ANNALI DI GEOFISICA, VOL. XXXVI, SUPPL. N. 5-6, 1993

Radioricezione ELF-VLF

Paolo Palangio
Istituto Nazionale di Geofisica, Osservatorio Geofisico di L'Aquila, Italia

1. Introduzione

L'intero universo è permeato da onde elettromagnetiche la cui lunghezza d'onda si estende dalle dimensioni delle particelle elementari alle dimensioni attuali dell'universo. Soltanto una parte di questi segnali riesce a superare la barriera costituita dalla magnetosfera, ionosfera ed atmosfera, per giungere fino alla superficie terrestre. Rimanendo nell'ambito dei segnali al di sotto dei 100 kHz, il rumore elettromagnetico che può essere misurato a terra, ha origine prevalentemente all'interno della magnetosfera (fig. 1) (Lanzerotti, 1979; Lanzerotti *et al.*, 1990).

Nelle bande di frequenze ELF e VLF (extremely low frequency, very low frequency) si può osservare una grande varietà di fenomeni elettromagnetici naturali (per la terminologia si veda Davies, 1990). Una delle sorgenti più intense del rumore radioelettrico naturale è costituita dalle scariche elettriche atmosferiche (sferics). Lo spettro dell'energia liberata da una scarica atmosferica sotto forma di onde elettromagnetiche presenta la massima potenza nella banda acustica (fig. 4); gran parte di tale energia viene riflessa dalla ionosfera. Quando i segnali vengono rilevati a grande distanza dalla sorgente si osserva una certa dispersione (tweeks) dovuta alle proprietà dispersive della ionosfera, se la misura viene effettuata nel punto magneticamente coniugato si osserva un segnale fortemente disperso (whistlers). L'energia riflessa dalla ionosfera eccita inoltre i modi di risonanza della cavità (risonanza Schumann, Cole, 1965; fig. 2). Una parte dell'energia penetra nella ionosfera e nella magnetosfera e si propaga lungo le linee di forza del campo geomagnetico interagendo con le particelle cariche del plasma. Tale interazione dà luogo a fenomeni particolarmente vistosi (whistlers, hiss chorus, ecc.) alla base dei quali ci sono meccanismi di risonanza onda-particella.

Misure sistematiche del rumore elettromagnetico di fondo nelle bande ELF/VLF sono state effettuate in Italia nell'ambito della collaborazione tra l'Università di Stanford e l'ING (Meloni *et al.*, 1992) e nell'ambito del PNRA (Programma Nazionale di Ricerche in Antartide). Tali misure sono state eseguite presso l'Osservatorio Geomagnetico di L'Aquila e recentemente presso la stazione geomagnetica della Base italiana Baia Terra Nova in Antartide (74.69°S, 164.12°E).

L'interesse per il monitoraggio dei segnali ELF/VLF è orientato prevalentemente allo studio della distribuzione temporale e spaziale del rumore elettromagnetico di fondo e allo studio delle diverse sorgenti naturali ed artificiali che concorrono alla formazione di tale rumore; altri aspetti riguardano lo studio delle sorgenti interne alla Terra correlate con eventi tellurici e, di grande interesse in magnetotellurica, l'impiego dei segnali di risonanza Schumann nella prospezione elettromagnetica della Terra. Per la terminologia magnetosferica utilizzata, si faccia riferimento alle monografie di Villante e Candidi presenti in questo volume.

2. La cavità Terra-ionosfera

L'atmosfera può essere considerata come un sottile strato isolante limitato da due sfere conduttrici: la superficie terrestre e la ionosfe-

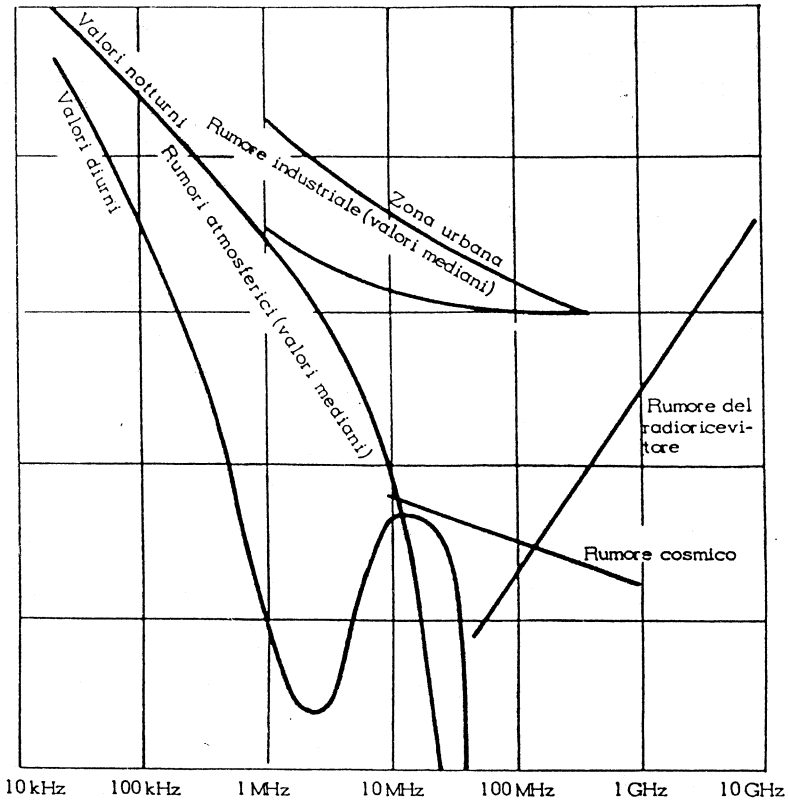

Fig. 1. Rumore elettromagnetico di fondo. Sull'asse y è riportata una densità spettrale in unità arbitrarie.

ra, ciò definisce una guida d'onda sferica all'interno della quale le onde elettromagnetiche possono propagarsi (fig. 2). Tale cavità, caratterizzata da una dimensione longitudinale pari alla circonferenza terrestre e una dimensione trasversale pari all'altezza della ionosfera, si comporta come una struttura risonante le cui frequenze di oscillazione, nell'ipotesi di ionosfera e Terra perfetti conduttori, sono date dalla semplice relazione:

$$f_i = ic/2R = 7.5i \text{ Hz} \tag{2.1}$$

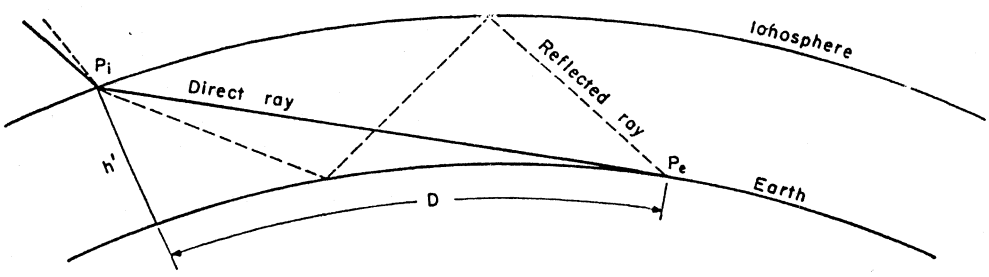

Fig. 2. Cavità Terra-ionosfera.

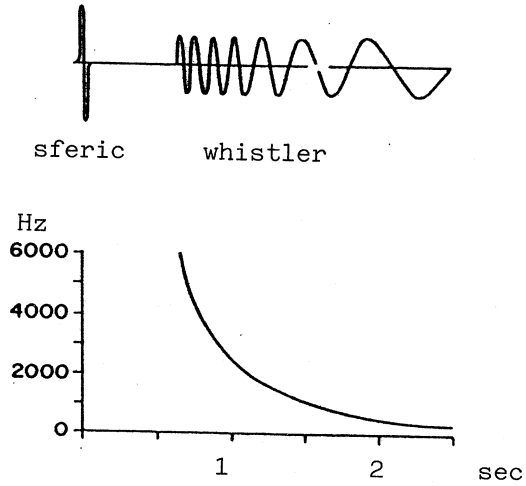

Fig. 3. Sferic e whistler.

in cui f_i è la frequenza relativa all'i-esimo modo di oscillazione della cavità, R è il raggio terrestre e c è la velocità della luce nel vuoto.

