

**TEORIA AROS**  
(EVENTUALI IMPLICAZIONI METEOROLOGICHE IN EVENTI SISMICI)

**PREFAZIONE.**

Quest'opera è stata scritta dall'autore nel periodo in cui la necessità di rimanere a casa a causa di COVID19 ha costretto molti a trascorrere del tempo nelle loro case. L'autore ha trascorso parte del suo tempo seguendo una sua vecchia passione. Si spera che coloro che leggono questo lavoro lo trovino interessante e si chiede scusa in anticipo per gli errori dovuti all'inesperienza narrativa e procedurale. Si ringrazia in anticipo per l'attenzione.

**INTRODUZIONE GENERALE**

Essendomi interessato ai tempi del Liceo della vasta tematica trattata dalla Sismologia ed avendo seguito il corso di Meccanica Applicata alle Macchine, dell'Università Degli Studi di Napoli, il mio interesse si è maggiormente soffermato su particolari aspetti delle "VIBRAZIONI", trattate in questo corso.

Infatti, il mio scopo è quello di mettere in evidenza come particolari perturbazioni di tipo meteorologico potrebbero essere causa determinante di scosse sismiche.

Il mio scopo iniziale era semplicemente quello di esercitarmi in vista dell'esame con esercizi da me proposti, poi essendo giunto a conclusioni alquanto interessanti, ho ritenuto utile renderle note e sottoporle a verifica. Quindi, chiedo umilmente scusa per eventuali errori di impostazione, di concetto e di ingenuità dettati, peraltro, dal poco tempo da me impiegato a questa trattazione. (Chi non fosse interessato a questa trattazione, può passare direttamente alla seconda parte, ritornando alla prima parte solo quando lo ritiene necessario)

**PRIMA PARTE. BREVE TRATTAZIONE FISICO-MATEMATICA.**

Una vibrazione è una oscillazione che si sviluppa nei materiali elastici continui ed è caratterizzata da un movimento che si ripete periodicamente nel tempo, ossia tale che gli spostamenti del corpo che vibra assumono gli stessi valori dopo un certo intervallo di tempo chiamato periodo.

Le oscillazioni si possono distinguere in oscillazioni libere ed oscillazioni forzate.

Le oscillazioni libere sono causate da una forza impulsiva e sono caratterizzate dal fatto che durante il loro svolgimento non si hanno applicazioni di nessuna causa esterna.

Le oscillazioni libere si dividono a loro volta in oscillazioni libere non smorzate e oscillazioni libere smorzate.

Le oscillazioni libere non smorzate sono caratterizzate dal fatto che durante il loro svolgimento non esistono cause resistenti al moto.

Le oscillazioni libere smorzate sono caratterizzate dal fatto che durante il loro svolgimento esistono cause resistenti al moto.

Le oscillazioni forzate sono caratterizzate dal fatto che durante il loro svolgimento vengono ad agire sul corpo alcune cause, che chiameremo cause eccitatrici.

Per poter studiare questi vari tipi di oscillazioni bisogna riferirsi a modelli matematici e non a quelli reali. Per poter operare questa sostituzione bisogna effettuare delle ipotesi restrittive. A rigore anche la suddetta divisione delle oscillazioni libere è già una ipotesi restrittiva, molto utile per lo studio successivo.

**Oscillazioni libere non smorzate**

Prima ipotesi

Si dimostra in Analisi Matematica che un generico moto periodico è sempre esprimibile nella seguente serie di Fourier:

$$1) \quad x(t) = \sum_{n=1}^{\infty} X_n \cos(n\omega t + \varphi_n)$$

Supponendo di considerare solo l'armonica fondamentale, la 1) diventa:

$$2) \quad x(t) = X \cos(\omega t + \varphi_0), \text{ dove:}$$

$x(t)$  = spostamento del corpo

$X$  = ampiezza

$\omega$  = pulsazione

$t$  = tempo

$\varphi_0$  = fase

La 2) è l'equazione del moto armonico ed è ampiamente studiata nei corsi di Fisica I, Meccanica Razionale, e Meccanica Applicata alle Macchine. Essa può essere vista come la proiezione sull'asse delle ascisse di un vettore rotante, con centro in  $O$ , con velocità angolare  $\omega$ , modulo uguale a  $X$  e per  $t=0$ ,  $\theta = \varphi_0$ ; vedi fig. 1

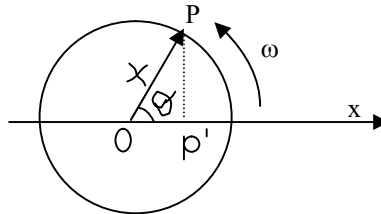


Fig 1

$$OP' = OP \cos \theta$$

$$OP' = X \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$x(t) = OP'$$

Si dimostra che il periodo di questa oscillazione è :  $T = 2\pi/\omega$

Questa ipotesi serve, come si vedrà poi, per evitare complicazioni calcolative.

