

I microsismi come onde di Lamb-Rayleigh

(*The microseisms as Lamb-Rayleigh waves*)

P. CALOI (*)

Ricevuto il 2 Gennaio 1973

RIASSUNTO. — L'origine dei microsismi viene spiegata, estendendo al loro insorgere la teoria di Lamb sulla propagazione di onde alla superficie di un mezzo solido elastico, provocate da una forza verticale, applicata alla superficie del mezzo. La forza, nel caso specifico, è costituita da un fronte d'onda di una zona di mare, soggetta a "fateh". Le applicazioni ad alcune tempeste microsismiche, portano a valori per gli spostamenti, conformi a quelli previsti dalla teoria.

Si prova inoltre che i microsismi sporadici, accidentali, di carattere esclusivamente locale, che insorgono contemporaneamente ai microsismi fondamentali, destinati alle grandi distanze, sono essenzialmente costituiti da onde *longitudinali*, che rientrano come "frange" delle onde di Rayleigh, previste dalla teoria di Lamb.

SUMMARY. — We explain the microseisms origin applying to their beginning the waves propagation Lamb's theory on the surface of an elastic solid medium; waves are caused by a vertical force applied on the medium surface. In this case, the force is formed by a sea-zone wave front, subject to "fateh". Applications to some microseisms storms bring forth values for displacements in conformity with theory.

We prove, besides, that sporadic casual, exclusively local microseisms arising simultaneously with fundamental microseisms, destined to long distances, are essentially formed by *longitudinal waves*, that come into Rayleigh waves "fringes", provided in the theory.

* Istituto Nazionale di Geofisica - Roma.

1. - Numerose sono le ipotesi e le teorie sull'origine dei microsismi. Fra esse, le più diffuse — per quanto concerne i microsismi che originano in mare aperto o ai suoi limiti costieri — attribuiscono le perturbazioni elastiche del terreno o all'urto dei marosi contro le coste rocciose o all'azione dei sistemi ondosi del mare sul fondo. Io non credo che la prima causa sia molto efficiente al fine della creazione di perturbazioni elastiche, con le caratteristiche di lunghezza d'onda e di propagazione, quali comunemente si osservano in microsismi di origine marina (2); ritengo molto più rispondenti al vero le teorie che si riferiscono alla seconda ipotesi (3-6).

Ciò premesso, vediamo quali possono essere le condizioni del mare, atte a dar origine sul fondo a sistemi di onde di tipo Rayleigh.

2. - *Richiami di Idrodinamica.* Con riferimento ad un sistema di assi triortogonali x, y, z , se indichiamo con X, Y, Z le componenti unitarie delle forze di massa, secondo gli stessi assi, con ρ_1 la densità del mezzo (l'acqua, nel nostro caso) e con P la pressione unitaria, le equazioni generali del movimento di un sistema continuo sono

$$\frac{d^2x}{dt^2} = X - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad [1]$$

e altre due analoghe per le direzioni y, z .

Nel movimento di una massa fluida, si tratta quindi di determinare la posizione x, y, z occupata in ogni istante da una generica particella, supponendo di conoscere la posizione e la velocità iniziale ($u = \frac{dx}{dt}, v = \frac{dy}{dt}, w = \frac{dz}{dt}$) delle singole particelle e le forze che le sollecitano.

Poiché $\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{du}{dt}$, derivando totalmente, le [1] divengono

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P}{\partial x} \quad [1']$$

e due analoghe.

Se indichiamo con V il volume elementare di una molecola fluida, per il principio dell'invariabilità della massa $\rho_1 V$ durante il movimento, l'equazione di continuità può scriversi

$$\frac{d\rho_1}{dt} + \rho_1 \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} = 0,$$

dove dV rappresenta la variazione di volume che interviene nella particella nel passaggio dal tempo t al tempo $t + dt$, intervallo infinitesimo al quale corrisponde uno spostamento infinitesimo dei singoli punti della massa, di componenti $u dt$, $v dt$, $w dt$. Pertanto, la dilatazione cubica corrispondente a detto spostamento sarà

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z},$$

e l'equazione di continuità prenderà la forma

$$\frac{d\rho_1}{dt} + \rho_1 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0, \quad [2]$$

che, per fluidi incomprimibili si riduce a

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad [3]$$

Nel caso di moto *stazionario* (o *permanente*), u , v , w , ρ_1 , P (considerate come funzioni di x , y , z , t) sono costanti rispetto al tempo. Quando u , v , w derivano da un potenziale di velocità $\varphi(x, y, z, t)$, è

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad [4]$$

per cui, per la [3], la φ dovrà soddisfare alla condizione

$$\Delta \varphi = 0 \quad [5]$$

essendo Δ il laplaciano di φ .

Dei moti dotati di potenziale di velocità, a noi interessano naturalmente quelli caratterizzati da componenti nulle della velocità angolare delle singole particelle $\frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right)$, ...: cioè, i *moti irrotazionali*.

Supponendo le forze conservative, indicando con U il potenziale unitario (per cui $X = \frac{\partial U}{\partial x}$, $Y = \frac{\partial U}{\partial y}$, $Z = \frac{\partial U}{\partial z}$), le [1'] — nell'esistenza di un potenziale di velocità e tenendo conto delle [4] —, con trasformazioni evidenti, si riassumono nella relazione

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\rho_1}{\rho_0} U = C, \quad [6]$$

dove C rappresenta la costante d'integrazione (rispetto ad x, y, z), che, in generale, può dipendere dal tempo.

Consideriamo ora il caso, che a noi più interessa, di un moto oscillatorio nel piano verticale xz , con l'asse z rivolto verso l'alto. Se il moto è stazionario, la [6] diviene

$$\frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right\} + \frac{P}{\rho_1} - U = C, \quad [7]$$

dove C è una costante effettiva. La [7] è la ben nota equazione di Bernoulli.

Nel caso in esame, il potenziale della forza è

$$U = -gz,$$

dove g è l'accelerazione di gravità. Dalla [7], prescindendo da C , otteniamo per la pressione l'espressione:

$$P = \rho_1 \left\{ -gz - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] \right\}, \quad [8]$$

dove φ , in forza della [5], soddisfa alla relazione

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad [9]$$

Siano h_1 la profondità media della massa liquida e a l'ampiezza del moto ondulatorio in superficie.

Nel caso di moto stazionario, sovrapposto ad una corrente uniforme di velocità c , un potenziale di velocità che soddisfa la [9] è

$$\varphi = c \left(-x + a \frac{\cosh k_1 (z + h_1)}{\sinh k_1 h_1} \sin k_1 x \right),$$

dove è $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}$, essendo λ_1 la lunghezza d'onda e c è la velocità di propagazione lungo l'asse x .