L'armonica fondamentale ($i = 1$), la cui lunghezza d'onda uguaglia la dimensione maggiore della Terra, subisce un'attenuazione di circa 0.2 dB per 1000 km, mentre le frequenze di risonanza relative alla dimensione trasversale della cavità (in cui h è l'altezza del bordo inferiore della ionosfera), sono:

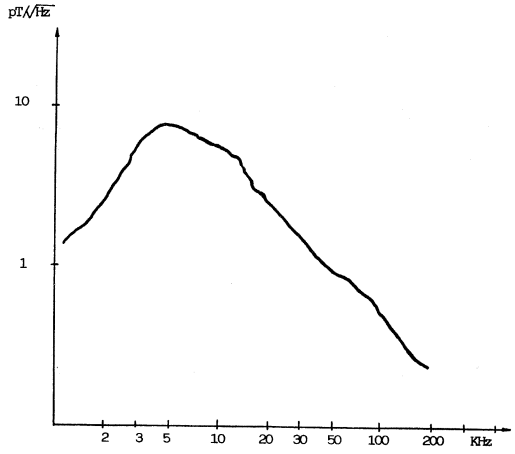

Fig. 4. Spettro del campo magnetico generato da una scarica elettrica atmosferica.

$$f_i = ic/2h \qquad (2.2)$$

Questi segnali però subiscono un'attenuazione di circa 20 dB per 1000 km; sperimentalmente non sono stati ancora mai osservati.

La cavità Terra-ionosfera, a causa delle proprietà dissipative e dispersive della ionosfera si comporta anche come un filtro passa basso caratterizzato da una frequenza di taglio superiore che cade nella banda 2-4 kHz.

Nell'ipotesi di una ionosfera in cui sia trascurabile l'effetto delle collisioni e sia nullo il campo geomagnetico, l'indice di rifrazione del mezzo è:

$$n^2(f) = 1 - f_p^2/f^2 \qquad (2.3)$$

in cui f_p è la frequenza di plasma ($f_p = \sqrt{Ne^2/4\pi^2\epsilon_0 m}$). Un segnale elettromagnetico che penetra nella ionosfera viene riflesso nel punto in cui $f = f_p$, senza subire attenuazione (si vedano ad es.: Bianchi, 1990 e Davies, 1990).

L'effetto delle collisioni tra gli elettroni e le molecole neutre, è quello di introdurre un fattore di attenuazione delle onde elettromagnetiche. In questo caso l'indice di rifrazione diventa complesso:

$$n(f) = \sqrt{1 - f_p^2/f(f - 2\pi j f_c)} = A + jB \qquad (2.4)$$

f_c è la frequenza di collisione che nella bassa ionosfera, a causa dell'elevato rapporto tra le particelle neutre e gli elettroni, è molto alta rispetto agli strati più elevati. Il bordo inferiore della ionosfera si comporta quindi, nei confronti delle onde a bassissima frequenza ($f < 3$ kHz), cioè per frequenze al di sotto della frequenza minima di plasma, come la superficie di un metallo: le onde vengono riflesse quasi senza attenuazione. Ciò è essenzialmente dovuto al fatto che tali segnali elettromagnetici penetrano nel mezzo ionizzato per una piccola frazione della loro lunghezza d'onda; ovvero: lo «skin depth» relativo allo strato inferiore della ionosfera è molto più piccolo della lunghezza d'onda del segnale. Al di sopra di tale frequenza l'attenuazione cresce ed è determinata dalla parte immaginaria dell'indice di rifrazione:

$$E = E_0 \exp^{-\frac{\omega B z}{c}} \exp^{j\omega (t - \frac{Az}{c})} \qquad (2.5)$$

L'onda riflessa, quindi, è attenuata in misura crescente con la frequenza. La cavità Terra-ionosfera, nella banda 0-30 kHz, si comporta, quindi, come un filtro passa basso con una frequenza di taglio che cade, come già accennato, nell'intervallo 2-4 kHz.

Nell'atmosfera esistono segnali elettromagnetici anche a frequenza prossima a zero; sono presenti gradienti verticali del campo elettrico, di origine naturale, che nei pressi della superficie terrestre sono dell'ordine di 100 V/m, soggetti a variazioni temporali correlate con le scariche elettriche atmosferiche. Ciò può venire interpretato come un processo di carica e scarica di un condensatore sferico formato dalla ionosfera e dalla Terra.

La principale sorgente di energia che all'interno di questa cavità produce un vasto numero di fenomeni elettromagnetici, come si è detto, è data dalle scariche elettriche atmosferiche (sferics) (fig. 3). L'energia totale rilasciata durante una scarica può variare da qualche GJ a qualche decina di GJ, le potenze in gioco sono considerevoli: la durata del proces-

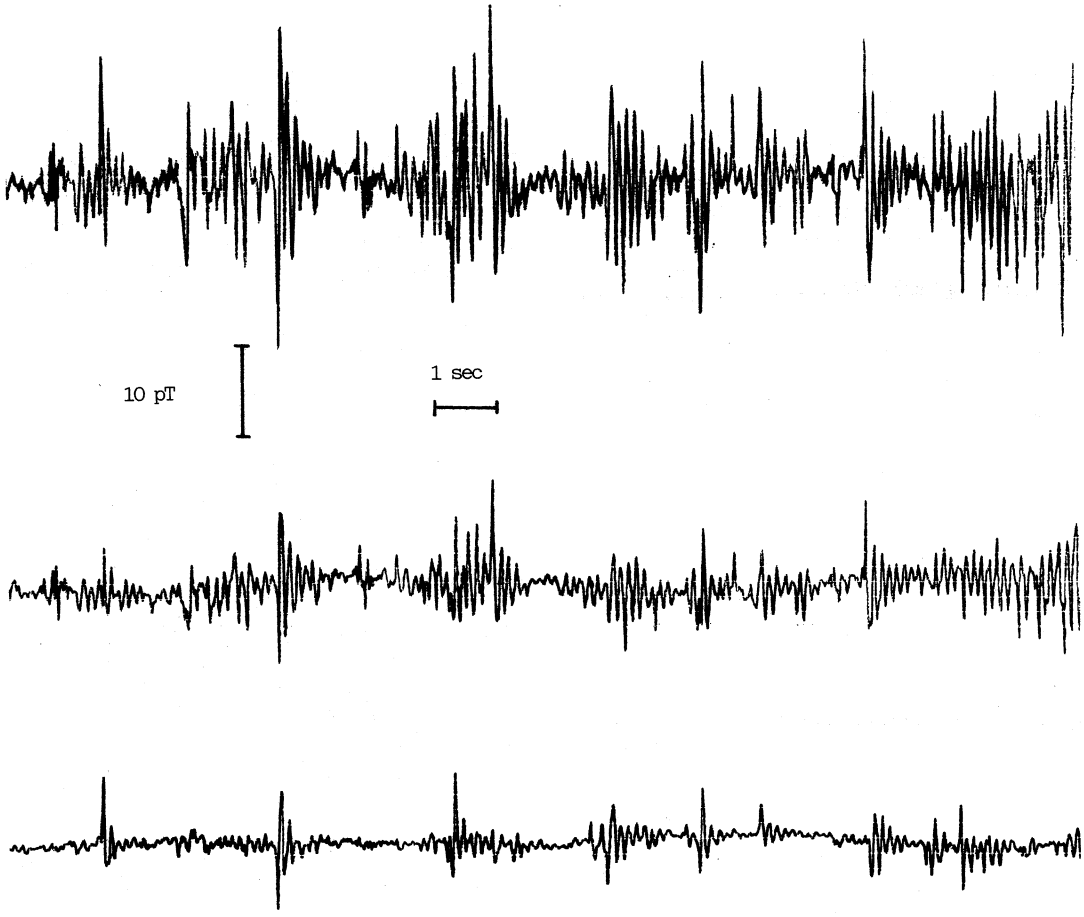

Fig 5. Segnali di risonanza Schumann registrati a Baia Terra Nova in Antartide (3 componenti del campo magnetico).

