodo degli shift temporali*. Esso consiste nella traslazione temporale di una sequenza rispetto all'altra, senza alterare la struttura del campione. E' possibile definire una “*coincidenza shiftata*” in analogia con la definizione di “*coincidenza vera*”. Si avrà una coincidenza shiftata di un tempo τ quando

l'innovazione in energia $E_1(t + \tau)$ misurata dall'antenna gravitazionale ed il numero di particelle $N_2(t)$ contate dal rivelatore di cosmici, sono entrambe superiori alle rispettive soglie. In altre parole, si tratta di spostare nel tempo un campione di eventi rispetto ad un altro di un certo tempo τ (nel caso in esame $\tau = 20$ s) e di misurare il numero di coincidenze $n_s(\tau)$ tra i due campioni così ottenuti. Il valore misurato rappresenta, al pari di quello calcolato teoricamente, una stima del valore del fondo. E' possibile ottenere varie misure indipendenti semplicemente variando il valore del tempo τ , cioè effettuando più shift consecutivamente (nel caso in esame per venti volte), per ottenere una stima del valore aspettato mediando le misure ricavate per vari τ . Da tale media va, chiaramente, esclusa la misura a $\tau = 0$ s che rappresenta il segnale vero, il quale dovrebbe essere statisticamente superiore al fondo.

Nel periodo effettivo sopraindicato in cui i due rivelatori hanno operato in coincidenza, sono state ricavate 57 coincidenze vere e 19.85 ± 1 casuali (questa ultime in buon accordo con la stima teorica). In tabella 5.4 è riportata la lista di tali coincidenze, per le quali è specificato il numero di RUN, l'evento e la molteplicità inferiore del rivelatore di raggi cosmici, l'ampiezza del segnale rivelato da EXPLORER, il *SNR* in energia, il giorno e l'ora esatta ed il corrispondente tempo siderale e, infine, la differenza temporale con cui lo stesso evento è stato visto dai due rivelatori.

<i>RUN</i>	<i>Evento</i>	<i>Molt Inf</i> (part/m ²)	<i>Ampiezza</i> (K ^{1/2})	<i>SNR(En)</i>	<i>M g h m</i>	Δt (s)	$t_{siderale}$ (h)
640	38793	3605	-0.158E+01	28.9	3 30 2 11	0.003	14.277
643	12337	1218	0.480E+00	28.3	4 1 14 14	0.001	2.496
644	412	131	0.489E+00	20.0	4 2 9 23	0.004	21.706
653	17123	420	-0.331E+00	45.8	4 5 6 58	-0.004	19.497
656*	30725	3637	-0.513E+01	2367.9	4 8 2 20	-0.009	15.025
656	59350	463	-0.358E+00	33.0	4 8 12 30	0.023	1.212
693	7319	152	-0.345E+00	20.0	4 15 15 57	0.079	5.145
712	58948	392	0.264E+00	31.6	4 27 3 44	-0.002	17.684
713	9955	1156	-0.205E+00	19.5	4 27 8 25	0.004	22.368
713	31273	193	-0.161E+01	88.7	4 27 17 18	0.073	7.278
716	34362	135	-0.302E+00	21.7	4 30 6 2	-0.017	20.184
727	1070	373	0.225E+00	20.0	5 9 16 43	-0.016	7.488
757	13990	549	-0.215E+00	24.0	5 22 17 16	-0.004	8.886
761	5821	1584	0.260E+00	35.8	5 25 16 44	-0.001	8.554
761	50020	187	-0.215E+00	22.8	5 26 8 23	0.032	0.239
763	29550	243	0.807E+00	20.0	5 27 17 29	0.032	9.439
774	20862	170	0.108E+01	59.8	6 8 7 25	-0.066	0.123
776	41665	121	-0.223E+00	22.8	6 11 4 5	0.086	20.992
777	6049	1428	0.258E+00	30.9	6 11 14 43	-0.003	7.651

782	26046	1362	-0.247E+00	30.2	6 17 5 30	0.003	22.793
783	22878	1680	-0.499E+00	98.0	6 18 9 13	0.003	2.598
783*	53913	1232	-0.133E+01	810.4	6 19 1 58	-0.004	19.394
784	45574	269	-0.209E+00	19.5	6 20 2 6	0.047	19.592
785	45183	1918	0.302E+00	31.6	6 21 7 39	-0.002	1.215
790	27313	535	-0.283E+00	33.0	6 27 13 4	-0.008	7.043
790	31487	868	-0.240E+00	30.2	6 27 15 32	0.001	9.526
791	24236	104	-0.205E+00	22.8	6 28 18 11	0.065	12.235
798	46144	2103	-0.443E+00	104.1	7 6 12 53	0.003	7.520
802	14775	348	0.278E+00	35.8	7 10 9 24	-0.091	4.293
809*	18345	2077	-0.792E+00	345.2	7 18 6 37	0.001	2.021
810	8183	110	0.224E+00	24.6	7 19 6 40	-0.033	2.136
816	30681	1441	0.688E+00	20.6	7 27 7 47	0.003	3.790
816	35227	179	-0.277E+00	27.0	7 27 9 59	0.040	5.990
816	55949	313	0.205E+00	19.5	7 27 19 12	0.018	15.238
856	31068	149	0.243E+00	19.5	8 6 14 42	0.094	11.312
870	59209	333	-0.260E+00	20.6	8 12 4 31	-0.031	1.489
879	21086	1356	-0.258E+00	21.7	8 15 9 10	0.005	6.354
885	22795	504	-0.923E+00	261.5	8 16 6 24	-0.003	3.650
898	50472	1632	0.603E+00	156.1	8 26 8 10	0.004	6.072
898	58769	937	0.298E+00	35.1	8 26 10 56	-0.008	8.842
913	50829	815	-0.593E+00	165.2	9 4 16 15	0.003	14.764
923*	36797	1611	0.692E+01	536.5	9 9 3 20	0.000	2.147
931	42898	708	-0.275E+00	21.1	9 13 1 21	-0.094	0.424
933	9201	410	-0.214E+00	23.4	9 13 19 6	-0.003	18.219
968	36042	1139	0.787E+00	187.6	10 6 4 5	0.005	4.681
968*	47288	1611	-0.109E+00	448.3	10 6 6 18	-0.001	6.891
976	10724	118	-0.258E+00	25.2	10 8 7 30	0.019	8.223
981	41929	146	0.256E+00	21.1	10 11 5 41	0.063	6.600
984	7313	574	-0.297E+00	37.2	10 12 12 52	0.002	13.879
984	26229	323	-0.256E+00	28.3	10 12 18 38	0.006	19.662
998	52105	759	-0.539E+00	80.9	10 17 13 3	-0.001	14.380
1009	37388	108	0.265E+00	20.6	10 21 19 48	-0.049	21.411
1009	55959	1252	0.937E+00	253.7	10 22 0 58	0.005	2.599
1060*	57654	1672	-0.578E+01	1608.1	11 6 9 56	0.002	12.584
1062	5579	570	-0.217E+00	22.8	11 7 0 14	0.007	2.912
1069	40101	914	0.293E+00	25.2	11 11 7 54	-0.008	10.863
1084*	42719	2413	0.138E+01	590.9	11 20 19 58	-0.007	23.561

Tabella 5.4- Lista delle coincidenze tra gli eventi di EXPLORER e quelli del suo rivelatore di raggi cosmici. I segnali particolarmente grandi sono contrassegnati da asterischi.