La pressione sul fondo è data dalla [8]. I casi che a noi interessano nel seguito sono caratterizzati da grandi valori di λ_1 (e da piccole profondità), per cui nell'espressione di $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2$ possono essere trascurati i termini in k_1^2 . Si ha allora dalla [8], per $z = -h_1$,

$$P = \rho_1 \left(gh_1 - \frac{c^2}{2} \left\{ 1 - \frac{2 k_1 a}{\sinh k_1 h_1} \cos k_1 x \right\} \right),$$

essendo $\cosh 0 = 1$.

La determinazione di c presuppone moto non permanente ($\frac{\partial \varphi}{\partial t} \neq 0$): nel nostro caso, come si è detto, un moto periodico rispetto ad x , sovrapposto ad una corrente uniforme di velocità c . Alla superficie libera dell'acqua ($z = 0$), vale allora la condizione di Poisson

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0,$$

la quale consente di ottenere

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda_1}{2\pi} \operatorname{tanh} k_1 h_1}.$$

Avremo quindi

$$c^2 = gh_1 \frac{\operatorname{tanh} k_1 h_1}{k_1 h_1}. \quad [10]$$

Sarà perciò

$$P = \rho_1 g \left[h_1 + \frac{a}{\cosh k_1 h_1} \cos k_1 x - \frac{h_1}{2} \frac{\operatorname{tanh} k_1 h_1}{k_1 h_1} \right].$$

Ma, per h_1 piccolo nei confronti di λ_1 , $\operatorname{tanh} k_1 h_1$ tende a $k_1 h_1$ e quindi

$$c^2 = gh_1.$$

A meno di una costante additiva, è pertanto

$$P = \rho_1 g \left[h_1 + \frac{a}{\cosh k_1 h_1} \cos k_1 x \right]. \quad [11]$$

L'incremento ΔP di pressione sul fondo, associato al moto ondoso di ampiezza a , risulta perciò uguale a quello di una colonna d'acqua oscillante di altezza $\frac{a}{\cosh k_1 h_1}$.

A questa conclusione era già arrivato, per altra via, G. Andreotti (1).

Facciamo delle applicazioni vevolevoli per l'alto Adriatico (golfo di Venezia). La zona dove — quando le condizioni si presentano — insorgono microsismi, è quella a cavaliere del golfo di Trieste (2).

Per $h_1 = 15$ m è $c = \sqrt{gh_1} = 12,13$ m/sec. Stabilitosi un regime stazionario, per « fetch » pienamente sviluppato, il periodo dei micro-

sismi è di 3 sec ca. Conseguè $\lambda_1 = 36,4$ m. Avremo quindi $\frac{1}{\cosh k_1 h_1} = 0,15$. Fatto $a = 2$ m, conseguè

$$AP = \rho_1 g \frac{a}{\cosh k_1 h_1} = 300 \text{ kg/m}^2,$$

cioè una pressione dell'ordine di $3 \cdot 10^5$ tonnellate per kmq.

Per $a = 3$ m, risulta

$$AP = 450 \text{ kg/m}^2,$$

e quindi una pressione sul fondo dell'ordine di $4,5 \cdot 10^5$ tonnellate per kmq.

3. - Consideriamo un solido elastico, semi-infinito, limitato dal piano $z = 0$ e giacente dal lato positivo di questo piano (nel nostro caso, il fondo del mare). Fra le cause capaci di destare nel mezzo elastico onde di Rayleigh, vi è quella costituita da una *forza verticale* $Q \cdot e^{ipt}$ (p , pulsazione della forza agente) applicata alla superficie del mezzo, parallelamente a z , e concentrata nei punti della linea $x = 0$, $z = 0$. Il caso è stato risolto da Horace Lamb. Indicando con T , v_3 e λ rispettivamente il periodo, la velocità di fase e la lunghezza d'onda dell'onda di Rayleigh, se u_0 , v_0 esprimono lo spostamento secondo x (direzione di propagazione) e secondo z , Lamb ⁽¹⁰⁾ ottiene:

$$u_0 = -\frac{Q}{\mu} H e^{ip(t - \frac{z}{v_3})} + \frac{Q}{\mu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\left(1 - \frac{h^2}{k^2}\right)} \cdot \frac{i e^{i(p t - k x - \frac{1}{4} \pi)}}{(k x)^{3/2}} - \frac{Q}{\mu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h^3 k^2}{(k^2 - 2 h^2)^3} \cdot \frac{i e^{i(p t - h x - \frac{1}{4} \pi)}}{(h x)^{3/2}} + \dots$$

$$v_0 = -i \frac{Q}{\mu} K e^{ip(t - \frac{x}{v_3})} + 2 \frac{Q}{\mu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(1 - \frac{h^2}{k^2}\right) \cdot \frac{i e^{i(p t - k x - \frac{1}{4} \pi)}}{(k x)^{3/2}} + \frac{Q}{2 \mu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h^2 k^2}{(k^2 - 2 h^2)^2} \cdot \frac{i e^{i(p t - h x - \frac{1}{4} \pi)}}{(h x)^{3/2}} + \dots \quad [12]$$

dove

$$h^2 = \frac{p^2}{v_1^2}, \quad \lambda^2 = \frac{p^2}{v_2^2},$$

essendo v_1 , v_2 le velocità di propagazione delle onde longitudinali e trasversali proprie del mezzo; e quindi

$$v_1^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \quad , \quad v_2^2 = \frac{\mu}{\rho}$$

in cui λ , μ sono le costanti di Lamé e ρ la densità del mezzo. Com'è noto, per $\sigma = \frac{1}{4}$ è

$$v_3 = 0,9194 \cdot v_2.$$

H e K sono costanti dipendenti da h^2 , k^2 e $A = T v_3$ (T , periodo dell'onda elastica); dipendono quindi dal coefficiente σ di Poisson. Lamb trova che il loro valore cresce da $\sigma = \frac{1}{2}$ (incompressibilità) a $\sigma = 0$. Per $\sigma = 1/4$, è

$$H = 0,12500, \quad K = 0,18349. \quad [13]$$

È evidente che, nelle [12], tutti i termini dopo il primo diminuiscono indefinitamente al crescere di x . Pertanto, a distanze sufficientemente grandi dall'origine della perturbazione, per x positivo le [12] si riducono a

$$u_o = -\frac{Q}{\mu} H e^{ip\left(t - \frac{x}{v_3}\right)} \quad , \quad v_o = -i \frac{Q}{\mu} K e^{ip\left(t - \frac{x}{v_3}\right)}. \quad [14]$$

Similmente, per x negativo, si troverebbe

$$u_o = \frac{Q}{\mu} H e^{ip\left(t + \frac{x}{v_3}\right)} \quad , \quad v_o = -i \frac{Q}{\mu} K e^{ip\left(t + \frac{x}{v_3}\right)}.$$

Queste formule rappresentano un sistema di onde libere di Rayleigh, ad eccezione per la discontinuità all'origine, dove la forza estranea è applicata. Le vibrazioni sono ellittiche, con assi orizzontale e verticale nel rapporto dei numeri H e K (che è il rapporto di Rayleigh).