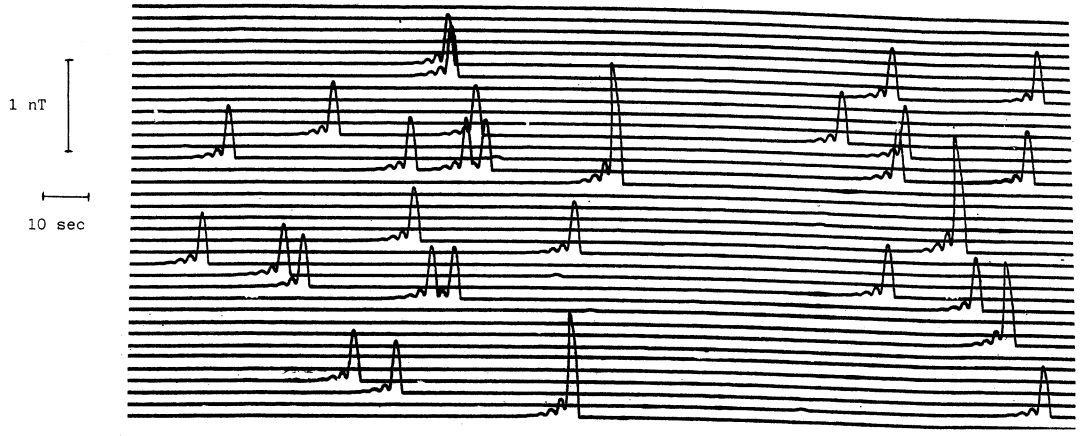

Fig. 6. Rumore di fondo (banda ELF) prodotto dalle scariche elettriche atmosferiche osservate nell'area dell'Osservatorio Geomagnetico di L'Aquila.

so è dell'ordine del secondo, quindi le potenze variano da 1000 MW a 10 000 MW. Anche se soltanto una parte di questa potenza viene trasformata in radiazione elettromagnetica (meno del 10%), tuttavia il numero di scariche su tutto il pianeta ammonta a circa 100 per secondo, pertanto l'energia totale coinvolta in questi fenomeni è dell'ordine di 10^{19} J annui, confrontabile con l'energia elettrica prodotta in tutto il mondo nel 1970.

La distribuzione spaziale delle scariche non è uniforme sul nostro pianeta, dipende fortemente dalla latitudine e raggiunge il massimo nella fascia equatoriale. Sono questi eventi che eccitano con continuità i modi di risonanza della cavità Terra- ionosfera. Un ulteriore contributo all'energia totale immessa nella cavità è fornito dalle sorgenti esterne alla Terra che nella banda intorno a 10 Hz è dello stesso ordine di grandezza dell'energia fornita dalle sorgenti terrestri.

Nella magnetosfera polare, all'esterno della ionosfera, tra 10 000 e 20 000 km di quota, sono presenti intensi campi elettrici (struttura di potenziale aurorale) determinati dal flusso di particelle cariche provenienti dalla coda magnetosferica. In questa zona vengono prodotte intense emissioni elettromagnetiche nelle bande ELF e VLF; la quasi totalità di questi segnali viene riflessa dalla ionosfera nello spazio interplanetario, soltanto una piccola parte penetra nella ionosfera, lungo le linee di forza del campo geomagnetico, attraverso meccanismi di risonanza onda-particella (risonanza ciclotronica) che investono i protoni (Gurnett e Shawhan, 1965), raggiungendo così le zone polari. In queste zone il contributo delle sorgenti esterne, in corrispondenza della frequenza fondamentale ($i = 1$), è prevalente, anche perché le aree polari sono prossime ad una linea nodale rispetto alle sorgenti equatoriali, e quindi i segnali dovuti alle scariche elettriche atmosferiche sono più deboli.

Le frequenze relative alla risonanza Schumann effettivamente misurate differiscono da quelle calcolate con la formula (2.1) (fig. 7) e la ragione di ciò risiede nel fatto che la conducibilità della ionosfera è molto più piccola di quella della Terra e varia in funzione dell'altezza. Inoltre le sue caratteristiche variano nel tempo e l'altezza della ionosfera differisce considerevolmente tra l'emisfero illuminato e quello notturno. Il bordo inferiore della ionosfera, da considerare nel calcolo delle frequenze naturali, è la regione in cui la frequenza giromagnetica degli elettroni eguaglia la frequenza di collisione del plasma. Considerata la variabilità temporale e spaziale di tale regione, diventa difficile individuare un valore unico dell'altezza del bordo valido a livello planetario. Un maggiore accordo dei dati sperimentali con quelli teorici si ottiene utilizzan-

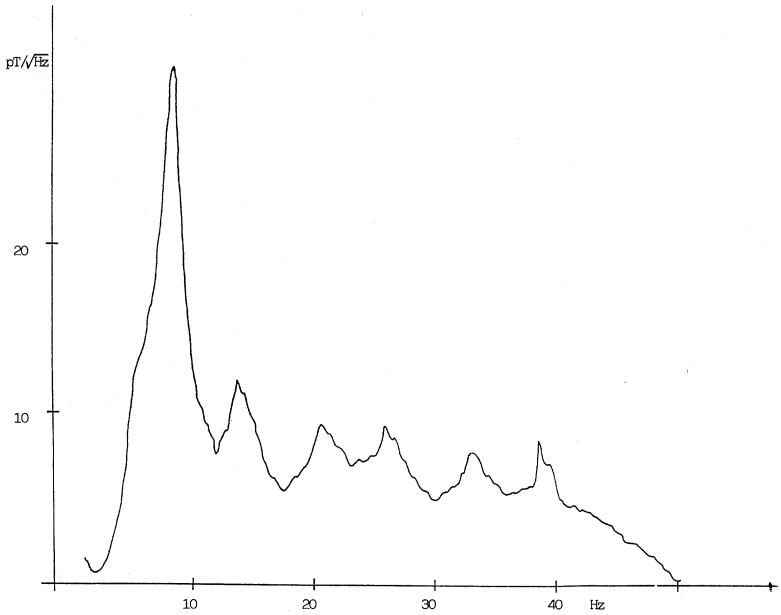

Fig. 7. Spettro del segnale di risonanza Schumann, componente magnetica NS.

do modelli di ionosfera più vicini alla realtà fisica del mezzo.

Una ulteriore complicazione nei calcoli delle reali frequenze di risonanza della cavità viene introdotta tenendo conto anche del campo magnetico terrestre. La presenza del campo geomagnetico produce la scissione di ciascuna frequenza in $(2i + 1)$ sottolivelli. In corrispondenza della frequenza fondamentale $(i = 1)$ si dovrebbero osservare tre picchi intorno a 8 Hz distanziati di circa 0.4-0.7 Hz. Ciò è dovuto al fatto che, in presenza del campo magnetico, la conducibilità del plasma diventa fortemente anisotropa. Infatti nella direzione parallela alle linee di forza del campo la conducibilità è molto più elevata che non nella direzione ortogonale.

Un approccio elementare alla determinazione dei parametri f_n, Q e A (rispettivamente: frequenza di risonanza, fattore di merito e ampiezza delle oscillazioni) relativi alla cavità può essere fatto utilizzando un semplice modello a simmetria sferica che prevede una Terra perfettamente conduttrice e una ionosfera omogenea ed isotropa (in assenza del c.m.t.) caratterizzata dall'indice di rifrazione $n(r)$, funzione soltanto della coordinata radiale r:

$$n(r) = \begin{cases} 1 \text{ per } r_1 < r < r_2 \\ n \text{ per } r > r_2 \end{cases} \tag{2.6}$$

ove con r_1 si intende il raggio della Terra, con r_2 il raggio della Terra comprendente il limite inferiore ionosferico e n, dato dalla relazione (2.4), si riferisce alla bassa ionosfera dove la frequenza di plasma è dell'ordine di 10 kHz e la frequenza di collisione è dell'ordine di 10 MHz. Poiché f_p e f_c sono molto più grandi delle frequenze di risonanza della cavità:

$$n^2 = f_p^2 / j f_p f_c \cong -j100 \tag{2.7}$$

Qui di seguito si ricaveranno altre relazione che caratterizzano la cavità risonante avente simmetria sferica.