#### Seconda ipotesi

La seconda ipotesi consiste nel trattare un modello matematico come quello in fig.2, in cui supponiamo trascurabile la massa della molla ed i parametri ad esso relativi concentrati.

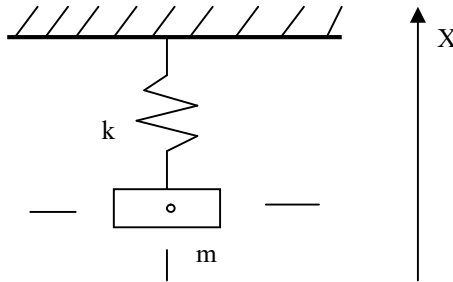


Fig.2

La  $k$  è definita come:  $k = |F|/|x|$ . Quindi se partiamo da condizioni di riposo della molla, attacchiamo ad essa la massa  $m$  e supponiamo di essere in equilibrio statico, si otterrà uno spostamento della molla che è  $x_0 = P/K$ . ( $P$  è la forza peso  $mg$ )

#### Studio del moto

Se ora noi supponiamo di applicare al corpo una forza impulsiva, a partire dalle appena menzionate condizioni di equilibrio, possiamo applicare il Principio di D'Alembert al corpo in movimento. Dal diagramma del corpo libero si nota che le sole forze agenti su di esso sono: la forza d'inerzia  $F_i = -ma$  e la forza elastica di richiamo  $F = -ks$ . Essendo  $a = x''\mathbf{i}$  e  $s = x\mathbf{i}$  dove  $a$  = vettore accelerazione;  $s$  = vettore spostamento,  $\mathbf{i}$  = versore asse  $x$ ,  $x''$  derivata seconda sull'asse  $x$ . Allora possiamo scrivere:

$$1') \quad \mathbf{R}^{(e)} + \mathbf{R}^{(i)} = 0 \quad (\text{Principio di D'Alembert}),$$

ossia  $F_i + F = 0$ ,  $-ma - ks = 0$ ,  $ma + ks = 0$ ,  $mx'' + kx = 0$ , proiettando il tutto sull'asse delle  $x$  si ottiene:

$$3) \quad mx'' + kx = 0$$

La 3) è una equazione differenziale di secondo grado, incompleta, omogenea, lineare, a coefficienti costanti, le cui soluzioni sono del tipo:

$$4) x(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t}$$

Il polinomio caratteristico è  $m\lambda^2 + k = 0$ , da cui  $\lambda^2 = -k/m$  e  $\lambda = \pm i \sqrt{k/m}$  con  $i =$  numero immaginario. Ponendo  $\sqrt{k/m} = \omega_n$ , si ha:  $\lambda_1 = +i\omega_n$  e  $\lambda_2 = -i\omega_n$ , dove  $\omega_n =$  pulsazione naturale. La 4) diventa:

$$5) x(t) = C_1 e^{+i\omega_n t} + C_2 e^{-i\omega_n t}$$

Sfruttando le formule di Eulero la 5) diventa  $x(t) = C_1(\cos\omega_n t + i \sin\omega_n t) + C_2(\cos\omega_n t - i \sin\omega_n t)$ , da cui :

$$6) x(t) = (C_1 + C_2) \cos\omega_n t + i(C_1 - C_2) \sin\omega_n t$$

e ponendo  $C_1 + C_2 = A$  e  $C_1 - C_2 = B$ , si ha:

$$7) x(t) = A \cos\omega_n t + B \sin\omega_n t$$

e sfruttando note proprietà trigonometriche:

$$8) x(t) = C \cos(\omega_n t + \varphi) \text{ con } C = \sqrt{A^2 + B^2} \text{ e } \tan \varphi = -B/A$$