Con riferimento alle [14], le parti reali di u_o , v_o si scrivono

$$u_o = -\frac{Q}{\mu} H \cos p\left(t - \frac{x}{v_3}\right) \quad ; \quad v_o = \frac{Q}{\mu} K \sin p\left(t - \frac{x}{v_3}\right).$$

4. - Consideriamo il caso di una zona di mare poco profondo. Il passaggio di un'area ciclonica, abbia lasciato la superficie del mare in stato di « fetch », con sistemi di onde stazionarie di ampiezza a

pressoché costante ⁽³⁾. Sia x la direzione di propagazione di un sistema ondoso: noi possiamo identificare ogni elemento di questo sistema, come la linea $x = 0, z = 0$, in ogni punto della quale — parallelamente a z — agisce la forza Q . Abbiamo già visto al n. 2 che, in caso di mare poco profondo, l'incremento di pressione sul fondo, associato al moto ondoso di ampiezza a , può essere espresso da

$$AP = \rho g \frac{a}{\cosh k_1 h_1}.$$

Se y_1, y_2 sono le coordinate degli estremi di un fronte d'onda, sarà

$$Q = AP \int_{y_1}^{y_2} dy.$$

L'attendibilità o meno di queste argomentazioni può essere attestata solo dalle applicazioni.

A questo scopo, riferiamoci a tempeste microsismiche originanti in zone di mare ben delimitate, oggetto di precedenti indagini ⁽³⁻⁶⁾.

Esaminiamo dapprima il caso dei microsismi che nascono dal fondo dell'alto Adriatico, con particolare riguardo al golfo di Trieste. Una tempesta caratteristica fu quella del 15 Luglio 1970 ⁽⁴⁻⁶⁾. Essa fu registrata in un ampio raggio, da Trieste a Vienna.

Innanzitutto, dobbiamo vedere se, nelle [12], possono essere trascurati i termini del secondo membro, successivi al primo.

Possiamo considerare Trieste — stazione sismica più prossima alla zona origine — alla distanza approssimativa di 20 km da detta zona.

Nell'intervallo di massimo sviluppo delle onde significative, il periodo dei microsismi, nella zona in questione, è di circa 3 sec. Abbiamo quindi

$$k^2 = \frac{4,41}{v_1^2}, \quad k^2 = \frac{4,41}{v_2^2}.$$

Ricordiamo che il fondo dell'Adriatico consiste di sedimenti di Alluvionale, Pliocenico, Miocenico e Oligocenico-Eocenico, nell'ordine, fino al sottostante Cretaceo, per uno spessore medio, nella zona considerata, di un migliaio di metri circa ⁽³⁾. Le velocità delle onde longitudinali e trasversali in mezzi tanto composti, variano entro limiti estesi e, comunque, crescono dall'Alluvionale (attuale fondo del mare)

all'Eocenico. È da ritenere però che solo gli strati più superficiali vengano interessati da microsismi aventi un periodo massimo di soli 3 sec⁽¹¹⁾; per cui, possiamo ragionevolmente ritenere dell'ordine di 2 km/sec la velocità delle onde longitudinali e di poco superiore ad 1 km/sec quella delle trasversali.

Nell'ipotesi di Poisson, per convenienza di calcolo possiamo porre $v_1 = 1732$ m/sec, $v_2 = 1000$ m/sec.

Con questi dati di partenza, avremo

$$h = 1,21 \cdot 10^{-5} ; k = 2,1 \cdot 10^{-5} ; \mu = 2 \cdot 10^{10} \text{ c.g.s.}$$

Pertanto, per Trieste risulta

$$hx = 24,2 ; kx = 42.$$

Prescindendo dal rapporto $\frac{G}{\mu}$, avremo quindi per il 2° e il 3° termine di u_o nella [12], rispettivamente:

$$\sqrt{2} \sqrt{1 - \frac{h^2}{k^2}} \frac{1}{(kx)^{3/2}} = 0,0024 ; \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h^3}{\left(1 - 2 \frac{h^2}{k^2}\right)^{3/2}} \frac{1}{(kx)^{3/2}} = 0,028.$$

È, analogamente, per il 2° e 3° termine di v_o :

$$2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(1 - \frac{h^2}{k^2}\right) \frac{1}{(kx)^{3/2}} = 0,0039 ;$$

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\frac{h^2}{k^2}}{h^2 \sqrt{2}} \frac{1}{(kx)^{3/2}} = 0,01005.$$

Tenuto conto dei valori di H , K dati dalla [13], i contributi dei termini successivi al primo, nelle espressioni di u_o e v_o possono quindi essere trascurati.

Ciò, naturalmente, sarà tanto più vero quanto più cresce la distanza della stazione sismica. Per Padova, p. es., a circa 130 km, si ottengono per i coefficienti di $\frac{G}{\mu}$ nel 2° e 3° termine di u_o , i valori

$$0,00014 \text{ e } 0,001716$$

rispettivamente; mentre, gli analoghi valori in r_0 divengono:

$$0,00024 \quad \text{e} \quad 0,00061$$

rispettivamente; trascurabili quindi nei confronti di H e K .

Calcoliamo ora il valore di Q , nelle ipotesi fatte.

Per la zona in considerazione, possiamo porre $h_1 = 15$ m, da cui segue $\lambda_1 = 36,4$ m; $\frac{1}{\cosh k_1 h_1} = 0,15$. Essendo $\rho_1 = 1$, per $a = 1,5$ m, si ottiene $\Delta P = 22072,5$ dine/cm².

Per la scelta del valore da assegnare alla differenza $y_2 - y_1$, cioè alla lunghezza della linea, in ogni punto della quale agisce la forza Q sul fondo, in un piano verticale, possiamo rilevare che ogni sistema d'onde stazionario procede su fronti d'onda di diversa lunghezza: una stima media, accettabile, di tale lunghezza porta a ritenere $y_2 - y_1 = 100$ m. Si ha quindi $Q = 22072,5 \cdot 10^4$ dine/cm.