Lo sviluppo in armoniche sferiche del potenziale magnetico A e del potenziale elettrico V, associati al campo elettromagnetico esistente all'interno della cavità, può essere fatto nel modo seguente:

$$V = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{m=-i}^{i} \{A_i^m h_i^+(x) + B_i^m h_i^-(x)\} y_i^m(\theta, \psi)$$

$$A = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{m=-i}^{i} \{D_i^m h_i^+(x) + G_i^m h_i^-(x)\} y_i^m(\theta, \psi) \tag{2.8}$$

e all'interno della ionosfera:

$$V = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{m=-i}^{i} C_i^m h_i^-(x) y_i^m(\theta, \psi)$$

$$A = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{m=-i}^{i} F_i^m h_i^-(x) y_i^m(\theta, \psi) \tag{2.9}$$

in cui $y_i^m(\theta, \psi)$ sono le armoniche sferiche normalizzate:

$$y_i^m(\theta, \psi) = \\ = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{(2i+1)(i-m)!}{(i+m)!}} P_i^m(\cos\theta) \exp[jm\psi] \tag{2.10}$$

che sono le autofunzioni dell'operatore:

$$\left\{ \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} (\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta}) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\psi^2} \right\} \tag{2.11}$$

$h_i^+(x)$ e $h_i^-(x)$ sono le funzioni di Hankel di ordine semintero:

$$h_i^+(x) = -j\Gamma(x) \frac{\exp[jx]}{x},$$

$$h_i^-(x) = j\Gamma(x) \frac{\exp[-jx]}{x}, \ (x = kr) \tag{2.12}$$

in cui l'operatore $\Gamma(x) = \Gamma(kr) = (-kr)^i$ d/ (kr) d (kr), $P_i^m(\cos\theta)$ sono le funzioni associate di Legendre, k è il numero d'onda, θ e ψ sono rispettivamente la latitudine e la longitudine.

Imponendo le condizioni al contorno al potenziale magnetico ed elettrico nella regione di transizione Terra-ionosfera ($r = r_2$), queste si traducono nelle condizioni di continuità del campo elettrico e del campo magnetico in tale regione. Sulla superficie terrestre ($r = r_1$), data la presenza di una notevole discontinuità della conducibilità elettrica, le condizioni al contorno impongono l'annullamento della componente tangenziale del campo elettrico e della componente normale del campo magnetico. Possiamo esprimere le componenti del campo elettrico e del campo magnetico, nel caso di onda TM (trasversale magnetica), nel modo seguente:

$$E_r = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{n^2\omega^2}{c^2} \right) \frac{rV}{n}$$

$$E_\theta = \frac{1}{n} \frac{\partial^2}{\partial_r \partial_\theta} (rV)$$

$$E_\psi = \frac{1}{nr\sin\theta} \frac{\partial^2}{\partial_r \partial_\psi} (rV)$$

$$H_r = 0$$

$$H_\theta = \frac{j\omega n_0^2 n}{\sin\theta} \frac{\partial V}{\partial\psi}$$

$$H_\psi = -j\omega n_0^2 n \frac{\partial V}{\partial\theta} \tag{2.13}$$

Dalle (2.8) e (2.9) si ottiene, eguagliando i coefficienti di Y_i^m:

$$A_i^m R_i'(x_1) + B_i^m S_i'(x_1) = 0$$

$$A_i^m R_i(x_2) + B_i^m S_i(x_2) = nC_i^m S_i(nx_2)$$

$$A_i^m R_i'(x_2) + B_i^m S'_i(x_2) = C_i^m S_i(nx_2)$$

$$R_i(x) = xh_i^+(x) \quad \text{e} \quad S_i(x) = xh_i^-(x) \tag{2.14}$$

da cui abbiamo la seguente equazione agli autovalori:

$$\{R_i'(x_2)S_i'(x_1) - R_i'(x_1)S_i'(x_2)\}S_i(nx_2) = \\ = \frac{1}{n} \{R_i(x_2)S_i'(x_1) - S_i(x_2)R_i'(x_1)\}S_i(nx_2) \tag{2.15}$$

L'impedenza d'onda Z della ionosfera è data da:

$$Z(f) = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} n^{-1} \tag{2.16}$$

e dalla seguente relazione:

$$\left(\frac{i(i+1)}{k_i^2 r_i^2} - 1\right)\frac{jZ}{2} k_i^2 (r_2 - r_1)^2 + \\ + jZ - k_i(r_2 - r_1) = \\ = -\frac{i(i+1)(r_2 - r_1)}{k_i r_1^3}(2r_1 - r_2) \quad (2.17)$$

trascurando il primo termine, abbiamo che le frequenze naturali sono:

$$f_i \simeq \frac{c}{2\pi r_1}\left\{\left[\frac{i(i+1)(2r_1 - r_2)}{r_1} + \right.\right. \\ \left.\left. - \frac{Z^2 r_1^2}{4(r_2 - r_1)^2}\right]^{1/2} + \frac{jZr_1}{2(r_2 - r_1)}\right\} \quad (2.18)$$

e il fattore Q_i:

$$Q_i = \frac{R_e(f_i)}{2I_m(f_i)} \quad (2.19)$$

Per $Z = 0$ e trascurando il termine $(r_2 - r_1)/r_1$, nella relazione (2.18), riotteniamo la nota formula di Schumann riportata sopra.

L'equazione (2.15) ha due tipi di soluzioni: la prima per $k_i r_1 = 1$, e descrive i modi di oscillazione con lunghezze d'onda paragonabili con le dimensioni longitudinali della cavità (risonanza Schumann); la seconda soluzione per $k_i r_1 \gg 1$, e riguarda la risonanza trasversale, le cui lunghezze d'onda sono dell'ordine della distanza Terra-ionosfera, questi segnali subiscono un'attenuazione molto elevata a causa delle proprietà dispersive e dissipative della ionosfera (Galejs, 1970).

Le autofrequenze della (2.15) sono indipendenti da m, che caratterizza le asimmetrie azimutali delle oscillazioni, ne segue che per una data autofrequenza f_i corrispondono differenti autofunzioni. Tale degenerazione è dovuta alla perfetta simmetria del modello fisico impiegato nel calcolo delle autofunzioni; quindi qualunque deviazione da tale simmetria sferica introduce una rimozione della degenerazione. I fattori che determinano una parziale o totale rimozione della degenerazione sono i seguenti:

1) disomogeneità giorno-notte della ionosfera;
2) disomogeneità polare;
3) disomogeneità della ionosfera dovuta alla presenza del campo geomagnetico.

In pratica questi diversi fattori concorrono talora simultaneamente a rimuovere la degenerazione, anche se non è stata ancora fornita una convincente dimostrazione sperimentale di tale fenomeno.

La disomogeneità giorno-notte è dovuta alla diversa illuminazione dei due emisferi caratterizzati, quindi, ciascuno da una differente impedenza Z. La separazione delle frequenze dovuta a questa asimmetria longitudinale è tuttavia molto piccola.

Un aumento considerevole della ionizzazione della bassa ionosfera nelle zone polari, provocato da un incremento dell'attività solare (flares) a cui si associano eventi del tipo PCA (polar cap absorption), può alterare sensibilmente la simmetria sferica della cavità. Tale asimmetria latitudinale può provocare una parziale rimozione della degenerazione: tutte le frequenze si dividono in $i + 1$ sottolivelli (Field, 1970).

Le frequenze calcolate in base al semplice modello proposto si discostano lievemente da quelle misurate, mentre il fattore Q misurato differisce notevolmente da quello teorico. Un maggiore accordo si ha utilizzando un modello di ionosfera a 2 strati omogenei ed isotropi (Z_1, Z_2, r_1, r_2, r_3) e tenendo conto dell'assorbimento ionosferico (Jones, 1964).

3. Propagazione delle onde VLF

I meccanismi attraverso i quali onde elettromagnetiche VLF possono propagarsi attraverso la ionosfera, grazie alla presenza del campo magnetico terrestre, sono la risonanza Čerencov (risonanza longitudinale) e la risonanza ciclotronica (risonanza trasversale).

Nella risonanza Čerencov vengono coinvolte le particelle cariche la cui velocità è uguale a quella dell'onda elettromagnetica nella direzione della linea di forza del campo magnetico terrestre. La componente parallela del cam-

po elettrico associato all'onda elettromagnetica può accelerare le particelle in quanto in questa situazione il campo elettrico dell'onda elettromagnetica, «visto» dalla particella, risulta essere costante; corrispondentemente l'onda viene amplificata a spese dell'energia cinetica delle particelle. L'energia degli elettroni richiesta nella risonanza longitudinale è dell'ordine di 3 keV nella magnetosfera e di qualche centinaio di eV nella ionosfera; per i protoni le energie sono 1800 volte superiori a quelle degli elettroni.