La 8) è la già trattata equazione del moto armonico. Bisogna, però, ancora trovare dei valori per  $C$  e  $\varphi$ . Dalle condizioni ai limiti  $t=0$ ;  $x(t) = x_0$  e  $x'(t) = v_0$  si ricava che  $A = x_0$  e  $B = v_0/\omega_n$  da cui  $C = \sqrt{x_0^2 + v_0^2/\omega_n^2}$  e  $\varphi = \arctg(v_0/x_0\omega_n)$

Quindi:

$$9) x(t) = \cos[\omega_n t - \arctg(v_0/x_0\omega_n)] \sqrt{x_0^2 + v_0^2/\omega_n^2}$$

### Problema n° 1

Con i risultati ora ottenuti risolviamo un problema che potrà essere utile nel seguito.

Calcolare la  $\omega_n$  di un elemento  $M$  di altezza  $l$  immerso in un liquido  $L$  come in figura 3), se sottoposto ad una forza impulsiva, conoscendo la densità  $\delta_M$  dell'elemento  $M$  e la densità  $\delta_L$  del liquido  $L$ . Trascurare le cause resistenti al moto.

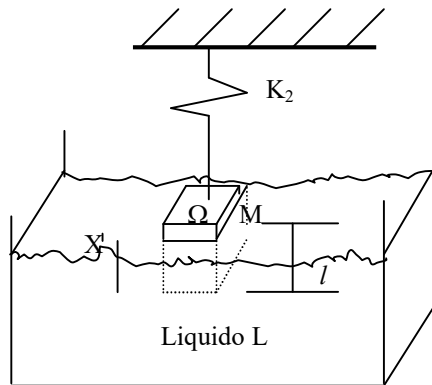


Fig. 3

$\Omega =$  Superficie dell'elemento  $M$

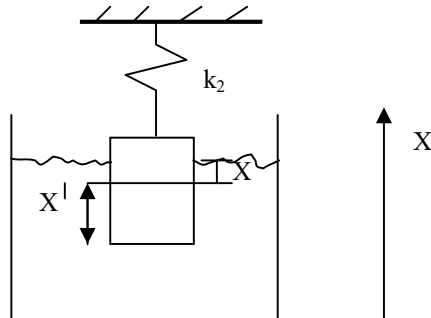


Fig. 4

Soluzione.

Se il cubetto è sottoposto ad una forza impulsiva, esso scenderà o salirà all'interno del liquido di una lunghezza  $x$  come in figura 4. Successivamente incomincerà ad oscillare nell'intervallo  $[-x, +x]$ .

Analizzando il diagramma di corpo libero, dopo l'azione della forza impulsiva, notiamo la presenza di 3 forze: una forza di inerzia  $F_i = -m_M \mathbf{a}$  dovuta al movimento della massa ed; una forza di richiamo dovuta alla spinta di Archimede  $F = -m_{(\text{liquido spostato})} \mathbf{g}$  e una forza  $F_2 = -k_2 x$ . Applico il principio di D'Alembert e ricavo :  $F_i + F + F_2 = 0$ , proietto sull'asse delle  $x$  ed ottengo :

$$F_i + F + F_2 = 0;$$

$$-m_M x'' - m_{(\text{liq. spostato})} g - k_2 x = 0.$$

Ma  $m_M = \delta_M \Omega l$  ;  $m_L = \delta_L \Omega x$  e così ottengo la:

$$10) \quad \delta_M \Omega l x'' + (\delta_L \Omega g + k_2)x = 0$$

Confrontando la 10) e la 3) si nota che:

$$m = \delta_M \Omega l$$

$k = \delta_L \Omega g + k_2$ , si può dimostrare facilmente che il termine  $\delta_L \Omega g$  è trascurabile rispetto al termine  $k_2$ , quindi

$$k = k_2$$

e ancora:

$$\omega_n = \sqrt{k/m} = \sqrt{[k_2/(\delta_M \Omega l)]}$$

e

$$k_2 = \omega_n^2 \delta_M l \Omega$$

$$\text{ponendo } \omega_n^2 = 1 \text{ s}^{-2}$$

$$\delta_M = 2,8 * 10^3 \text{ kg/m}^3$$

$$l = 3 * 10^4 \text{ m}$$

$$\Omega = (\text{ponendo il valore max di un isosisma medio di un epicentro}) \cong 1 * 10^8 \text{ m}^2$$

$$k_2 \cong 8,4 * 10^{15} \text{ kg s}^{-2}$$

### Oscillazione libera smorzata.

Per l'oscillazione libera smorzata valgono in linea generale le ipotesi fatte per l'oscillazione libera non smorzata, con l'aggiunta di una terza ipotesi.