In figura 5.3 è rappresentata la risoluzione temporale di EXPLORER (2003): essa mostra un picco in corrispondenza di $\Delta t = -0.05$ ms, come risulta dal fit gaussiano realizzato nell'intervallo $\Delta t = \pm 0.1$ s. Questo grafico permette di stimare l'efficienza del sistema di acquisizione e di analisi dati dell'antenna: quanto più esso è piccato (cioè mostra un eccesso di coincidenze in corrispondenza di $\Delta t = 0$) tanto più rapida è la risposta dell'antenna all'arrivo del cosmico. Nelle figure 5.4 e 5.5 sono mostrate invece le distribuzioni dell'ampiezza [$K^{1/2}$] e della densità [part/m^2], rispettivamente. Di nuovo è evidente un eccesso di coincidenze in corrispondenza di $\Delta t = 0$ s.

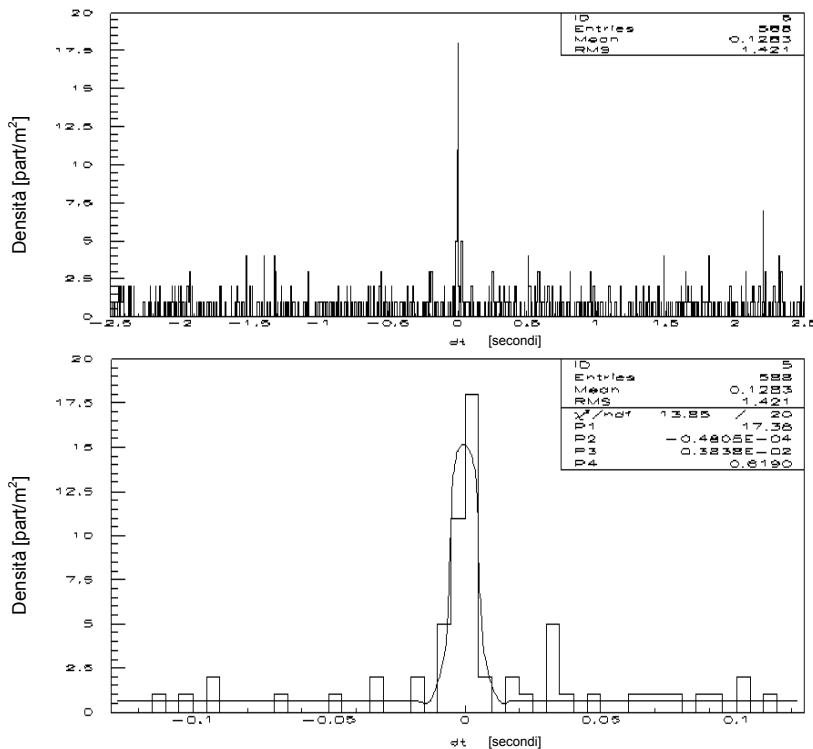


Figura 5.3- Risoluzione temporale di EXPLORER (2003). Dal fit gaussiano risulta un picco in corrispondenza di $\Delta t = -0.05$ ms ed una $\sigma = 3.8$ ms.

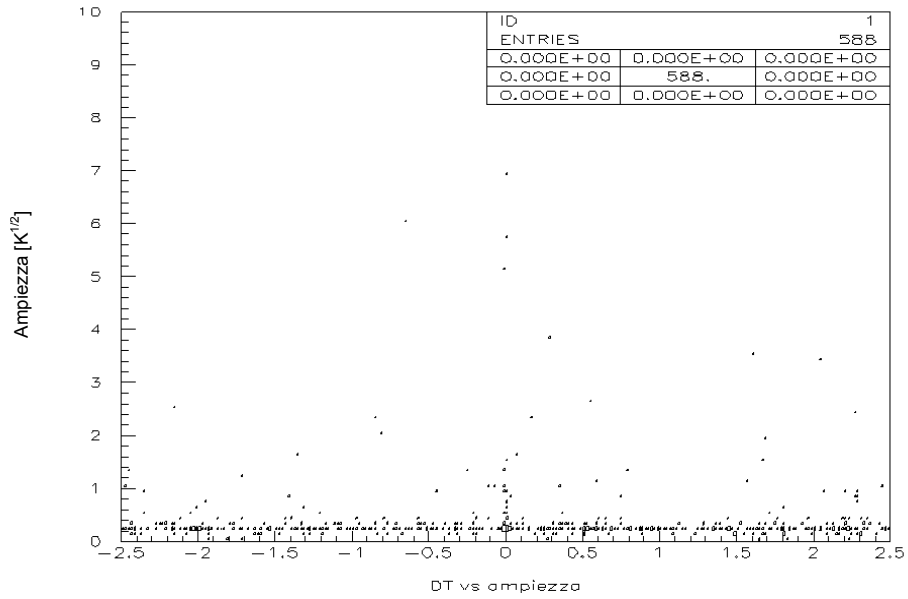


Figura 5.4- Distribuzione delle ampezze ($K^{1/2}$) dei segnali di EXPLORER in funzione del Δt (s), per l'anno 2003.

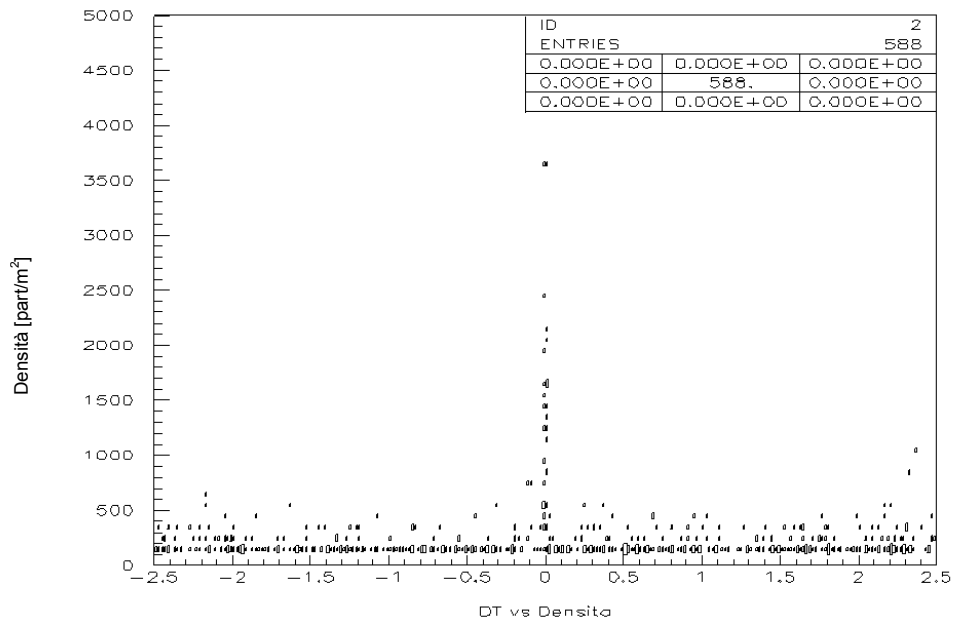


Figura 5.5- Distribuzione delle densità (part/m^2) dei segnali di EXPLORER in funzione del Δt (s), per l'anno 2003.