Nella risonanza ciclotronica, nota anche come «Doppler-shifted cyclotron resonance», vengono coinvolte le particelle che spiralizzano intorno alle linee di forza del campo geomagnetico con velocità angolare uguale a quella dell'onda elettromagnetica polarizzata circolarmente. Gli elettroni e le onde devono ruotare, per un osservatore che osservi il fenomeno nella direzione della linea di forza del campo geomagnetico, entrambi in senso orario, ed inoltre ad un osservatore solidale al sistema di riferimento degli elettroni, la frequenza dell'onda elettromagnetica deve risultare uguale alla frequenza giromagnetica delle particelle, per soddisfare questa condizione onde e particelle devono viaggiare in opposte direzioni. Lo spostamento Doppler della frequenza dell'onda elettromagnetica osservata a terra è:

$$(f_g - f)/f = V_{ep}/V_0 \qquad (3.1)$$

quindi la frequenza del segnale osservato è:

$$f = f_g - V_{ep}/\lambda \qquad (3.2)$$

Tale frequenza è molto inferiore a quella ciclotronica degli elettroni; inoltre, poiché l'indice di rifrazione del mezzo attraversato dall'onda elettromagnetica è $n \gg 1$, la velocità di gruppo è molto inferiore a c: $V_0 = c/n$, ciò consente una forte interazione onda-particella in quanto si ha un aumento del tempo di interazione; cioè del tempo durante il quale rimane costante la differenza di fase tra il vettore campo elettrico associato all'onda ed il vettore associato alla velocità trasversale degli elettroni (trasversale alle linee di forza del campo geomagnetico).

L'amplificazione dell'onda elettromagnetica a spese dell'energia cinetica degli elettroni presenti nelle fasce di radiazione può avvenire soltanto se $\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{v}$ si mantiene costante per un tempo sufficientemente lungo in cui lo scambio energetico è dato da:

$$q\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{v}\Delta t \qquad (3.3)$$

Questo modo di propagazione delle onde elettromagnetiche attraverso la ionosfera e la magnetosfera, lungo le linee di forza del campo geomagnetico, è noto come «whistler». Whistler (Carpenter, 1962) è anche il termine con cui vengono designati gli eventi eccitati dalle scariche elettriche atmosferiche e percepiti, in banda audio, come fischi di tono decrescente nel tempo (fig. 3). La propagazione dei whistlers è possibile, quindi, soltanto a frequenze inferiori a quella ciclotronica «locale» degli elettroni, mentre nella banda delle alte frequenze la propagazione di un'onda elettromagnetica attraverso la ionosfera è possibile soltanto per frequenze al di sopra di quella di plasma.

Lo scambio energetico onda-particella che si ha nella risonanza ciclotronica coinvolge la velocità trasversale (v_t) delle particelle, mentre lascia inalterata la componente parallela (v_p) al campo geomagnetico, con il risultato di modificare la distribuzione del «pitch angle» $\alpha = \mathrm{arctg}(v_t/v_p)$. Il trasferimento di energia dalle particelle all'onda elettromagnetica riduce tale angolo rendendo così possibile la precipitazione prevalentemente degli elettroni intrappolati nelle fasce di radiazione e delle particelle provenienti dalla coda magnetosferica nella bassa ionosfera.

Nella risonanza trasversale l'energia richiesta per gli elettroni è di circa 7 keV nel piano equatoriale e oltre il MeV nelle regioni a bassa altitudine e, poiché il flusso degli elettroni nella magnetosfera è molto elevato alle basse energie, il contributo alla risonanza ciclotronica è dato principalmente dagli elettroni a bassa energia la cui distribuzione è massima nella regione equatoriale. Pertanto l'interazione avviene nella regione in cui le linee di forza del campo geomagnetico attraversano il piano equatoriale.

La risonanza ciclotronica riveste una notevole importanza nella fisica della magnetosfera in quanto è il principale meccanismo attraverso cui gli elettroni precipitano dalle fasce di radiazione e dalla coda magnetosferica nella bassa ionosfera (Hellywell, 1965), tali processi vengono stimolati dalle scariche elettriche atmosferiche di grande potenza. Il rapporto tra l'energia elettromagnetica stimolante e l'energia cinetica coinvolta nella precipitazione degli elettroni è di circa 10^{-6}.

Le particelle intrappolate nelle fasce di radiazione spiralizzano intorno alla direzione delle linee di forza del campo magnetico terrestre e vengono riflesse nei punti coniugati. I meccanismi fisici che regolano tali fenomeni, cioè l'energizzazione e la riflessione delle particelle nei punti coniugati sono noti, rispettivamente, come «betatron process» e «Fermi acceleration». Queste particelle generano onde polarizzate circolarmente che a loro volta modificano l'angolo α delle particelle stesse; si ha così un processo spontaneo di distribuzione isotropica dell'angolo. Le particelle con un angolo $\alpha \leq 10^{\circ}$ alla successiva riflessione nel punto coniugato precipitano nell'atmosfera.

4. Misure di rumore di fondo nella banda ELF in Antartide

Le prime osservazioni sulla risonanza Schumann vennero fatte nel 1954, nel 1957 Schumann ed altri interpretarono teoricamente i dati sperimentali; successivamente diversi autori hanno effettuato misure nella banda ELF anche con magnetometri superconduttori (Fraser-Smith e Buxton, 1975), in alcuni casi si è osservata una struttura fine dei picchi di risonanza (Hughes, 1964).

Presso la Base Baia Terra Nova (Antartide), durante la VI spedizione 1990-91, è stata installata una stazione di rilevamento di segnali magnetici nella banda ELF (1 Hz – 2 kHz). L'area in cui è situata la stazione, come del resto tutto il continente antartico, è caratterizzata da un bassissimo livello del rumore di fondo artificiale, ben si presta per effettuare misure di segnali naturali, in particolare quelli di origine esterna alla cavità generati nella magnetosfera polare.

La cavità Terra-ionosfera viene eccitata principalmente dalle scariche atmosferiche la cui distribuzione temporale è praticamente casuale. L'insieme delle sorgenti che eccitano la cavità in un dato intervallo di tempo, a causa del basso valore del parametro Q, determina segnali di fondo con valori di ampiezza e fase variabili casualmente nel tempo (fig. 5).

La radiazione di fondo, nella banda ELF, rilevata presso l'Osservatorio di L'Aquila (fig. 6) presenta caratteristiche considerevolmente differenti da quelle che si possono osservare in fig. 5. Oltre alla presenza del rumore artificiale, si notano soprattutto gli effetti delle scariche atmosferiche che avvengono nell'area di osservazione ad una distanza maggiore di qualche centinaio di chilometri, e gli effetti delle scariche vicine che contengono non soltanto la componente radiativa ma anche quella induttiva (near field) la cui ampiezza sovrasta nettamente quella di tutti gli altri segnali presenti. In fig. 5 si notano gli effetti delle scariche elettriche atmosferiche di grande potenza, mediamente ogni 2 o 3 secondi, che avvengono a molte migliaia di km dal punto di osservazione. Tali eventi costituiscono soltanto il 2% del numero totale delle scariche che avvengono su tutta la Terra.

In tutti gli esperimenti riportati nella letteratura scientifica internazionale, le misure sono state fatte con due sensori ortogonali posti nel piano orizzontale. Questa configurazione viene giustificata dal fatto che, nel modello di Terra perfettamente conduttrice esaminato sopra, la componente verticale del campo elettromagnetico, sulla superficie terrestre, è nulla. In Antartide è stata impiegata una terna ortogonale di sensori magnetici, la fig. 5 mostra che la componente verticale è diversa da zero, essa dipende dalla struttura di conducibilità dell'area in cui viene effettuata la misura.

Le fluttuazioni delle frequenze dei segnali di risonanza Schumann, malgrado la variabilità spaziale e temporale delle caratteristiche della cavità Terra-ionosfera, sono dello stesso ordine di grandezza della larghezza dei picchi di risonanza. Questa stabilità in frequenza, ai fini dell'impiego di tali segnali nella prospezione elettromagnetica della Terra, può venire sfruttata impiegando magnetometri accordati

molto selettivi che consentirebbero di rilevare i segnali anche in aree particolarmente inquinate dal punto di vista elettromagnetico. Le prime cinque armoniche (8, 14, 20, 26 e 31 Hz) sono certamente rilevabili con strumenti commerciali del tipo «search coil» a banda stretta, mentre le armoniche superiori pur rivestendo, in magnetotellurica, un qualche interesse, sono di più difficile misurazione a causa dell'attenuazione della cavità che cresce con la frequenza.