Terza ipotesi

La terza ipotesi consiste nel trattare un modello matematico come quello di fig. 5 e il valore del coefficiente di resistenza viscosa ( $\sigma$ ) proporzionale alla velocità. Il sistema è sempre a parametri concentrati.

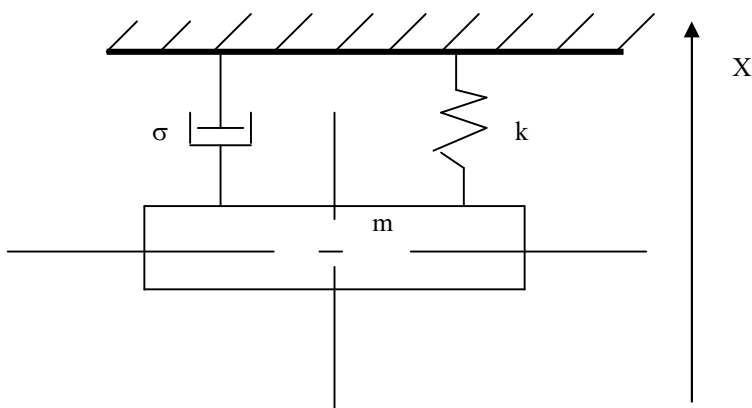


Fig. 5

Per tale sistema vale ancora il principio di D'Alembert, ma questa volta esiste una terza forza dovuta allo smorzamento ed anch'essa si oppone direttamente al moto. Il suo valore è  $F' = -\sigma x'$ . Da cui la 1') diventa:

11)  $m x'' + \sigma x' + k x = 0$

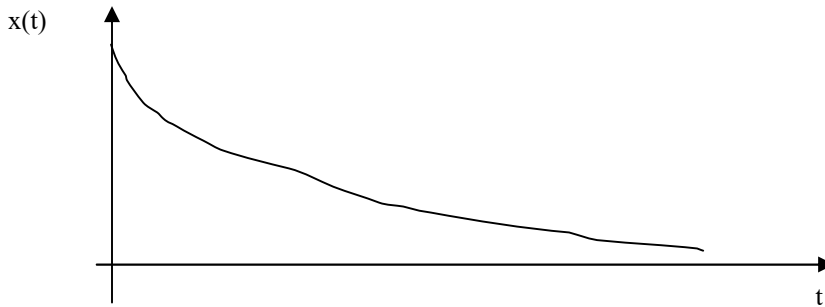
Questa è una equazione differenziale di secondo grado, lineare, completa, a coefficienti costanti, omogenea: ammette ancora come soluzione tipo:  $x(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t}$ , il polinomio caratteristico è  $m\lambda^2 + \sigma\lambda + k = 0$  ed esso ammette come soluzione  $\lambda = -\sigma/2m \pm \sqrt{[(\sigma/2m)^2 - k/m]}$  e ricordando che  $\sqrt{k/m} = \omega_n$ ,

12)  $\lambda = -\sigma/2m \pm \sqrt{[(\sigma/2m)^2 - \omega_n^2]}$

Poiché si hanno tre soluzioni a seconda dei valori che assume il termine sotto la radice, bisognerà distinguere tre casi:  $(\sigma/2m)^2 < \omega_n^2$ ,  $(\sigma/2m)^2 = \omega_n^2$ ,  $(\sigma/2m)^2 > \omega_n^2$ . Si può scrivere anche:  $\sigma/2m < \omega_n$ ,  $\sigma/2m = \omega_n$ ,  $\sigma/2m > \omega_n$ ; oppure ancora  $\sigma < 2m\omega_n$ ,  $\sigma = 2m\omega_n$ ,  $\sigma > 2m\omega_n$ . E ricordando che  $\sqrt{k/m} = \omega_n$ , si ha ancora  $\sigma < 2\sqrt{(km)}$ ,  $\sigma = 2\sqrt{(km)}$ ,  $\sigma > 2\sqrt{(km)}$ , ponendo infine  $2\sqrt{(km)} = \sigma_{CR}$ , dove  $\sigma_{CR}$  è CRITICO, si hanno i tre casi:

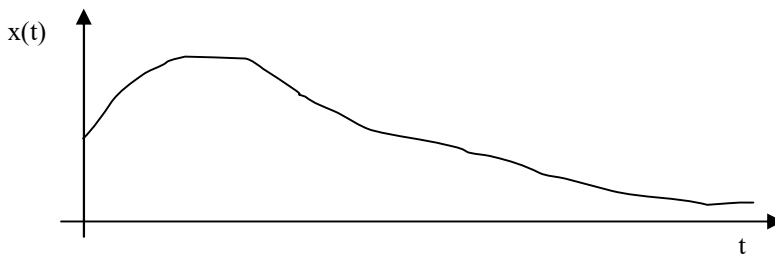
a)  $\sigma > \sigma_{CR}$ .

Si hanno due radici reali e distinte  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ , ma ambedue negative, come si vede facilmente dalla 12). Quindi la soluzione della 11) sarà:  $x(t) = C_1 e^{-|\lambda_1|t} + C_2 e^{-|\lambda_2|t}$ , che diagrammata sarà del tipo:



b)  $\sigma = \sigma_{CR}$ .

Si hanno due radici reali e coincidenti negative. La soluzione sarà:  $x(t) = (C_1 + C_2) e^{-|\lambda|t}$ , che diagrammata sarà del tipo



c)  $\sigma < \sigma_{CR}$ .

Si hanno due radici complesse coniugate:  $\lambda = -\sigma/2m \pm i \omega_n \sqrt{[1 - (\sigma/2m)^2 / \omega_n^2]}$ . Moltiplico e divido il termine  $\sigma/2m$  per  $\sigma_{CR}$ ;  $\sigma/2m * \sigma_{CR} / \sigma_{CR} = (\sigma/\sigma_{CR}) * \omega_n$ , da cui  $\lambda = -(\sigma/\sigma_{CR}) * \omega_n \pm i \omega_n \sqrt{[1 - (\sigma/\sigma_{CR})^2]}$  e ponendo  $\omega_s = \omega_n \sqrt{[1 - (\sigma/\sigma_{CR})^2]}$ , si ha  $\lambda = -(\sigma/\sigma_{CR}) * \omega_n \pm i \omega_s$ , con  $\omega_s$  che rappresenta la pulsazione dell'oscillazione libera smorzata.

Quindi la soluzione sarà:  $x(t) = C_1 e^{-(\sigma/\sigma_{CR}) * \omega_n t + i \omega_s t} + C_2 e^{-(\sigma/\sigma_{CR}) * \omega_n t - i \omega_s t}$ ; ossia  $x(t) = e^{-(\sigma/\sigma_{CR}) * \omega_n t} (C_1 e^{i \omega_s t} + C_2 e^{-i \omega_s t})$ . Trasformando con le formule di Eulero:  $x(t) = e^{-(\sigma/\sigma_{CR}) * \omega_n t} [(C_1 + C_2) \cos \omega_s t + i (C_1 - C_2) \sin \omega_s t]$ ; dove  $A = [(C_1 + C_2)]$  e  $B = i (C_1 - C_2)$  ed ancora:

13)  $x(t) = e^{-(\sigma/\sigma_{CR}) * \omega_n t} C \cos(\omega_s t + \varphi)$ .

Con  $C = \sqrt{A^2 + B^2}$  ;  $\text{tg } \varphi = -B/A$ .

Diagrammando tale equazione si ha un andamento del tipo in figura 6.

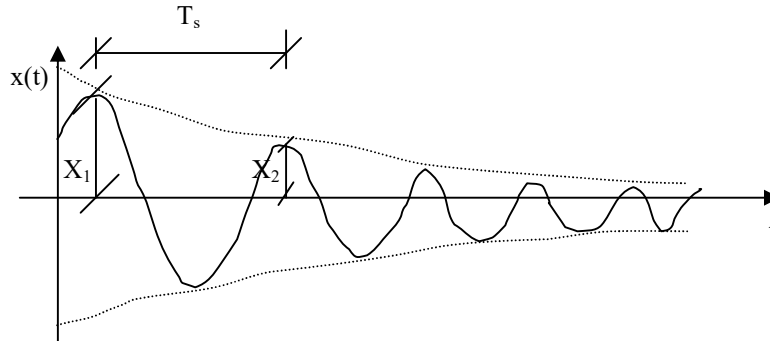


Fig. 6

Considerando la 13) ed il periodo dell'armonica ( $T_s = 2\pi/\omega_s$ ), possiamo calcolare i valori  $X_1$  e  $X_2$  di fig. 6.