Per esempio nel caso di EXPLORER, in base ai risultati ottenuti dal fit la finestra temporale fissata a 100 ms per lo studio delle coincidenze tra l'antenna ed il suo rivelatore di raggi cosmici potrebbe essere ridotta a $5\sigma \approx 20$ ms. Quando, nel 2001, sono stati osservati 10 eventi in coincidenza durante il periodo di 90 giorni in cui EXPLORER e NAUTILUS hanno operato contemporaneamente, la finestra temporale era fissata a 500 ms [50]. Nel 2003 sia EXPLORER che NAUTILUS hanno lavorato con una larghezza di banda maggiore rispetto al passato ed in virtù della loro maggiore sensibilità sarebbe possibile ridurre tale finestra temporale. Quindi nella ricerca di onde gravitazionali attraverso lo studio effettuato con due antenne in coincidenza, nell'ipotesi che esse manifestino un comportamento analogo, la finestra temporale potrebbe essere dell'ordine di $\sqrt{2} \cdot 20 \text{ ms} \approx 30$ ms. Il fatto, però, che tali coincidenze, si perdano quando tale finestra viene ridotta, può essere conseguenza di due motivi: o i segnali non sono dovuti ad eventi gravitazionali oppure non sono segnali di tipo δ , quindi caratterizzati da una diversa struttura (ad esempio un treno di δ).

5.7 Le anomalie di EXPLORER

Per la prima volta sono stati osservati con EXPLORER degli eventi caratterizzati da una energia piuttosto elevata (cfr. eventi contrassegnati da asterisco in tabella 5.4). Può essere interessante osservare la risposta della barra ad eccitazioni di questo tipo, in particolare nel caso dei tre eventi più grandi:

- RUN 656, evento 30725, avvenuto l' 8/4/2003 alle 2:20 (figura 5.6)
- RUN 1060, evento 57654, avvenuto il 6/11/2003 alle 9:56 (figura 5.7)
- RUN 783, evento 53913, avvenuto il 19/6/2003 all' 1:58 (figura 5.8)

I tre grafici riportano le risposte della barra in termini della variazione dell'ampiezza del segnale ($K^{1/2}$) in funzione del tempo (s): in tutti e tre i casi si tratta di segnali di tipo δ . Lo zero della scala temporale è fissato arbitrariamente in base all'istante in cui l'evento è riconosciuto come tale.

Queste ultime osservazioni sembrano smentire l'ipotesi secondo cui segnali di questo tipo sono visibili solo a bassissime temperature, quando l'alluminio è superconduttore. Si ricorda, invece, che EXPLORER nel 2003 non ha mai raggiunto temperature termodinamiche inferiori ai 4 K. Si è pensato alla possibilità che tali segnali potessero essere generati dall'interazione dei raggi cosmici direttamente con il trasduttore. Infatti, la maggiore ampiezza della gap e la minore pressione raggiunta all'interno del criostato nello spazio sperimentale (in particolare la presenza di molecole di He che vi penetrano prima di essere aspirate dalla turbo) avrebbe aumentato la probabilità che si verificassero interazioni di questo tipo tra le due armature del trasduttore. Questa ipotesi è stata scartata in seguito allo studio del tempo di ritardo tra l'arrivo del cosmico e la risposta della barra. Poiché barra e trasduttore costituiscono un

sistema di oscillatori accoppiati, quando uno dei due viene eccitato il trasferimento di energia da uno all'altro avviene con un tempo che è quello del battimento, se le loro frequenze sono molto vicine. In figura 5.9 è mostrata, per uno di questi segnali, la durata del *battimento* ($=1/(f_1 - f_2)$) pari a 43 ms (cioè le due frequenze meccaniche

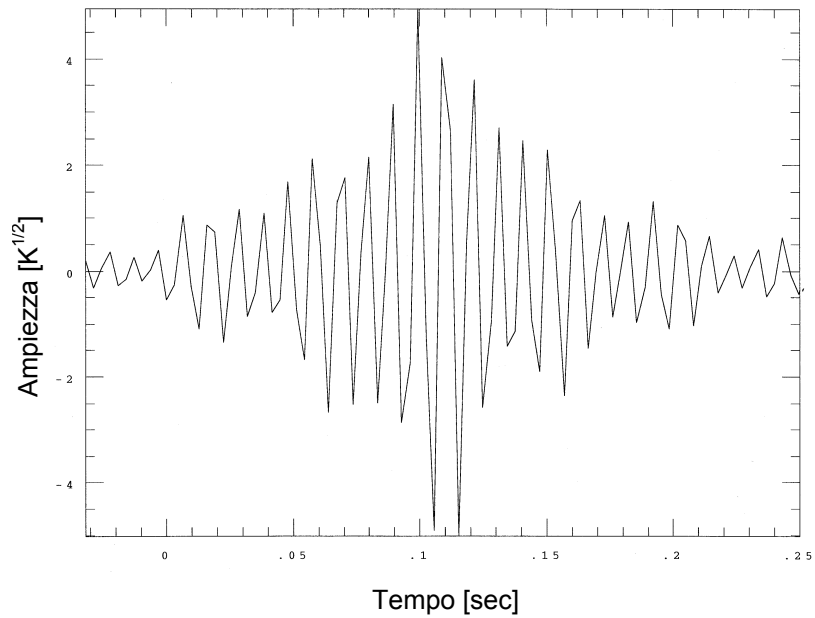


Figura 5.6- Risposta di EXPLORER all'evento 30725 (RUN 656).

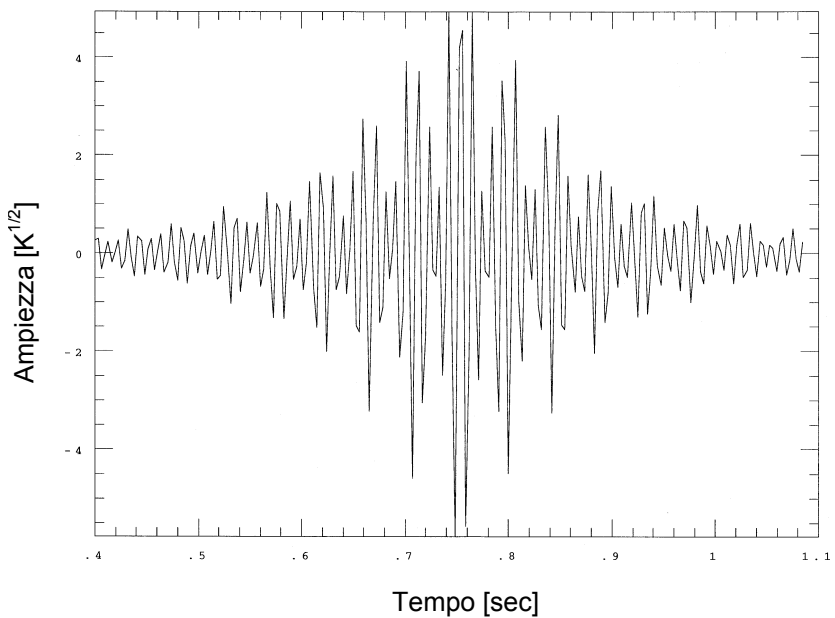


Figura 5.7- Risposta di EXPLORER all'evento 57654 (RUN 1060).