Durante la notte questo tipo di misure, alle medie latitudini, risulterebbe notevolmente efficace a causa della differente attenuazione notturna dei segnali, circa 3 volte inferiore rispetto alle ore diurne.

5. Misure di rumore di fondo nelle bande ELF e VLF

Un contributo non trascurabile al rumore elettromagnetico di fondo misurabile sulla superficie terrestre, nella banda 1 Hz – 100 kHz, viene fornito dai sistemi di distribuzione dell'energia elettrica, dalle trasmissioni radio VLF, dalle reti telefoniche, dalle ferrovie elettrificate e dall'attività industriale. Nelle aree fortemente industrializzate il rumore artificiale prevale su quello di origine naturale (fig. 10). Il riconoscimento dei segnali di origine naturale correlati con i vari fenomeni elettromagnetici che si verificano all'interno della cavità magnetosferica, è un problema di non semplice soluzione che può essere affrontato soltanto sulla base di una statistica temporalmente molto ampia del rumore di fondo a livello planetario.

Negli ultimi anni sono apparsi nella letteratura scientifica internazionale diversi lavori nei quali vengono riportati osservazioni di rumore elettromagnetico naturale di origine interna alla Terra, emissioni anomale non associabili ad alcun fenomeno conosciuto di origine esterna alla Terra. In alcuni casi segnali elettromagnetici sono stati registrati in concomitanza con terremoti vicini al punto di osservazione.

Diversi sono i meccanismi fisici proposti dai vari autori che hanno investigato questi fe-

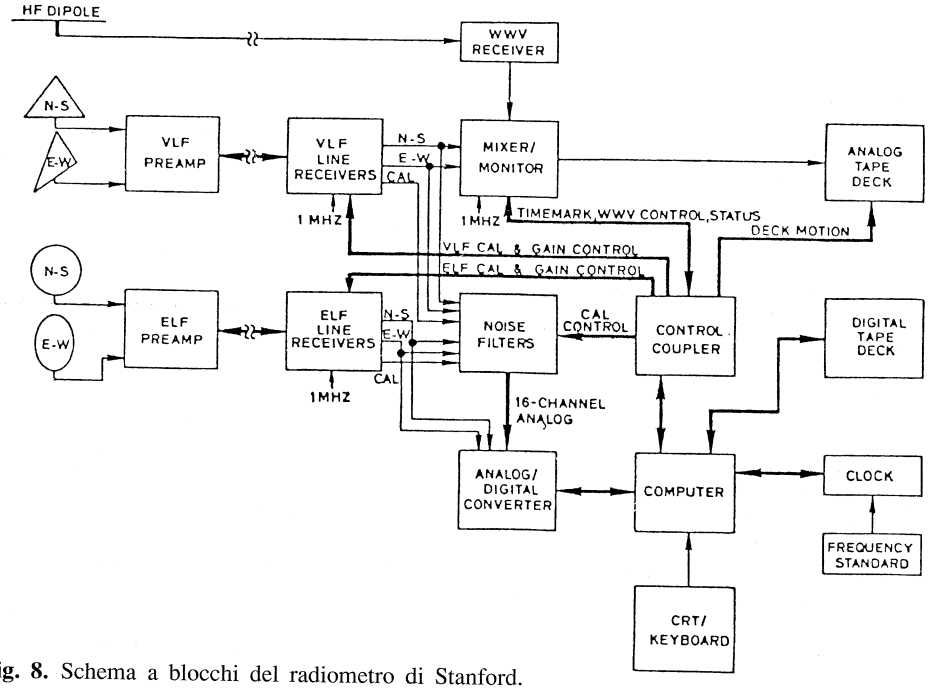

Fig. 8. Schema a blocchi del radiometro di Stanford.

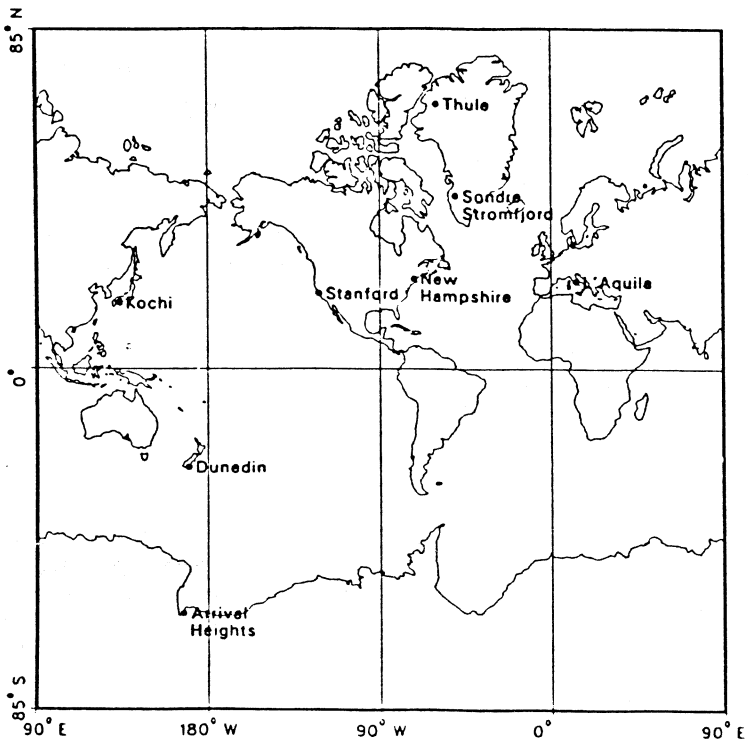

Fig. 9. Rete mondiale per il rilevamento sistematico del rumore elettromagnetico di fondo.

nomeni. Riproduzioni in laboratorio delle condizioni in cui vengono a trovarsi le rocce nella zona focale di un terremoto, hanno mostrato che in presenza di materiale ricco di quarzo, l'effetto piezoelettrico ha un ruolo preponderante nell'emissione di segnali elettromagnetici; in presenza di materiale povero di quarzo (calcare, ecc.) si sono invocati meccanismi differenti e tra questi anche effetti quantistici (effetto Tunnel) (Ogawa *et al.*, 1984).

L'Università di Stanford (U.S.A.) ha effettuato per molti anni studi sulla distribuzione spaziale a livello planetario e sulle variazioni temporali del rumore ELF/VLF. Presso questa Università è stato realizzato uno strumento automatico per misurare l'attività elettromagnetica nelle bande ELF/VLF (fig. 8) (Fraser-Smith e Helliwell, 1985).

La rete per il monitoraggio globale è costituita da 8 stazioni di misura equipaggiate con tali strumenti, l'area europea è stata coperta dall'Osservatorio di L'Aquila (fig. 9).

Uno degli aspetti della collaborazione fra l'Università di Stanford e l'ING, è stato quello di individuare eventuali emissioni anomale associabili ad eventi sismici nell'area aquilana. Il radiometro ha operato presso l'osservatorio geomagnetico di L'Aquila per diversi anni e dalla notevole mole di dati raccolti è stato possibile effettuare una prima sintesi sul comportamento di alcuni parametri statistici del rumore elettromagnetico misurato , che possono essere considerati rappresentativi dell'area mediterranea (Meloni *et al.*, 1992; Dinger *et al.*, 1982).