$$X_1 = C e^{-(\sigma/\sigma_{CR}) \omega_n t} C \cos(\omega_s t + \varphi).$$

$$X_2 = C e^{-(\sigma/\sigma_{CR}) \omega_n (t+T_s)} \cos[(\omega_s t + T_s) + \varphi]$$

Dividendo membro a membro:  $X_1/X_2 = e^{\omega_n \sigma/\sigma_{CR} T_s}$  e ponendo  $\Delta = \ln X_1/X_2$ , dove  $\Delta$  è chiamato decremento logaritmico, si ha:  $\Delta = \omega_n T_s (\sigma/\sigma_{CR})$ , da cui si può calcolare, per esempio:

$$14) \sigma/\sigma_{CR} = \Delta / (\omega_n T_s).$$

**Oscillazione forzata.**

Per l'oscillazione forzata valgono ancora in linea generale le ipotesi fatte per gli altri tipi di oscillazione, con l'aggiunta di una quarta ipotesi.

**Quarta ipotesi.**

La quarta ipotesi consiste nel trattare un modello matematico come quello in figura 7 ed una causa forzante variabile nel tempo  $F'' = F_0 \cos \omega t$

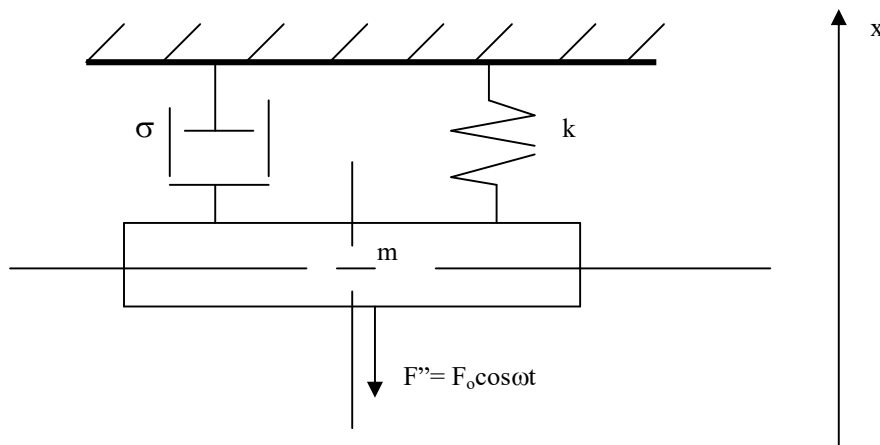


Fig.7

Per questo sistema vale ancora il principio di D'Alembert, ma esiste una quarta forza,  $F''$ . Da cui la 1') diventa:

$$15) \quad m x'' + \sigma x' + kx = F_0 \cos \omega t .$$

Questa è una equazione differenziale di secondo grado, lineare, completa, a coefficienti costanti, non omogenea, con termine noto  $F_0 \cos \omega t$ . La soluzione di questa equazione è del tipo:  $x(t) = x_l(t) + x_f(t)$ , dove  $x_l(t)$  è la soluzione dell'omogenea associata, essa coincide con la soluzione trovata per l'oscillazione libera smorzata. Bisogna ora trovare la soluzione dell'integrale particolare  $x_f(t)$ . Tale soluzione è del tipo  $x_f(t) = X_f \cos(\omega t - \varphi)$ . Se ci poniamo in un istante di tempo in cui possiamo ritenere estinta l'azione della  $x_l(t)$ , si avrà che la soluzione sarà proprio  $x(t) = x_f(t)$ . E quindi derivando e sostituendo nella 15) si ottiene:  $x_f'(t) = -\omega X_f \sin(\omega t - \varphi)$ ;  $x_f''(t) = -\omega^2 X_f \cos(\omega t - \varphi)$ ; quindi sostituendo nella 15):

$$16) \quad -m \omega^2 X_f \cos(\omega t - \varphi) - \sigma \omega X_f \sin(\omega t - \varphi) + k X_f \cos(\omega t - \varphi) = F_0 \cos \omega t.$$

La 16) vale per ogni istante successivo a quello ultimo considerato. In particolare vale per

- t<sub>1</sub>)  $\omega t - \varphi = 0$  e  
t<sub>2</sub>)  $\omega t - \varphi = \pi/2$ .