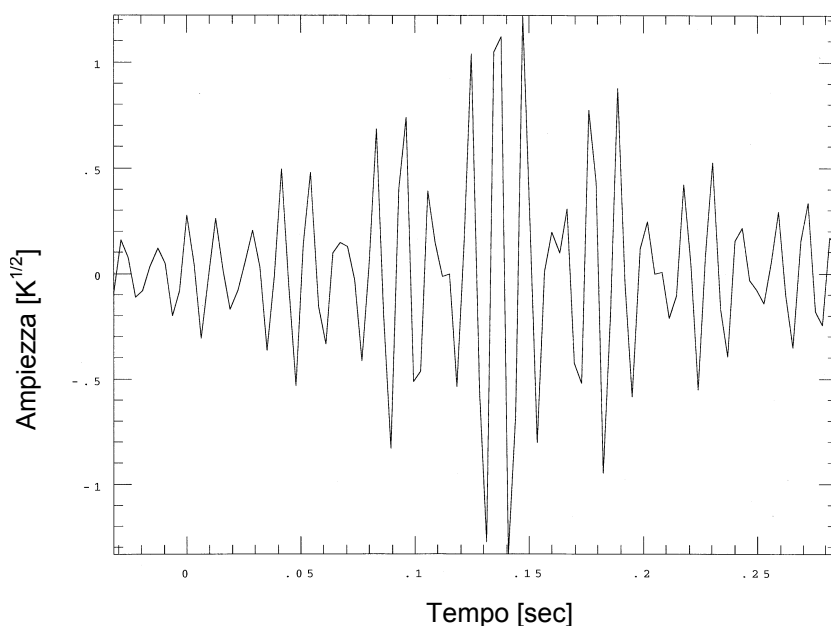


Figura 5.8- Risposta di EXPLORER all'evento 53913 (RUN 783).

distano circa 23 Hz). Si tratta di un segnale diretto, proveniente dall'ADC (a.u. in ordinata e tempi in ascissa), prelevato prima del filtraggio. Il fatto che il valore di picco del battimento si trovi a 22 ms (esattamente metà del periodo del battimento) dopo l'arrivo del cosmico, conferma che l'eccitazione si è verificata nella barra e non nel trasduttore.

5.8 NAUTILUS

Se EXPLORER ha manifestato delle anomalie rivelando grandi segnali anche in regime di non superconduttività, NAUTILUS sembra invece comportarsi in modo perfettamente prevedibile, coerentemente alle supposizioni iniziali.

Nel 1998, in regime di superconduttività (temperatura termodinamica pari a 0.14 K), NAUTILUS ha osservato eventi particolarmente energetici correlati all'arrivo di raggi cosmici rivelati nei tubi a streamer (cfr. paragrafo 3.6). In quel periodo sono stati selezionati degli eventi, applicando ai dati filtrati i criteri già descritti: veniva considerato "evento" ogni segnale che avesse superato la soglia fissata dal valore del $SNR = 19.5$ per un certo intervallo di tempo. Su circa 84 giorni di osservazione sono stati selezionati 26466 eventi per NAUTILUS e 94775 per il suo rivelatore di raggi cosmici. Con una finestra temporale $\Delta t = \pm 0.5$ s sono state trovate 18 coincidenze vere e 2 casuali [51].

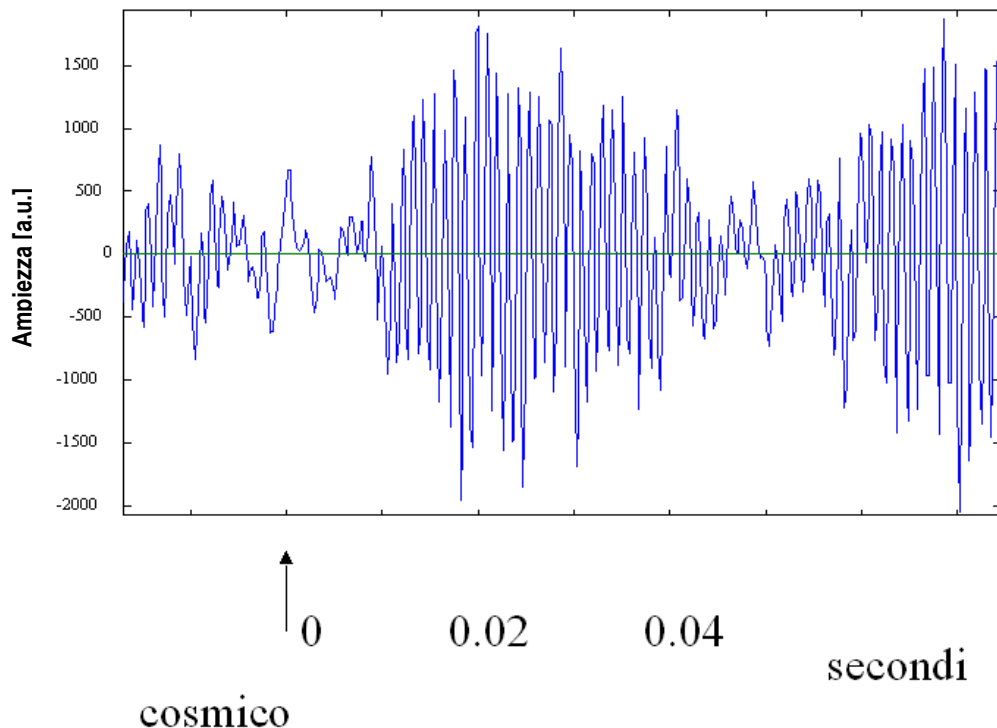


Figura 5.9- Il battimento di uno dei segnali grandi di EXPLORER del 2003.

Durante il 2003 NAUTILUS ha operato invece ad una temperatura termodinamica di 3.3 K, quindi fuori dal regime di superconduttività. In figura 5.10 è riportata la T_{eff} di NAUTILUS per il periodo Giugno – Novembre 2003: in media essa ha mantenuto un valore di 1.5 mK. E' stato ripetuto sui dati di NAUTILUS del 2003 uno studio analogo a quello fatto per i dati di EXPLORER. Per la selezione dei campioni sono stati utilizzati criteri analoghi a quelli del caso precedente (cfr. paragrafo 5.4) con due sole differenze:

- la soglia sulla densità di particelle del modulo inferiore del rivelatore di raggi cosmici è pari a 300 part/m^2 ;
- la soglia di rumore dell'antenna è di $\approx 10 \text{ mK}$.

Sono stati selezionati due campioni, il primo costituito da 126001 eventi registrati da NAUTILUS ed il secondo da 1856 eventi contati dal suo rivelatore di raggi cosmici, nel periodo che va dal 4/4/2003 al 10/11/2003. In tabella 5.5 è mostrato il tempo di funzionamento effettivo dei due rivelatori durante il periodo indicato (cfr. tabella 5.3).

<i>Mese</i>	t_{cosmici} (giorni)	t_{antenna} (giorni)
Apr	26.76	0.33
Mag	29.00	15.82
Giu	30.00	17.87
Lug	31.00	20.67
Ago	31.00	24.40
Set	26.66	22.60
Ott	27.07	14.58
Nov	5.12	0.01
t_{totale}	206.61	116.28

Tabella 5.3- Tempo effettivo di funzionamento dei due rivelatori nel periodo compreso tra il 4/4/2003 e il 10/11/2003.