Il radiometro installato a L'Aquila nel 1986 è costituito essenzialmente da 4 antenne del tipo «search coil» accoppiate a preamplificatori con una temperatura di rumore inferiore a 50 K. È presente un calcolatore che oltre ad

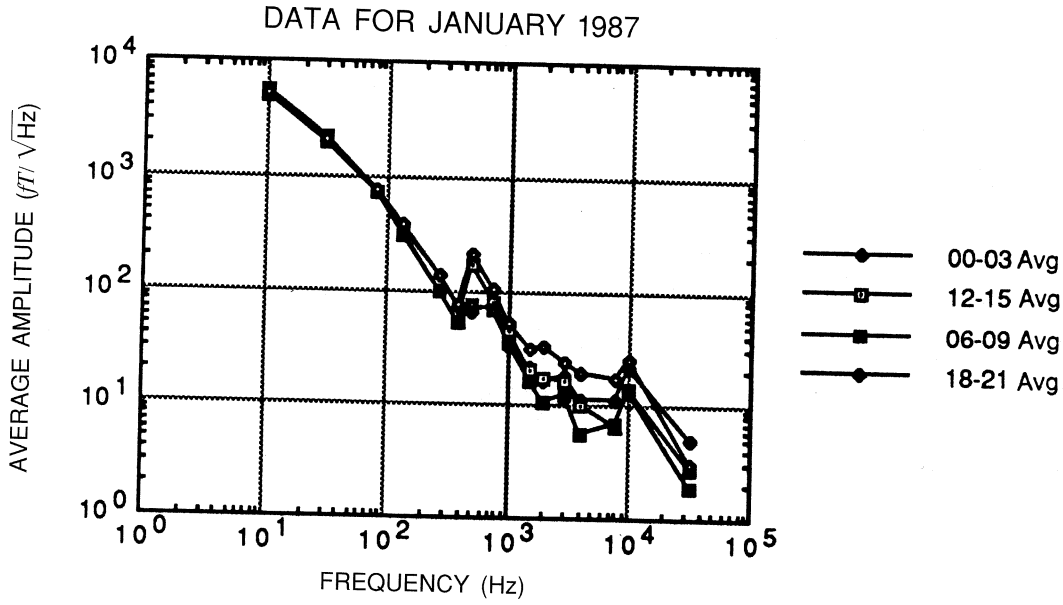

Fig. 10. Variazione del «noise» ELF/VLF all'Aquila per il mese di Gennaio 1987. Sono indicate per punti le ampiezze medie per 16 canali a banda stretta. I dati sono rappresentati per 4 blocchi triorari (da Meloni *et al.*, 1992).

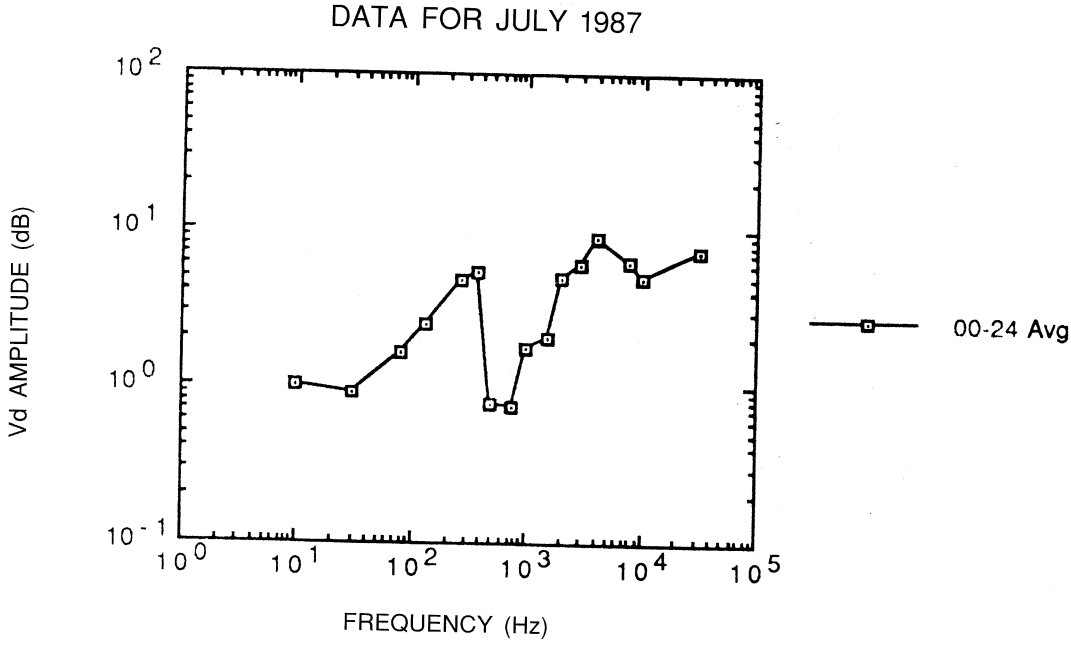

Fig. 11. Variazione della V_d ELF/VLF all'Aquila per il mese di Luglio 1987 (da Meloni *et al.*, 1992).

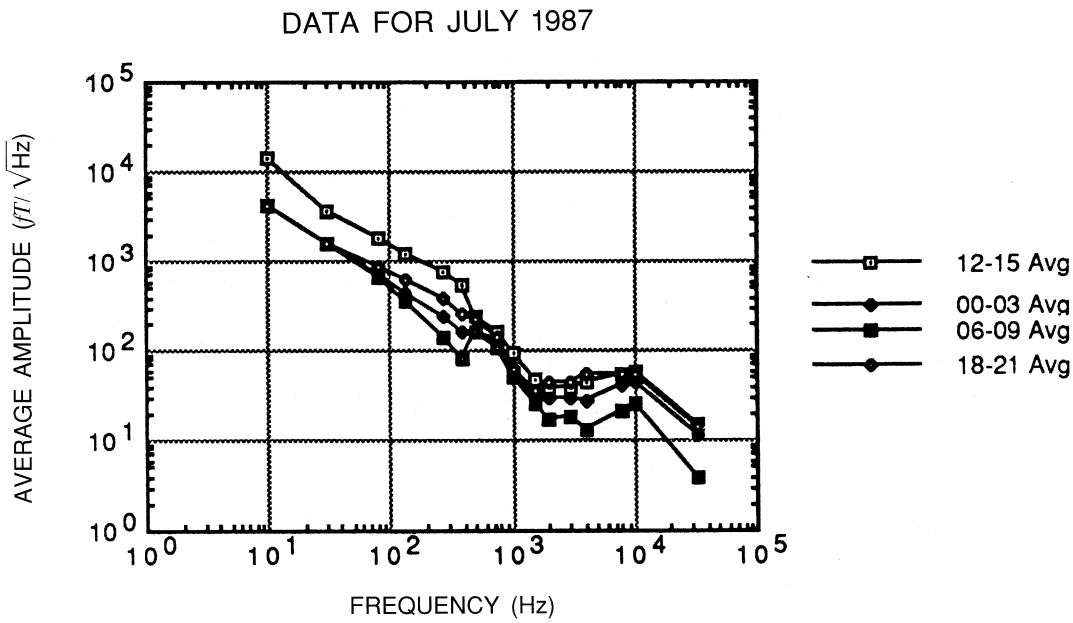

Fig. 12. Variazione del «noise» ELF/VLF all'Aquila per il mese di Luglio 1987. Sono indicate per punti le ampiezze medie per 16 canali a banda stretta. I dati sono rappresentati per 4 blocchi triorari (Meloni *et al.*, 1992).

eseguire il calcolo, in tempo reale, del valore r.m.s., del valore medio e dei valori massimo e minimo dei segnali in ciascuna delle 16 bande in cui è suddivisa l'intera banda ELF/VLF, provvede anche ad espandere la dinamica del convertitore A/D, agendo sul guadagno dei preamplificatori in funzione dell'ampiezza dei segnali ricevuti. Il calcolatore controlla i due sistemi di acquisizione dei dati, l'unità a nastro digitale e il registratore analogico, ed il sistema di sincronizzazione dell'orologio via radio.

Nell'area in cui sorge l'Osservatorio Geomagnetico, il rumore elettromagnetico di fondo di natura artificiale è dovuto principalmente alla presenza delle armoniche dispari di 50 Hz e dei segnali radio VLF utilizzati per la radiolocalizzazione e per le trasmissioni radio. La reiezione di questi segnali indesiderati è stata ottenuta con una serie di filtri soppressori di banda controllati dal calcolatore.

Le misure di rumore di fondo nelle bande ELF e VLF (10 Hz – 32 kHz), effettuate a L'Aquila, mostrano alcune caratteristiche che sono comuni ad altre aree della Terra investigate con lo stesso tipo di strumentazione.

Lo spettro del rumore mostra un andamento del tipo «1/*f*» dovuto principalmente alle caratteristiche fisiche della ionosfera. Si nota, inoltre, una diminuzione del segnale nella banda 2–4 kHz; in questa banda cade la frequenza di taglio della cavità Terra-ionosfera (fig. 10).