E quindi la 16) diventerà per t<sub>1</sub>):  $-m \omega^2 X_f + k X_f = F_0 \cos \varphi$   
e per t<sub>2</sub>):  $-\sigma \omega X_f = -F_0 \sin \varphi$

Dividendo membro a membro si ottiene:

$$17) \quad \text{tg} \varphi = \omega \sigma / (k - m \omega^2)$$

e  
18)  $X_f = \sin \varphi F_0 / \omega \sigma$ .

Dalla 18), ponendo  $F_0/k = X_{ST}$  (ST=statico) e dopo semplici passaggi matematici si ha:

$$X_f = X_{ST} * 1/\sqrt{[(1-\omega^2/\omega_n^2)^2 + 2(\sigma/\sigma_{CR})(\omega^2/\omega_n^2)]}$$

Chiamando con A il termine  $1/\sqrt{[(1-\omega^2/\omega_n^2)^2 + 2(\sigma/\sigma_{CR})(\omega^2/\omega_n^2)]}$ , coefficiente di amplificazione, si ha

$$19) \quad X_f = X_{ST} A.$$

Se diagrammiamo  $|A|$  in funzione di  $\omega/\omega_n$  e  $\sigma/\sigma_{CR}$ . Si ottiene il grafico in figura 8.

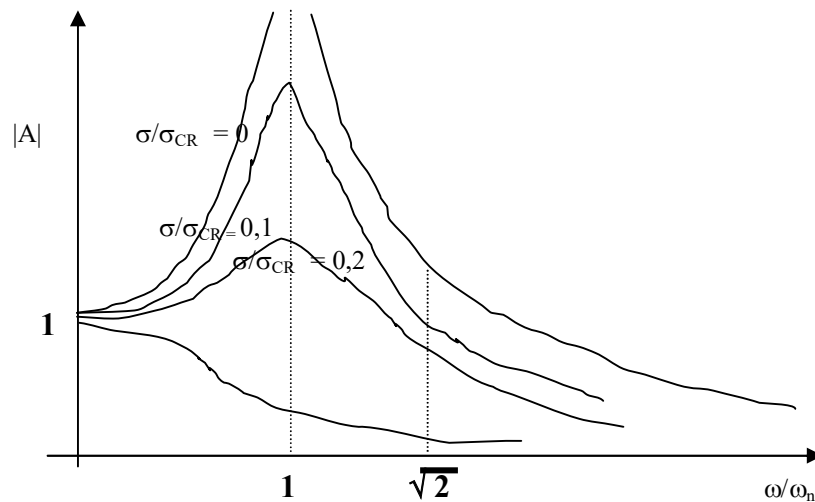


Fig. 8

Considerazioni conclusive.

Si nota che se si verifica:

20)  $\omega/\omega_n = 1$ , ossia  $\omega = \omega_n$ , l'ampiezza è massima. Questa condizione è chiamata **risonanza** ed  $\omega$  è la frequenza di risonanza.

Inoltre se accade anche che:

$$21) \quad \sigma/\sigma_{CR} = 0,$$

$|A|$  assume valore infinito. Con questi valori ci troviamo nelle cosiddette **condizioni di risonanza**. In queste condizioni  $|X_f| = X_{ST} |A| = (F_0/k)\infty = \infty$ , ma la nostra soluzione è:  $x(t) = x_f(t) = X_f \cos(\omega t - \varphi)$  e  $x(t)$  dovrebbe variare tra  $+\infty$  e  $-\infty$ . Poiché questa variazione è irrealizzabile, si ha in queste condizioni la rottura del mezzo elastico oscillante.

## SECONDA PARTE. TEORIA AROS

### Introduzione.

Sebbene eventi meteorologici siano stati smentiti come causa di un sisma, la successiva trattazione tende a mettere in rilievo la possibilità che una particolare “perturbazione meteorologica” (perturbazione barometrica) possa essere correlata ad un fenomeno di “risonanza” che a sua volta possa essere causa di eventi sismici.