In un periodo effettivo di 109.65 giorni in cui i due rivelatori hanno lavorato in coincidenza sono state osservate 10 coincidenze vere e 2.65 ± 0.36 casuali. Quest'ultimo valore è in buon accordo con quello calcolato teoricamente per mezzo dell'equazione (5.6) e pari a 2.47. In tabella 5.6 è riportata la lista delle coincidenze, in modo analogo a quanto fatto per EXPLORER in tabella 5.4.

<i>RUN</i>	<i>Evento</i>	<i>Molt Inf</i> (part/m ²)	<i>Ampiezza</i> (K ^{1/2})	<i>SNR(En)</i>	<i>M g h m</i>	Δt (s)	t_{siderale} (h)
6292	4478	3665	-0.354E+00	23.6	5 10 10 12	0.004	1.015
6293	7608	472	0.414E+00	30.1	5 10 13 38	0.008	4.466
6318	27874	396	0.316E+00	20.1	5 28 1 43	-0.003	17.699
6330	85451	1896	0.361E+00	26.1	6 7 4 55	-0.097	21.556
6340	83537	303	0.431E+01	36.8	6 16 4 36	0.030	21.838
6351	54128	774	0.126E+00	20.3	6 24 20 58	-0.043	14.772
6424	95370	326	-0.127E+00	21.0	8 18 16 34	0.039	13.967
6437	83917	3221	0.225E+00	32.3	8 29 3 36	-0.005	1.689
6482	11492	601	-0.238E+00	38.1	10 4 4 22	0.000	4.831
6500	20608	311	0.182E+00	19.5	10 19 9 40	-0.075	11.129

Tabella 5.6- Lista delle coincidenze tra gli eventi di NAUTILUS e quelli del suo rivelatore di raggi cosmici.

Come ci si aspettava non sono stati osservati eventi particolarmente energetici. Inoltre, sia graficando l'ampiezza dei segnali che la densità delle particelle in funzione del tempo (figure 5.11 e 5.12, rispettivamente), come fatto per EXPLORER, non si evidenziano eccessi di coincidenze in corrispondenza di $\Delta t = 0$ s. Anche osservando la risoluzione temporale di NAUTILUS non si notano picchi evidenti, come mostrato in figura 5.13.

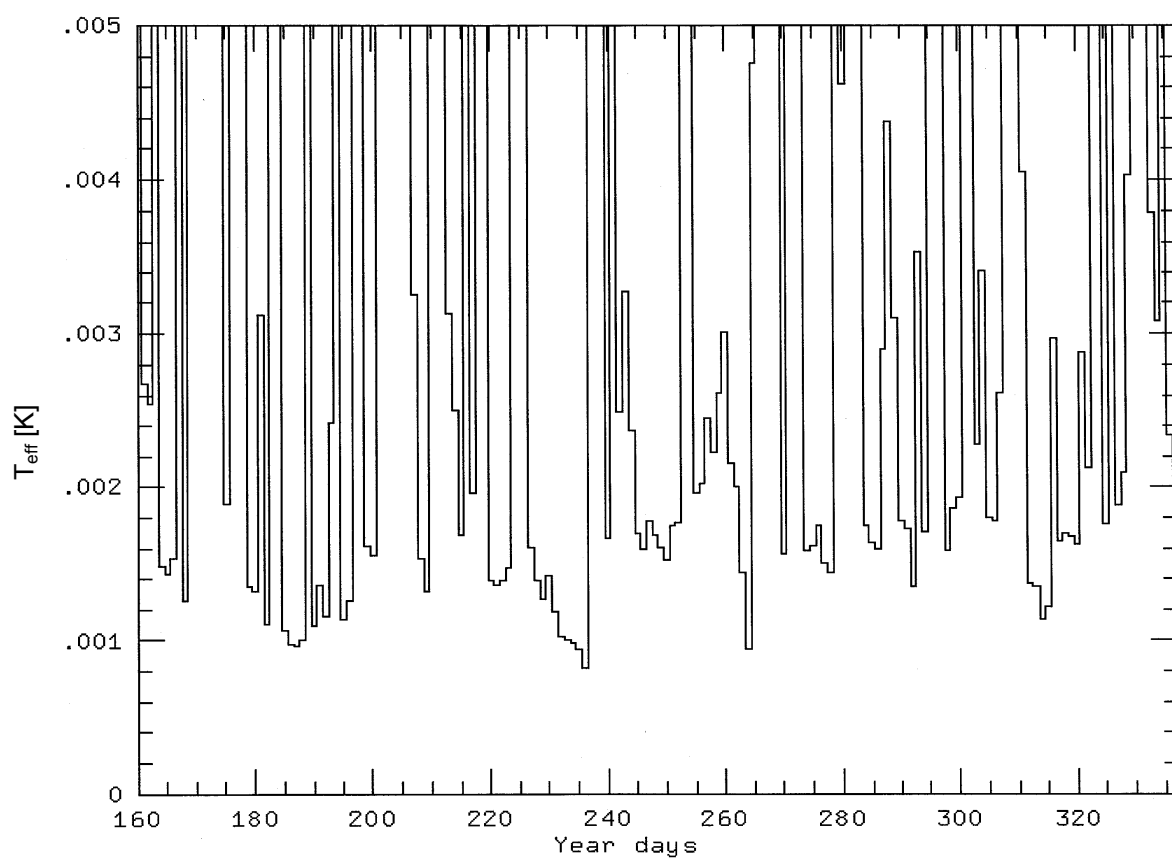


Figura 5.10- Andamento della T_{eff} (espressa in K) di NAUTILUS in funzione dei giorni dell'anno, per il periodo Giugno – Novembre 2003.

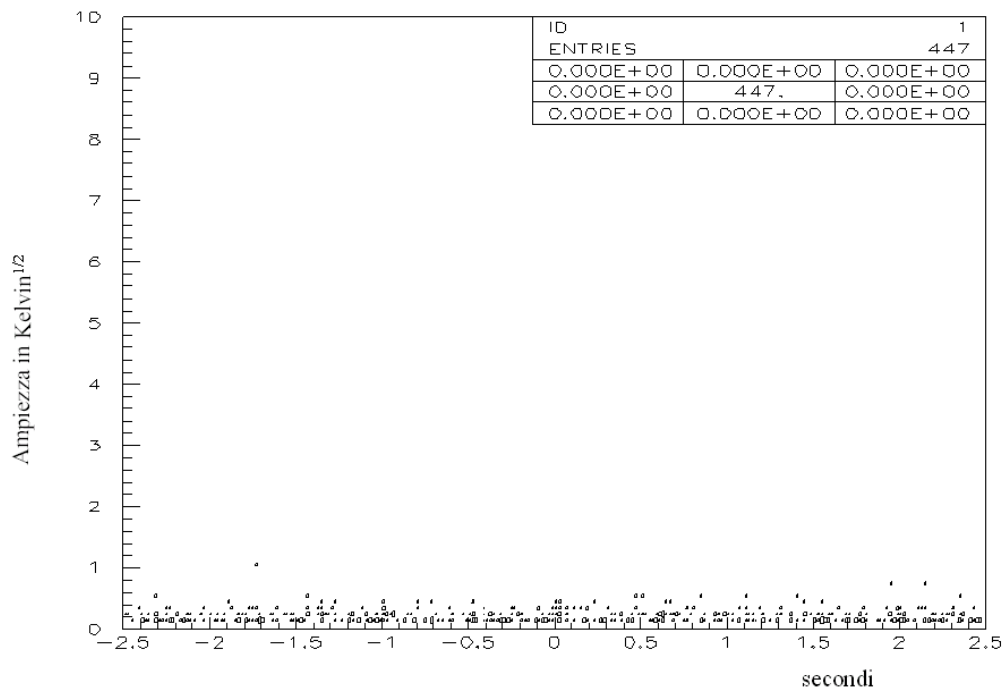


Figura 5.11- Distribuzione delle ampezze ($K^{1/2}$) dei segnali di NAUTILUS in funzione del Δt (s), per l'anno 2003.