Il coefficiente di $\cos p \left(t - \frac{x}{v_a} \right)$, nell'espressione di u_0 , assume allora il valore

$$H \frac{Q}{\mu} = 14 \text{ micron};$$

in modo analogo, per la componente verticale v_0 avremo

$$K \frac{Q}{\mu} = 20 \text{ micron}.$$

A parità di altre condizioni, per $a = 2$ m, si trova

$$H \frac{Q}{\mu} = 18 \text{ micron}; \quad K \frac{Q}{\mu} = 27 \text{ micron}.$$

Un'altra sensibilissima zona di mare, sorgente di microsismi, è quella che si estende fra La Spezia, le isole di Pianosa, Montecristo e del Giglio, comprendendo la dorsale dell'Isola d'Elba. Si tratta di un'area marina di almeno 6.000 kmq, di acque relativamente basse. La profondità media può essere valutata sui 90 m.

Attesa la vastità della zona, il periodo delle onde significative può ivi variare da 4 a 5 sec, per raggiungere, nel pieno sviluppo, i 6 sec (figg. 2, 3). Consideriamo il valore medio di 5 sec. Ad una lunghezza d'onda $\lambda_1 = 150$ m corrisponde, sulla base della media profondità considerata,

$\frac{1}{\cosh k_1 h_1} = 0,05$. Pertanto, fatto $a = 4\text{m}$, $y_2 - y_1 = 100\text{m}$ e $\mu = 2 \cdot 10^{10}$, consegue

$$H \frac{Q}{\mu} = 12,3 \text{ micron}; \quad K \frac{Q}{\mu} = 18 \text{ micron},$$

il secondo valore esprimendo la componente verticale.

Altre zone di mare attivissime sono le distese oceaniche, prossime alle coste europee del Nord Atlantico. La zona prospiciente la Scandinavia e il Mare del Nord dà origine a microsismi di notevole energia, con periodi dell'ordine di 5-6 sec.

Ma, almeno per quanto riguarda le stazioni sismiche sparse sul continente europeo, *dove i microsismi insorgono più violenti e più frequenti*, è senza dubbio nella fascia atlantica che si svolge ad occidente delle Isole Britanniche, dell'Irlanda e della Francia fino a Biarritz, presso i confini con la Spagna (fig. 4). È un'estesissima area di mare, larga dai 50 ai 500 km, caratterizzata da piccole profondità e limitata ad occidente dall'isobata di 200 m. Il periodo medio dei microsismi, legati ai sistemi di onde significative, può variare fra i 7 e i 9 sec, il più frequente essendo di 8 sec ca.

Valutiamo l'ordine di grandezza delle ampiezze massime di tali microsismi.

Per una profondità media di 100 m, al periodo di 8 sec corrisponde una lunghezza d'onda di 250 m circa. Si ha quindi $\frac{1}{\cosh k_1 h_1} = 0,1615$. Per un'ampiezza d'onda $a = 3$ m e per un fronte d'onda dell'ordine di 100 m, si ottiene

$$Q = 4753 \cdot 10^5 \text{ c.g.s.}$$

Per $\mu = 2 \cdot 10^{10}$ (come per i due casi precedenti), tenendo conto dei valori di H e di K , avremo per la componente orizzontale e verticale rispettivamente

$$\frac{Q}{\mu} \cdot H = 30 \text{ micron}, \quad \frac{Q}{\mu} \cdot K = 44 \text{ micron}.$$

Probabilmente, per la zona in esame, costituita dallo zoccolo continentale, il valore di μ sopra riportato è troppo piccolo, sia per un più limitato spessore dei sedimenti, sia per la maggior lunghezza d'onda dei microsismi, che li porta ad interessare un più notevole spessore della crosta terrestre. Un valore attendibile per la velocità

delle onde trasversali negli strati esterni è quello di $v_2 = 2$ km/sec, a cui corrisponde $\mu = 8 \cdot 10^{10}$ c.g.s. Con questo valore per μ , si ottiene

$$\frac{Q}{\mu} H = 7,4 \text{ micron}, \quad \frac{Q}{\mu} K = 11 \text{ micron}.$$

Ricordiamo che, quando quei tratti di mare sono investiti dalle vaste e profonde aree cicloniche provenienti dall'Atlantico occidentale, si sviluppano onde amplissime, dell'ordine di 20 m tra massimo e minimo (⁷). In questi casi — che sono i più frequenti — è lecito porre $a = 5$ m. Si ottiene allora

	per $\mu = 8 \cdot 10^{10}$	per $\mu = 2 \cdot 10^{10}$
$\frac{Q}{\mu} H$	12,4 micron	49,5 micron
$\frac{Q}{\mu} K$	18,2 »	72,7 »

È da ritenere che l'ampiezza dei microsismi abbia un valore intermedio fra quelli riportati.

5. — Sulla base delle osservazioni degli spostamenti provocati da tempeste microsismiche in diverse località, si può senz'altro affermare che i valori ottenuti al n. 4 sono attendibili, come del resto avremo modo di vedere più avanti, nel confronto dei valori osservati per tempeste microsismiche, provenienti dalle zone prese in esame.

Va osservato che — giusta l'ipotesi prospettata —, in realtà i valori calcolati nel numero precedente, sono validi per difetto. Sul fondo del mare non agisce infatti soltanto un singolo fronte d'onda, cui compete lo spostamento dell'ordine sopra riportato, bensì un numero sistema di onde, ognuna delle quali, contemporaneamente, porta il proprio contributo sul fondo.

La fase iniziale di una tempesta microsismica è sempre costituita da oscillazioni di piccola ampiezza e di periodo sensibilmente minore di quello predominante in un sistema di onde significative, completamente sviluppato. Una volta stabilitosi un sistema di onde stazionarie, sopra una linea determinata del fondo agisce ritmicamente un'onda — con periodo di 3, 5, 8, . . . sec, a seconda della zona di mare interessata dall'area ciclonica in transito — che ripetendo, con il suo ritmo, la sua azione provoca uno stato di regime sul fondo. Tenuto conto dell'elevata velocità dell'onda solida propagantesi nel mezzo sotto-

stante, e considerando che, in fase con quella presa in esame, altre oscillazioni marine isocrone agiscono a distanze pari a multipli di una lunghezza d'onda, l'onda solida su detta, in un intorno che potrà variare fra qualche centinaio e qualche migliaio di metri, subirà decine di contributi, sicché l'oscillazione risultante sarà, per il principio della sovrapposizione dei piccoli movimenti, la somma delle ampiezze di ogni singola onda.

Esiste insomma — in certe direzioni e in certi spazi — una reciproca eccitazione delle singole onde solide; mentre, in altre direzioni e in altri settori, si verificheranno fenomeni di interferenza. Di qui l'aspetto di irregolari battimenti — irregolarità ampiamente motivata —, sotto cui si presenta la registrazione dei microsismi.