La fig. 11 mostra l'andamento del parametro V_d che caratterizza l'impulsività del segnale. Questo parametro è definito dal rapporto tra il valore r.m.s. ed il valore medio del rumore. La componente impulsiva del rumore di fondo è correlata con le scariche elettriche atmosferiche che avvengono nell'area della stazione di rilevamento, nel raggio di 500-1000 km.

In fig. 12 si nota che l'ampiezza del rumore tende ad assumere valori più elevati durante la notte; ciò è dovuto all'assenza dello strato *D* nell'emisfero non illuminato. È noto, infatti, che la ionizzazione del bordo inferiore della

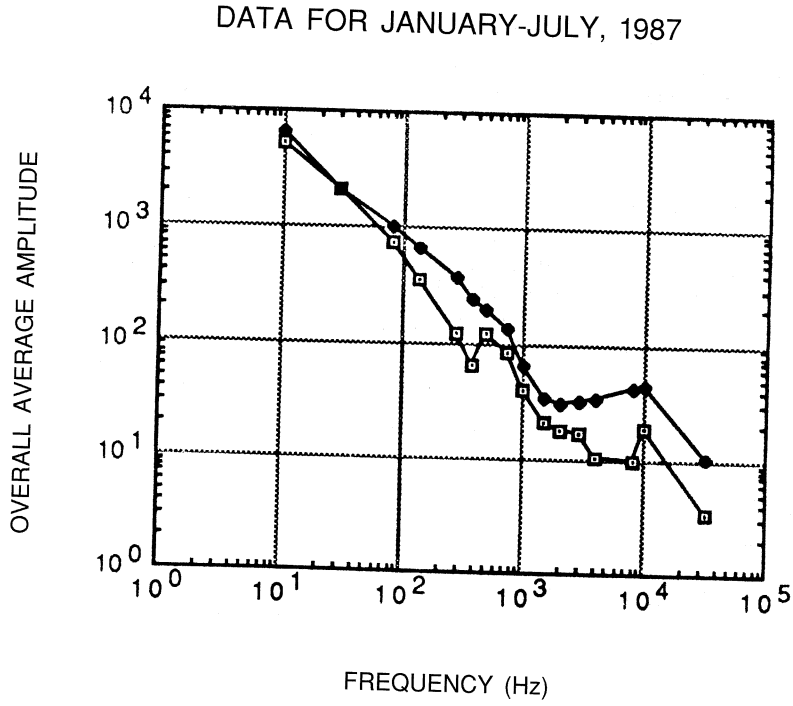

Fig. 13. Variazione del «noise» ELF/VLF all'Aquila per i mesi di Gennaio e Luglio 1987.

ionosfera durante il giorno, produce una considerevole attenuazione dei segnali elettromagnetici.

L'intensità del rumore nei mesi invernali risulta notevolmente più bassa rispetto ai mesi estivi (fig. 13); tale differenza è probabilmente da imputarsi alla diversa distribuzione stagionale delle scariche elettriche atmosferiche.

6. Conclusioni

Le conoscenze sulla distribuzione temporale e spaziale del rumore di fondo elettromagnetico nelle bande ELF e VLF assumono una grande importanza nello studio dei vari fenomeni che avvengono all'interno della cavità magnetosferica in parte ancora non ben conosciuti. Negli ultimi anni sono state formulate ipotesi sull'esistenza di sorgenti elettromagnetiche interne alla Terra in qualche modo associate a fenomeni tettonici. I segnali elettromagnetici che vengono generati nell'area focale interessata da un terremoto, secondo i meccanismi fisici attualmente noti, subiscono una considerevole attenuazione nell'attraversare il mezzo che separa la sorgente dal punto di osservazione. Sulla base delle conoscenze circa la dinamica dei fenomeni che avvengono nella fase preparatoria di un evento sismico e durante la fase di liberazione dell'energia elastica, nonché delle conoscenze che riguardano la struttura fisico-chimica dei materiali coinvolti nel fenomeno tettonico, l'intensità dei segnali, misurati anche a breve distanza dall'area focale e per eventi piuttosto intensi, può risultare dello stesso ordine di grandezza del rumore elettromagnetico di fondo.

Il monitoraggio sistematico dei segnali elettromagnetici a bassa frequenza effettuato presso l'Osservatorio di L'Aquila per diversi anni, costituisce una buona base di lavoro nel-

la caratterizzazione statistica di tali segnali e quindi nello studio delle diverse sorgenti coinvolte nella genesi del rumore di fondo osservato.

L'impiego dei segnali di risonanza Terra-ionosfera nella prospezione elettromagnetica della Terra potrebbe consentire di migliorare la precisione nella determinazione del tensore «impedenza del mezzo» nel range di frequenze 5-50 Hz, con l'adozione di dispositivi di misura «sintonizzati». Tale tecnica è resa possibile dalla circostanza che le frequenze di risonanza della cavità sono molto stabili nel tempo e la variabilità spaziale e temporale dell'ampiezza dei relativi segnali è piuttosto contenuta.

Ringraziamenti

Si ringraziano Cesidio Bianchi ed Antonio Meloni per il loro aiuto nella revisione di questo testo.

BIBLIOGRAFIA

BIANCHI, C. (1990): Note sulle interazioni delle onde elettromagnetiche con il plasma ionosferico, pubbl. ING, mon. 2.

CARPENTER, D.L. (1962): Electron-density variations in the magnetosphere deduced from whistler data, *J. Geophys. Res.* **67** (9), 3345-3360.

COLE, R.K. (1965): The Schumann resonance, *Radio Sci.*, **69** (10), 1345-1349.

DAVIES, K. (1990): *Ionospheric radio*, Peter Peregrinus, London.

DINGER, R.J., D. MEYERS e J.R. DAVIS (1982): Experimental investigation of ambient electromagnetic noise from 1 to 4 kHz in Italy and Norway, *Radio Sci.*, **17** (1), 285-302.

FIELD, E.C. (1970): VLF and ELF propagation during sudden ionospheric disturbances, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, **75** (10), 1927-1933.

FRASER-SMITH, A.C. e J.L. BUXTON (1975): Superconducting magnetometer measurements of geomagnetic activity in 0.1 – 14 Hz frequency range, *J. Geophys. Res.*, **80** (22), 3341-3147.

FRASER SMITH, A.C. e R.A. HELLIWELL (1985): The Stanford Universtiy ELF/VLF radiometer project: measurement of the global distribution of ELF/VLF electromagnetic noise, in *Proceedings 1985 IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat.* IEEE catalog n. 85CH2116-2, 305-311.

GALEJS, J. (1970): Frequency variations of Schumann resonance, *J. Geophys. Res.*, **75** (16), 3237-3251.

GURNETT, D.A. e S.D. SHAWHAN (1965): Ion cyclotron whistlers, *J. Geophys. Res.*, **70** (7), 1665-1688.

HELLIWELL, R.A. (1965): *Whistlers and related ionospheric phenomena* (Stanford University Press, Stanford, California), 349.

HUGHES, H.G. (1964): Power spectral analysis of modulated Earth-ionosphere cavity resonances, *J. Geophys. Res.* **69** (21), 4709-4712.

JONES, D.L. (1964): The calculation of the Q factors and frequencies of Earth-ionosphere cavity resonance for a two-layer ionosphere model, *J. Geophys. Res.*, **69** (19), 4037-4045.

LANZEROTTI, L.J., C.G. MACLENNAN e A.C. FRASER-SMITH (1990): Background magnetic spectra: $\sim 10^{-5}$ to $\sim 10^{5}$ Hz, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1593-1596.

LANZEROTTI, L.J. (1979): *Hydromagnetic waves in Solar System Plasma Physics* (North Holland Publ. Co.), vol. III.

LARGE, D.B. e J.R. WAIT (1968): Theory of electromagnetic coupling phenomena in the Earth-ionosphere cavity, *J. Geophys. Res.* **73** (13), 4335-4362.

LARSEN, T.R. e A. EGELAND (1968): Fine structure of the Earth-ionosphere cavity resonance, *J. Geophys. Res.*, **73** (15), 4986-4998.

MELONI, A., P. PALANGIO e A.C. FRASER-SMITH (1992): Measurements of ELF/VLF radio noise measured near L'Aquila, Italy, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **40** (2), 233-236.

OGAWA, T., K. OIKE e T. MIURA (1984): Electromagnetic radiations from rocks, in *VII International Conference on Atmospheric Electricity* (American Meteorological Society, Boston, Mass.), 504-507.