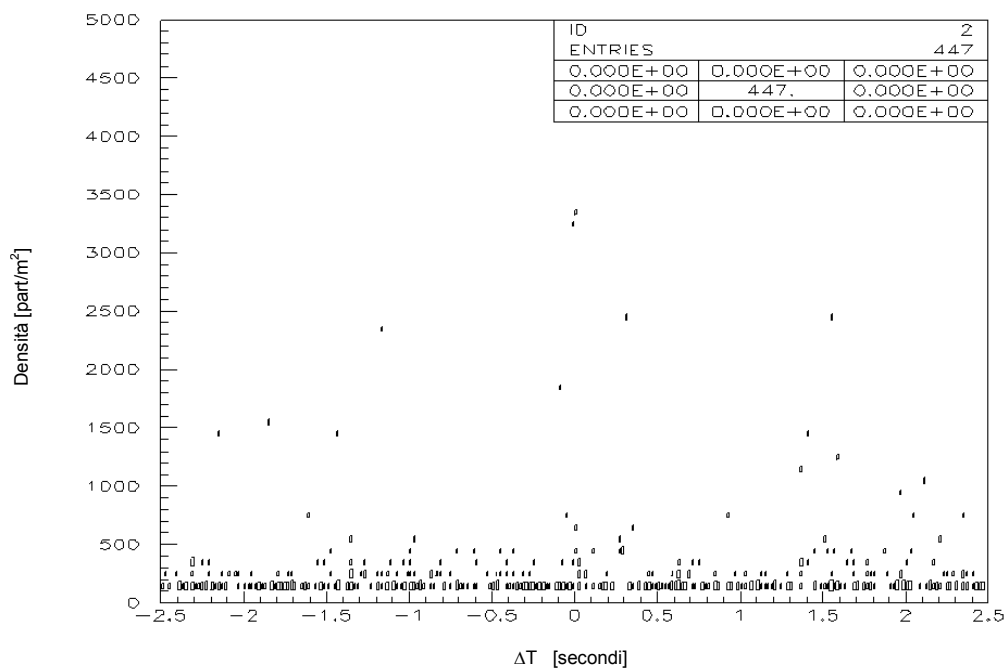


Figura 5.12- Distribuzione delle densità ($part/m^2$) dei segnali di NAUTILUS in funzione del Δt (s), per l'anno 2003.

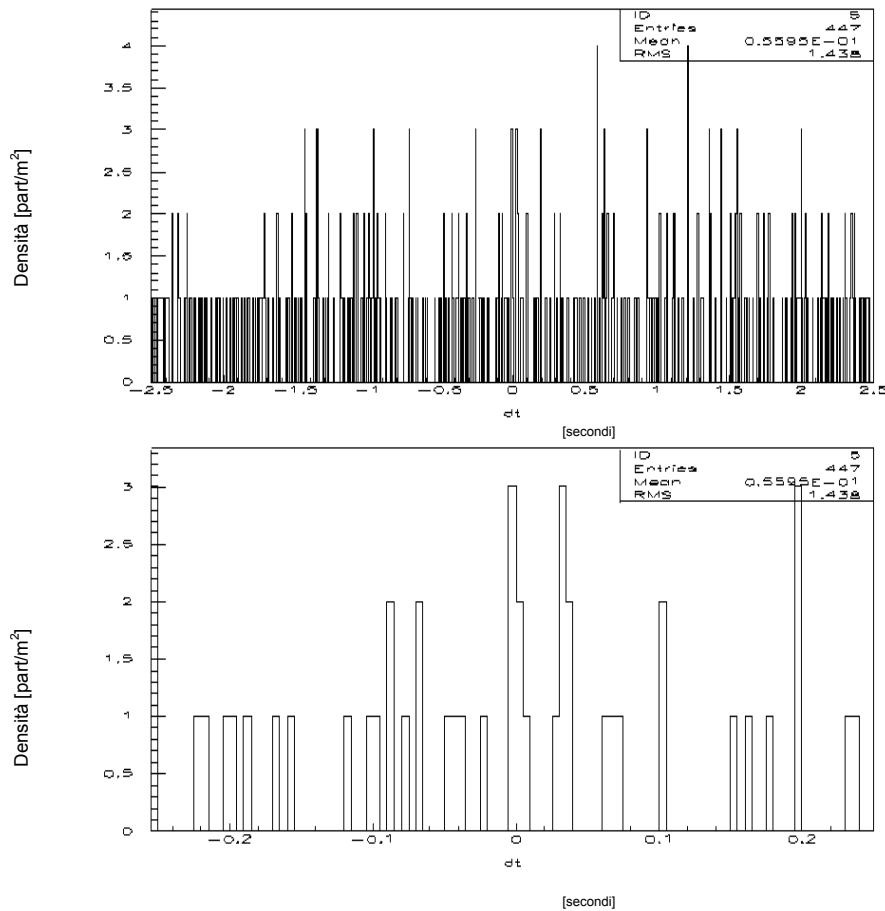


Figura 5.13- Risoluzione temporale di NAUTILUS (2003).

5.9 Una possibile spiegazione

Come già detto lo studio delle coincidenze tra i dati di EXPLORER e quelli del suo rivelatore di raggi cosmici sembra contraddire l'ipotesi secondo cui segnali altamente energetici sono visibili soltanto nell'alluminio superconduttore. In effetti NAUTILUS ha offerto una ulteriore conferma a ciò anche nel 2003, ma la stessa cosa non può dirsi di EXPLORER. Nelle figure 5.14 e 5.15 sono riportate le distribuzioni integrali delle frequenze degli eventi in funzione delle ampiezze, per temperature termodinamiche delle antenne minori di 1 K e maggiori di 1 K, rispettivamente. Nella prima sono presenti solo i segnali di NAUTILUS del 1998 e del 2000, mentre nella seconda compaiono anche quelli di EXPLORER. Infine, in figura 5.16 sono riportati tutti gli eventi, dal 1998 ad oggi, per NAUTILUS ed EXPLORER. In tutte e tre le figure la curva delle predizioni è stata calcolata in base alle simulazioni descritte nel paragrafo 3.5. La superconduttività sembra, dunque, non giustificare l'osservazione di segnali di

alta energia. Tuttavia nei primi mesi del 2004 l'esperimento RAP (cfr. paragrafo 3.7), che opererà a bassissime temperature, permetterà di studiare in dettaglio questo fenomeno e di capire come il regime di superconduttività possa influire sulla risposta dell'antenna.