Questo meccanismo origina, oltre a spiegare l'ordine di grandezza degli spostamenti osservati, giustifica quindi anche la forma dei treni di microsismi, quale viene registrata; e cioè il susseguirsi di battimenti difformi e di inegual numero di elementi. Se poi si dà la dovuta attenzione al fatto che, sotto l'azione del vento e — più ancora — delle microvariazioni della pressione atmosferica interagenti con l'acqua, i fronti d'onda (e quindi le *linee d'azione* della forza periodica sul fondo) possono ruotare sulle primitive direzioni, si ha in ciò un'ulteriore piena giustificazione di tutte le mutazioni di forma e variazioni d'ampiezza osservate. Spiega infine quanto sia vano ricercare — come è stato più volte tentato — nell'andamento e nel moto risultante dei microsismi quelle conferme sperimentali, che solo possono consentire fenomeni di origine fissa e ad azione istantanea.

Detto questo, esaminiamo i valori osservati in due tempeste microsismiche, precedentemente esaminate^(5,6).

Tempesta microsismica del 15 Luglio 1970: zona-origine, il golfo di Trieste. Ampiezze dei microsismi — espresse in micron —, con periodo di 2,7 sec ca, osservate a:

Trieste	(alla distanza di 10-20 km)	G	micron (comp. vert.)
Sonplago	(" " " 85 ")	1,5	" (" oriz.)
La Maina	(" " " 110 ")	0,3	" (" vert.)
Pieve di Cadore	(" " " 125 ")	1.1	" (" ")
Padova	(" " " 130 ")	15	" (" oriz.)
Bologna	(" " " 200 ")	6	" (" ")
Zagabria	(" " " 200 ")	0,75	" (" vert.)
Vienna	(" " " 355 ")	0,2	" (" ")

Dove funzionava, la componente verticale ha dato i maggiori spostamenti. I valori si riferiscono ai massimi, osservati nelle varie stazioni, verso le 18 e 30.

Dall'esame di detti valori, scaturisce netta una fondamentale constatazione: la notevole disparità degli spostamenti rilevati nelle diverse direzioni. La spiegazione si trova nella diversa natura geologica degli strati interessati dai microsismi. Come si è visto, questi insorgono sul fondo dell'alto Adriatico, verso il golfo di Trieste, dove i sedimenti presentano uno spessore complessivo di 700-800 m (2). È da ritenere, attesa la breve lunghezza d'onda dei microsismi, che questi siano confinati nei 400-500 metri esterni. A mano a mano che si procede verso Trieste, le stratificazioni alluvionali si assottigliano, per annullarsi presso le rive del golfo. I microsismi registrati a Trieste hanno quindi subito una prima rifrazione, nel passaggio dagli strati alluvionali al mezzo cristallino, su cui poggia la stazione sismica. Ciò spiega perché a Trieste l'ampiezza dei microsismi sia notevolmente più piccola di quella registrata a Padova, ad una distanza molto maggiore. Infatti, il fondo dell'Adriatico è continuato, senza alterazioni sensibili, nella Valle Padana, sicché la propagazione delle onde elastiche si verifica senza attenuazione apprezzabile, se non quella legata alla distanza; il che spiega le notevoli ampiezze osservate a Padova, nonché il fatto che a Bologna, a circa 200 km dalla zona origine, l'ampiezza dei microsismi sia ancora dell'ordine di 6 micron, pari cioè a quella registrata a Trieste, ai margini della zona attiva. I microsismi registrati in tutte le altre stazioni, oltre all'attenuazione associata alla distanza, subiscono una perdita di energia, più o meno sensibile, in corrispondenza del passaggio dagli strati alluvionali a quelli rocciosi dei sistemi di montagne. In particolare, la riduzione di energia si presenta notevole nell'attraversamento della profonda, insabbiata valle dell'alto Tagliamento, il che giustifica la piccola ampiezza dei microsismi registrati a La Maina (Sauris), a quota 1.000 m s.l.m.

La tempesta in esame si esaurisce nel raggio di 370 km ca.

D'intensità ben maggiore sono le tempeste microsismiche, che originano ad occidente delle isole Britanniche e lungo lo zoccolo continentale atlantico.

Nel prospetto che segue, sono riportati gli spostamenti massimi in micron, provocati dai microsismi provenienti da detta zona, sul ritmo di 8 sec ca, e registrati verso le 15 del 20 Gennaio 1971 (6) nelle stazioni sotto indicate, alle distanze approssimative segnate di fianco al nome delle stazioni stesse:

Oporto (Porto)	800-900 km	comp. vert.	16	micon
Toledo	1.000 »	»	»	12
Roma C.U.	1.800 »	»	»	1,1
Uppsala	2.000 »	»	»	2,5

Da quella zona provengono tempeste microsismiche, che sviluppano energie nettamente maggiori di quella qui esaminata, e che confermano l'attendibilità dei valori teorici, riportati al n. 4. Tempeste del genere (fig. 4) possono essere sensibili (sotto forma di microsismi) fino a 5.000 km e più.

6. — È già stata discussa la controversia, relativa alla correlazione fra periodo dell'onda marina e periodo del microsisma ad essa legato^(5,6). Fino a vent'anni or sono, vi era chi attribuiva i microsismi esclusivamente⁽¹²⁾ ad un effetto di second'ordine, legato al sistema di onde stazionarie agenti nell'area ciclonica, e chi recisamente lo negava⁽⁸⁾. Oggi è accettato l'uno e l'altro meccanismo⁽⁵⁾: l'azione della doppia frequenza, conformemente alla teoria di Longuet-Higgins, è riservata al mare aperto, profondo; la frequenza primaria è limitata alle zone di mare poco profondo (mari interni, o zoccoli continentali oceanici), dove le onde agenti « sentono il fondo », come nei casi qui esaminati.

È da sottolineare, ancora una volta, lo stretto legame fra microsismi ed interazioni fra atmosfera ed idrosfera nelle zone di mare soggette al transito dei cicloni: quando le depressioni si propagano con velocità paragonabili a quelle delle onde libere del mare sottostante, insorgono fenomeni di risonanza, in cui le onde significative vengono eccitate da coperiali variazioni microbariche; è questa una delle cause più efficienti per l'insorgere dei microsismi^(3,5,8).

7. — In un recente lavoro⁽⁴⁾, è stato provato — con carattere di priorità — che microsismi insorgono ai margini immediati di piccoli bacini, quando su questi transitano disturbi microbarici, anche estremamente labili, associati o no ad aree depressionarie.

In questi casi, naturalmente, non è consentito parlare di « fetch », né di interazioni fra aria ed acqua comportanti fenomeni di risonanza. I microsismi così originati hanno infatti vita brevissima e si presentano sotto le gamme ritmiche più disparate: è tutto un susseguirsi di im-

pulsi, generalmente con periodi inferiori al secondo (figg. 1, 5), sebbene sovente precedano movimenti con periodi dell'ordine di 5 e più secondi (6).