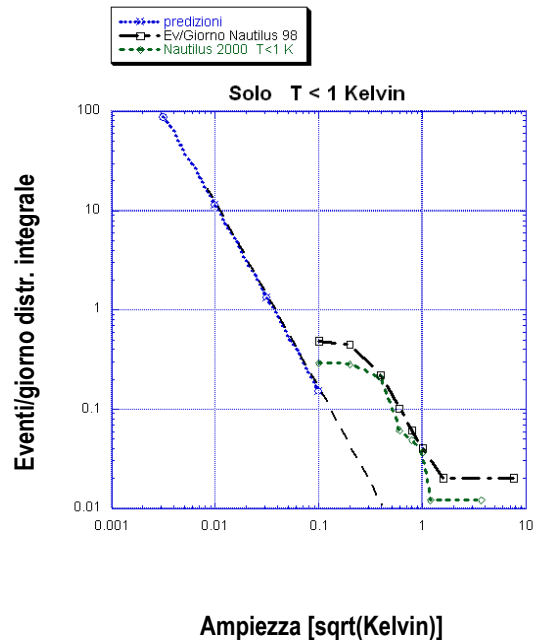


Figura 5.14- Frequenze degli eventi in funzione delle ampiezze (distribuzioni integrali), per temperature termodinamiche delle antenne minori di 1 K.

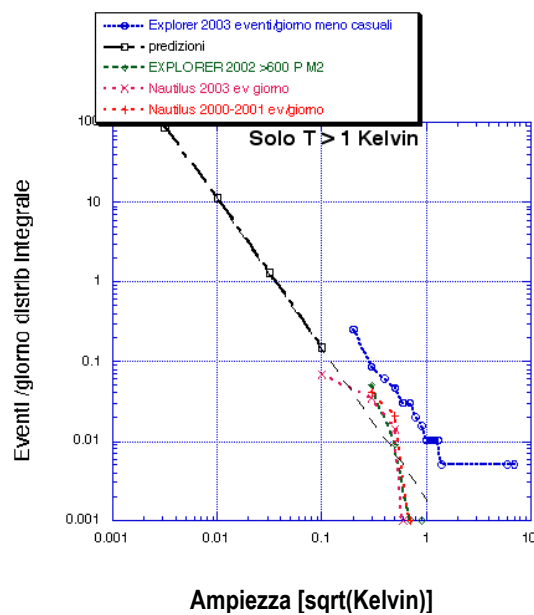


Figura 5.15- Frequenze degli eventi in funzione delle ampiezze (distribuzioni integrali), per temperature termodinamiche delle antenne maggiori di 1 K.

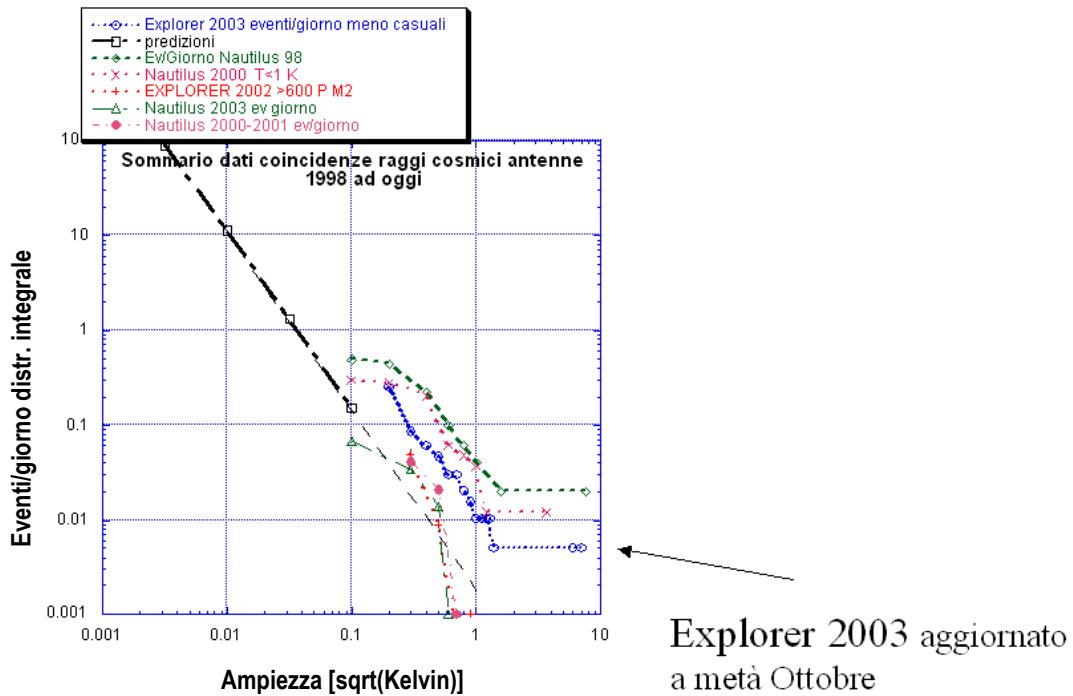


Figura 5.16- Frequenze degli eventi in funzione delle ampiezze (distribuzioni integrali), dal 1998 ad oggi.

Attualmente si sta invece rivalutando l'ipotesi proposta da E. R. Fitzgerald [52] secondo cui i piccoli stress che si accumulano nei materiali sono in grado di generare emissione acustica. Vibrazioni di piccola ampiezza per i modi non-elastici sono state osservate soltanto in quei materiali a cui sono stati applicati degli stress o in cui erano presenti stress residui. L'eventuale presenza di questi stress (indotti da cicli termici o anche dall'effetto dell'attrazione gravitazionale che agisce sulla barra sospesa per la sezione baricentrale), legata alla microstruttura del materiale, potrebbe spiegare perché barre di uguale composizione chimica e dimensioni, sottoposte alle medesime condizioni, si comportano in modo diverso.

Un'altra possibile spiegazione potrebbe essere legata ad eventi prodotti dagli acceleratori del CERN. Su questo si sta ancora indagando, anche se ciò sembra essere altamente improbabile in quanto nulla è cambiato rispetto al 2002 quando in EXPLORER non sono mai stati osservati eventi di tale entità.

Conclusioni

Il sistema di rivelazione dei raggi cosmici di EXPLORER è stato completato ed è perfettamente funzionante: esso dimostra una notevole affidabilità e richiede pochi interventi di manutenzione. La maggior parte dei controlli vengono effettuati via software e le calibrazioni periodiche consentono di verificare che il sistema si mantenga efficiente nel tempo. Le misure effettuate durante tutto il 2003 hanno dimostrato che il sistema risponde alle richieste per il quale è stato progettato, fornendo dati sui raggi cosmici in sostanziale accordo con altri esperimenti e con le simulazioni.

Durante il periodo che va da Marzo a Novembre 2003 è stata condotta una misura in coincidenza tra il rivelatore di raggi cosmici e l'antenna gravitazionale EXPLORER. Questo studio ha permesso di ottenere ulteriori risultati riguardo l'interazione dei raggi cosmici con un'antenna gravitazionale risonante. Uno studio analogo è già stato effettuato in passato con l'antenna gravitazionale NAUTILUS, raffreddata ad una temperatura inferiore al Kelvin. In quel caso sono stati osservati degli eventi da raggi cosmici di energia estremamente elevata: ciò ha fatto supporre che segnali di tale entità fossero visibili solo quando l'alluminio si trova in regime di superconduttività, cioè per $T < 0.98$ K. Sulla base di tale ipotesi ed allo scopo di comprendere come il regime di superconduttività influisca sulla risposta di una antenna gravitazionale è stato ideato e realizzato l'esperimento RAP.

Durante il periodo sopraindicato, in cui EXPLORER ed il suo rivelatore di raggi cosmici hanno lavorato in coincidenza, sono state osservate però delle anomalie: l'antenna, operante ad una temperatura di 4 K, ha rivelato eventi da raggi cosmici di energia elevata. Se lo stato di superconduttività non può fornire una giustificazione al comportamento anomalo delle barre, l'attenzione è stata rivolta ora all'ipotesi di E. R. Fitzgerald, secondo cui piccoli stress che si accumulano nei materiali sono in grado di generare emissione acustica.

Ora che il sistema di rivelazione dei raggi cosmici e le procedure di analisi dati sono state ottimizzate per la rivelazione di eventi in coincidenza, sarà possibile fornire una valida conferma alla effettiva capacità di misura dell'antenna gravitazionale EXPLORER. Attraverso lo studio degli effetti dovuti all'interazione dei raggi cosmici con l'antenna è stato possibile infatti ottenere informazioni riguardo la risoluzione temporale di EXPLORER e fissare il valore della finestra temporale a ≈ 30 ms per la ricerca delle onde gravitazionali svolta in coincidenza con NAUTILUS. Si spera di poter confermare entro breve i risultati ottenuti nel 2001, quando sono stati osservati 8 eventi in coincidenza tra le due antenne del gruppo ROG.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Dott. Francesco Ronga ed il Prof. Settimio Mobilio, relatori di questa tesi, per aver seguito costantemente e con estrema competenza lo svolgimento del lavoro.

Ringrazio il Dott. Danilo Babusci ed il Dott. Gianfranco Giordano per il prezioso aiuto offertomi durante tutto il periodo trascorso ai Laboratori di Frascati.

Un ringraziamento va inoltre a tutti i membri del gruppo ROG per la disponibilità, l'interesse e l'amicizia che hanno sempre manifestato nei miei confronti: tutti loro hanno rappresentato per me un notevole esempio di professionalità.

Ringrazio ancora i tecnici del gruppo e tutti coloro i quali mi hanno concesso l'aiuto di cui ho avuto bisogno per la buona riuscita di questo lavoro.

Un pensiero va infine alla mia famiglia e a tutti i cari amici che mi hanno sostenuta ed incoraggiata per l'intera durata del corso di studi.

Bibliografia

1. C. W. Misner, K.S. Thorne, J.A. Wheeler, *Gravitation*, Freeman, San Francisco (1973).
2. E. Amaldi e G. Pizzella, *Onde Gravitazionali*, Enciclopedia delle Scienze Fisiche, Ist. Enc. Ital. Treccani, vol V, pag. 280-288.
3. L. Ju, D.G. Blair e C. Zhao, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1317 (2000).
4. J. Binney e M. Merrifield, *Galactic Astronomy*, Princeton University Press (1998).
5. P. Astone et al, Preprint astro-ph/0206431.
6. B. Schutz, Proc. of the 1992 Journées Relativistes, University of Amsterdam 13-15, May 1992.
7. E. Kolb e M. Turner, *The Early Universe*, New York: Addison- Wesley (1994).
8. D. Babusci et al, in *Gravitational Waves* p.180, Institute of Physics Publishing, (2000).
9. J. Weber, *Phys. Rev.* **117**, 306 (1960).
10. J. A. Tyson, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 326 (1973).
11. V. B. Braginskii et al., *JETP Lett.* **16**, 108 (1972).
12. J. L. Levine e R.L. Garwin, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 173 (1973).
13. P.S. Aplin, *Gen. Relativ. Grav.* **3**, 111 (1972).
14. D. Bramanti e K. Maischberger, *Nuovo Cim. Lett.* **4**, 1007 (1972).
15. W. O. Hamilton, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **16**, 609 (1970).
16. W. M. Fairbanks, Proc. Of the VI International Conference on General Relativity and Gravitation (1971), Copenhagen.
17. A. Giazotto, *Phys. Rep.* **182**, 6 (1989).
18. P. Astone et al, *Class. Quant.Gravity.* **19**, 1905 (2002).
19. A. Papoulis, *Probability, Random Variables, and Stochastic Process*, Mc Graw-Hill, 3rd edition (1991).
20. G. Pizzella, *Fisica Sperimentale del Campo Gravitazionale*, Nuova Italia Scientifica, Roma (1993).

21. S. D'Antonio, *Class. Quant.Gravity* **19**, 1499 (2002).
22. S. D'Antonio, Report Interno LNF-98/001.
23. P. Galeotti, N. Iucci, *Radiazione Cosmica*, Enciclopedia delle Scienze Fisiche, Ist. Enc. Ital. Treccani, vol IV, pag. 654-644.
24. M. S. Longair, *High Energy Astrophysics* (1973), Cambridge University Press.
25. B. Wiebel – Sooth, P.L. Biermann, H. Meyer, Proc. 24 th., Cosm. Ray Conf. (Rome) 2, OG 5.3, 656 (1995).
26. P. K. F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier (2001).
27. T. K. Gaisser, *Cosmic Ray and Particle Physics* (1990), Cambridge University Press.
28. A. E. Brenner et al., *Phys. Rev. D* **26**, 1497 (1982).
29. D. S. Barton et al., *Phys Rev. D* **27**, 2580 (1983).
30. K. Braune et al., *Z. Phys. C* **17**, 105 (1983).
31. Alkofer, Grieder, *Cosmic Rays on Earth*, Physics Data, (1984), Nr. 25-1.
32. A. Dar, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 3 (1983).
33. J. B.T. Mc Caughan, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **8**, 413 (1982).
34. A. M. Grassi Strini, .G. Strini, G. Tagliaferri, *J. Appl. Phys.* **51**, 2 (1980).
35. G. D. Van Albada et al., *Rev. Scient. Instr.*, 71 3 (2000).
36. G. Liu, B. Barish, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 61 (1988).
37. P. Astone et al, *Phys. Rev. D.* (1993).
38. J. Knapp and D. Heck, *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide* (version 5.61, April 1998), Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe.
39. P. Astone et al, *Class. Quant.Gravity* **19**, 1897 (2002).
40. H. H. Mielke et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20**, 637 (1994).
41. E. Amaldi e G. Pizzella, *Nuovo Cimento* **9C**, 612 (1986).
42. S.Bertolucci et al. (RAP Collaboration), Report Interno LNF – 01/027 (IR).
43. M. Anelli et al., Report Interno LNF - 89/015 (P) (1989).
44. E. Iarocci, *N. I. M.* **217**, 30 (1983).
45. B. Alpat, *Dip. Fis. Univ. Perugia*, 25/89.
46. W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer – Verlag (1987).

47. M. Ambrosio et al. (MACRO collaboration), N. I. M. A **486**, 663 (2002).
48. G. Cocconi, *Extensive Air Showers*, Encyclopedia of Physica Vol. I, Cosmic Rays (1961).
49. P. Astone et al., Preprint gr – qc / 0001030.
50. P. Astone et al, Class. Quant.Gravity **19**, 5449 (2002).
51. P. Astone et al., Phys. Lett. B **499**, 16 (2001).
52. E. R. Fitzgerald, Nature **252**, 638 (1974).