Pertanto, è da ritenere che l'energia che anima questi microsismi sia sostanzialmente quella indotta nell'acqua dall'energia associata alle rapide variazioni di pressione, in transito sul lago: in altri termini, sono essi i *microsismi sporadici, temporanei, non legati a sistemi di onde significative*, dei quali ho parlato in precedenti lavori (1, 5, 6).

Possono rientrare questi microsismi nella teoria riassunta al n. 3? Osserviamo che, per $x = 0$ (distanza nulla), le [12] presentano una discontinuità all'origine, dove è applicata la forza agente. Il primo termine delle [12] è già stato interpretato e conduce alle onde di Rayleigh. Per quanto riguarda la perturbazione residua, diremo con Lamb (*l.c.*, pag. 21), che essa costituisce una specie di frangia alle onde elastiche cilindriche, che sono propagate nell'interno del solido. Essa consiste di due parti. In una di queste, la velocità di fase $p/k = v_2$, è quella delle onde trasversali: alla superficie, le vibrazioni sono ellittiche, il rapporto dell'asse verticale a quello orizzontale dell'orbita essendo — per $\sigma = 1/4$ —

$$2 \sqrt{1 - \frac{h^2}{k^2}} = 2 \sqrt{1 - \frac{v_2^2}{v_1^2}} = 2 \sqrt{\frac{2}{3}} = 1,6330.$$

La parte rimanente, ha la velocità di fase $p/h = v_1$, delle onde longitudinali: le vibrazioni superficiali che essa rappresenta sono rettilinee, il rapporto dell'ampiezza verticale all'orizzontale essendo — sempre per $\lambda = \mu$ —

$$\frac{k^2 - 2h^2}{2h\sqrt{k^2 - h^2}} = \frac{\frac{v_1^2}{v_2^2} - 2}{2\sqrt{\frac{v_1^2}{v_2^2} - 1}} = \frac{1}{2\sqrt{2}} = 0,3536.$$

Con l'aumentare della distanza x , l'ampiezza di ciascuna parte diminuisce come $x^{-3/2}$, considerando che in un solido illimitato la legge è $x^{-1/2}$.

Dall'esame delle registrazioni dei microsismi ottenute dentro la diga di Pieve di Cadore (1, 6), in un cunicolo del concio centrale (il XIV), risulta che la componente predominante, in modo netto, è la valle-monte; trascurabile la destra-sinistra e comunque piccola la verticale. Ciò dimostra che tali microsismi rientrano nella frangia

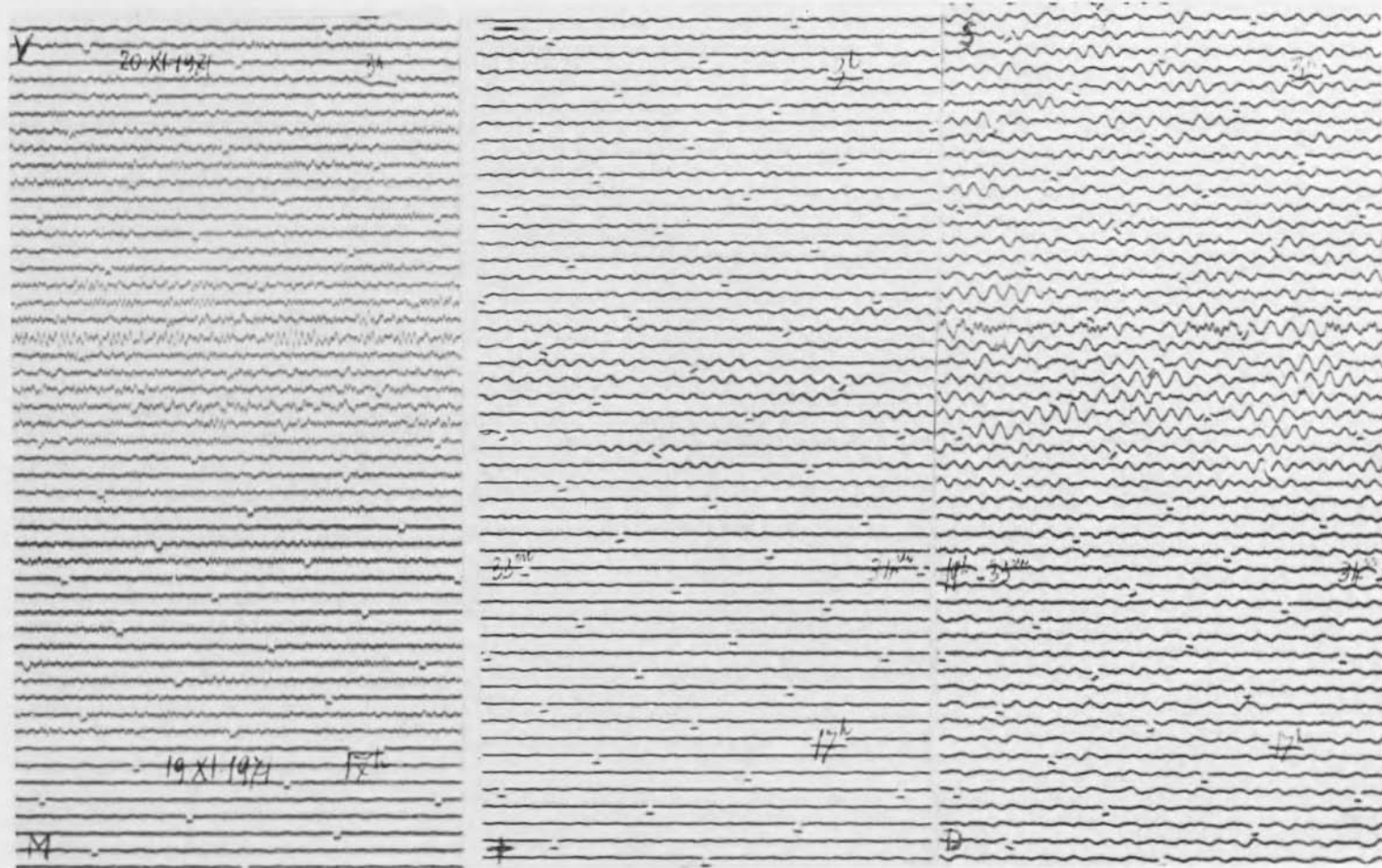


Fig. 1 - Microsismi di carattere locale ($T < 1^s$), provocati da disturbi microbarici transistanti sul lago di Pieve di Cadore^(4,6), sovrapposti a microsismi di origine adriatica ($T = 2^s, 8$), causati da una depressione in transito sul golfo di Trieste. [La comp. MV (montevalle) e la comp. verticale avevano un ingrandimento dinamico rispettivamente $1/4$ e $1/3$ di quello della comp. DS (destra-sinistra)].

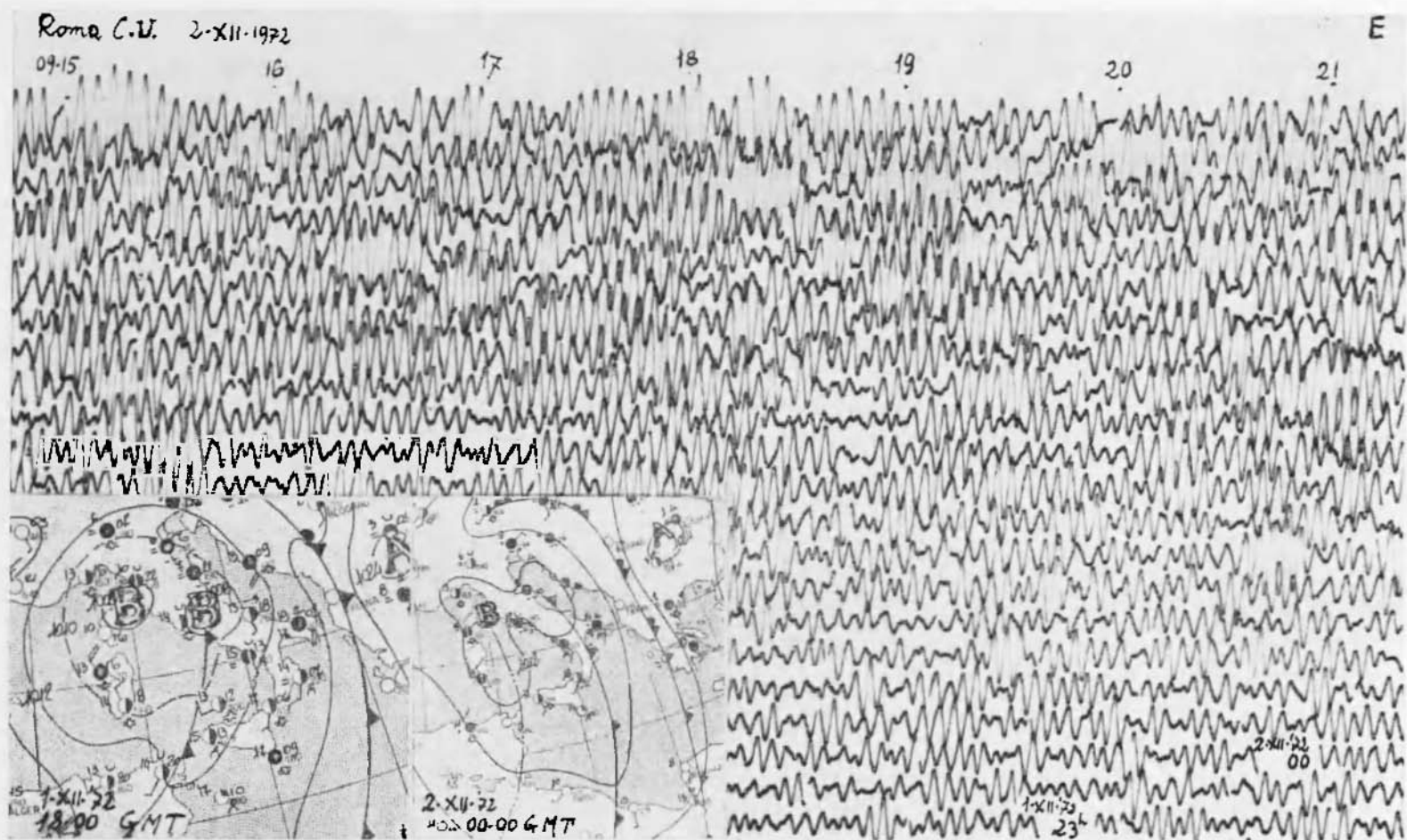


Fig. 2 - Generalmente, i microsismi provenienti dalla zona di mare intorno all'isola d'Elba hanno periodi dell'ordine di 4^s, come nel caso in figura. Quando l'area depressionaria è più profonda e più attiva, interessando più estese zone di mare, il periodo può pervenire a 5 o a 6 sec, per « fetch » più sviluppato, come in fig. 3.

17-IV-72

6^h 40^m

41^m

42^m

43^m

17 IV 1972
0000 GMT

17-1972
1800 GMT

3 - Vedi fig. 2 (nella cartina meteorologica in basso, va letto 16.IV e non 6.IV).



Roma C. U.

1. III 1972

NS Galitzin - Wilip

7^h 36^m

37^m

38^m

39^m

40^m

41^m

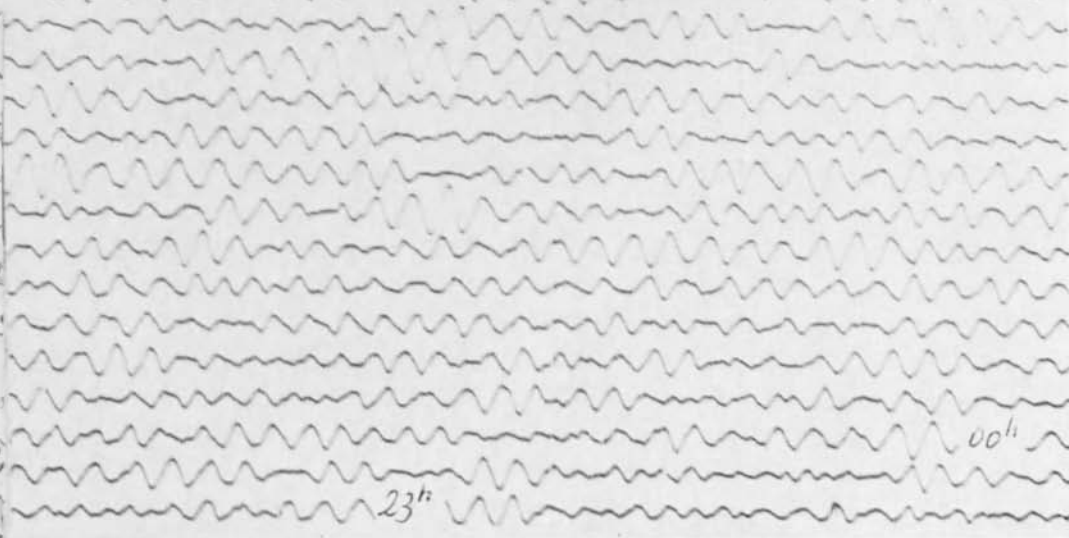
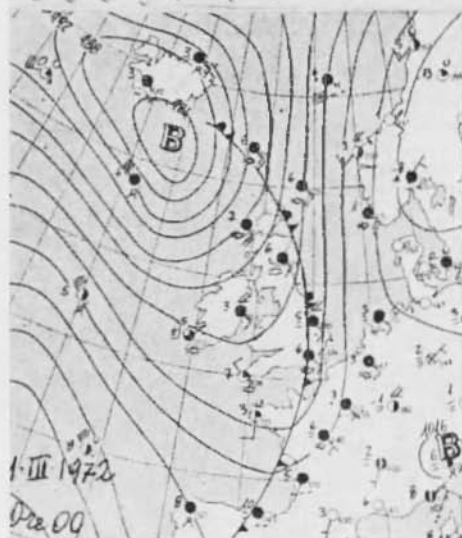


Fig. 4 - I microsismi provenienti da zone cicloniche in transito sulla fascia atlantica al largo delle isole Britanniche, sono generalmente caratterizzati da periodi dell'ordine di 8 sec (^{5,6}). Talora, tali periodi possono pervenire a valori dell'ordine di 9 sec, come nell'esempio sopra riportato.

presente in zona origine e, in particolare, ne costituiscono la seconda fase, cioè *le onde longitudinali*. Ciò è provato anche dal valore del rapporto, ripetutamente effettuato fra gli impulsi registrati sulle tre componenti — anche su quelle funzionanti all'esterno della diga, in cabina comandi centralizzati —, che conferma il valore sopra riportato, risultando compreso fra 0,33 e 0,36 (v. p. es. figg. 1, 5). Del resto, ciò è



Fig. 5 - Microsisimi di carattere locale, registrati nella diga di Pieve di Cadore, durante il transito di disturbi microbarici sul lago limitrofo. [La comp. VM (valle-monte) ingrandisce circa i 3/4 di quella verticale]. Essi sono di carattere essenzialmente *longitudinale*, si spiegano teoricamente come « frange » delle onde di Rayleigh, e interessano la sola zona origine, conformemente alla teoria di Lamb.

conforme alla teoria. Infatti, prescindendo da $\frac{Q}{\mu}$, per un determinato x , il rapporto del coefficiente della parte longitudinale $(u_o)_1$ a quello della trasversale $(u_o)_2$ della componente orizzontale della « frangia » è dato da

$$\frac{(u_o)_1}{(u_o)_2} = \frac{\left(\frac{h}{k}\right)^{3/2}}{\left(1 - 2\frac{h^2}{k^2}\right)^3}$$

Per $\sigma = \frac{1}{4}$ si ha

$$\frac{(u_o)_1}{(u_o)_2} = \frac{27}{(3\sqrt{3})^{1/2}} = 11,84.$$

Analogamente, per il rapporto della parte longitudinale $(v_o)_1$ della componente verticale, a quella trasversale $(v_o)_2$ della così detta frangia è

$$\frac{(v_o)_1}{(v_o)_2} = \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{h}{k}\right)^{1/2}}{\left(1 - 2\frac{h^2}{k^2}\right)^2 \left(1 - \frac{h^2}{k^2}\right)} ;$$

e, per $\lambda = \mu$,

$$\frac{(v_o)_1}{(v_o)_2} = \frac{1}{8} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)^{1/2} \cdot 27 = 2,564.$$

Quindi, la parte longitudinale della « frangia » ha una componente verticale quasi tripla di quella della parte trasversale; mentre la relativa componente orizzontale è circa 12 volte quella della parte trasversale.

Concludendo, a piccola distanza dalle zone origini di microsismi, la frangia associata ai movimenti fondamentali (che mancano, come a Pieve di Cadore, dove non sussistono le condizioni per la creazione del « fetch » o dei sistemi di onde significative) è praticamente costituita da sole onde longitudinali. I microsismi sporadici, accidentali, di carattere esclusivamente locale, che insorgono contemporaneamente ai microsismi fondamentali, destinati alle grandi distanze, sono quindi essenzialmente costituiti da onde longitudinali.

BIBLIOGRAFIA

- (1) ANDREOTTI G., 1932. - *Ondulazioni regolari nell'Adriatico e loro azione sul fondo del mare*. « Atti del R. Ist. Ven. Scienze ed Arti ». Tomo XCI, P. II.
- (2) CALOI P., 1950. - *Due caratteristici tipi di microsismi*. « Annali di Geofisica », III, 3.

- (³) CALOI P., 1951. - *Sull'origine dei microsismi con particolare riguardo all'alto Adriatico*. « Annali di Geofisica », IV.
- (⁴) CALOI P., 1971. - *L'agitazione microsismica destata dalle perturbazioni meteorologiche: I. Microsismi da piccoli bacini chiusi*. « Rend. Acc. Naz. Lincei ». Classe Sc. fis., mat. e nat., serie VIII, L (Maggio).
- (⁵) CALOI P., 1971. - *L'agitazione microsismica destata dalle perturbazioni meteorologiche: II. Origine dei microsismi associati al transito dei cicloni*. « Rend. Acc. Naz. Lincei ». Classe Sc. fis., mat. e nat., serie VIII, L (Giugno).
- (⁶) CALOI P., MIGANI M., 1971. - *Microsismi da piccoli bacini chiusi, da mari interni, da Oceani*. « Annali di Geofisica », XXIV, 4.
- (⁷) DEACON G. E. R., 1958. - *Le onde dell'Oceano*. « Endeavour », XVII, 67, p. 138.
- (⁸) DOWN W. L., 1967. - *Natural Infrasound of Five Seconds Period*. « Nature », 215, 5109, pp. 1469-1473.
- (⁹) EWING M. W., PRESS F., 1952. - *Propagation of Elastic Waves in the Ocean with reference to Microseisms*. « Pontificiae Academiae Scientiarum Scripta Varia ». 'Semaine d'Étude sur le Problème des Microséismes', p. 129.
- (¹⁰) LAMB H., 1904. - *On the Propagation of Tremors over the Surface of an Elastic Solid*. « Philosophical Transactions », CCIII-A.
- (¹¹) LATHAM G. V., NOWROOZI A. A., 1968. - *Waves, Weather, and Ocean Bottom Microseisms*. « Journal of Geophysical Research », 73, 12.
- (¹²) STONELEY R., 1952. - *The Communication of Energy from Ocean Waves to the Ocean Floor*. « Pontificiae Academiae Scientiarum Scripta Varia ». 'Semaine d'Étude sur le Problème des Microséismes'.
-