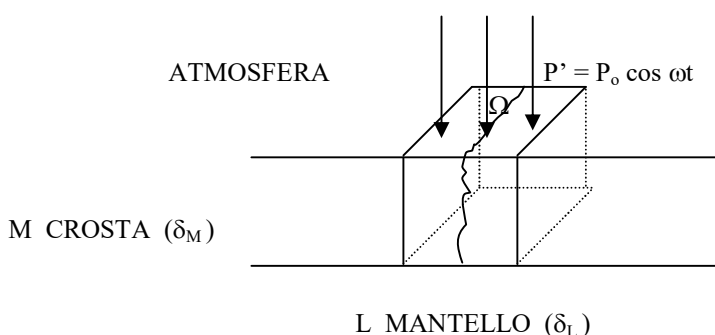
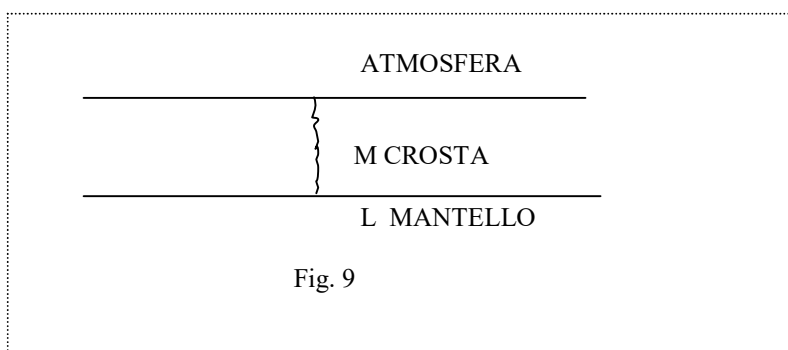
Nella successiva trattazione si dimostrerà, quindi, che un sisma può essere attribuito ad un fenomeno di risonanza.

Si ricorda che la risonanza in natura è un fenomeno molto frequente: un bambino che spinge un’altalena al momento “giusto”, sa che con poco sforzo può raggiungere grandi ampiezze di oscillazione; il motore di autocarro con il movimento generato dagli impulsi periodici dovuti ad irregolarità del rotore genera spesso volte “miniscosse sismiche” su alcune costruzioni; il ponte Tacoma Narrows a Puget Sound, Washington, venne completato il 1 Luglio 1940, quattro mesi dopo una leggera brezza mise in oscillazione il ponte fino a che il troncone centrale precipitò, il venticello aveva prodotto una forza oscillante in risonanza con una frequenza della costruzione. In definitiva una successione di piccoli impulsi al “momento giusto” può produrre oscillazioni di grande ampiezza.

### Richiami teorici di geofisica.

Recenti studi di geofisica dimostrano che la CROSTA TERRESTRE (parte esterna del globo terrestre) sia formata da più zolle galleggianti su di uno strato plastico chiamato MANTELLO. Supponiamo per semplicità che la schematizzazione, in sezione, del congiungimento tra due zolle sia quello in figura 9. Al di sopra della Crosta c’è l’ATMOSFERA. Per poter applicare i concetti prima esposti, bisogna fare altre ipotesi restrittive da valutare poi:

- 1) Considero il Mantello come un liquido (L)
- 2) Su una certa superficie  $\Omega$  agisca una pressione  $P' = P_0 \cos \omega t$ ,
- 3) Suppongo la zona interessata come un cubetto immerso in un liquido (vedi fig. 10), come nel problema n°1) (vedi trattazione matematica)



$\Omega$  = superficie su cui viene esercitata la perturbazione  $P' = P_0 \cos \omega t$ , simultaneamente

Fig.10

- 4) Suppongo che per il sistema di fig 10) sia applicabile la trattazione matematica del problema n. 1 (vedi prima parte)

### Condizioni di sisma

Per avere sisma per il nostro sistema deve essere verificata la 20) e la 21) contemporaneamente. Dalla 20) si ha  $\omega = \omega_n$ , e dalla 21) inoltre deve essere  $\sigma \ll \sigma_{CR}$  (vedi fig 8).



Ricordando che  $\omega_n = \sqrt{k/m} = \sqrt{[k_2/(\delta_M \Omega l)]}$  e che  $\sigma_{CR} = 2\sqrt{(km)} = 2\sqrt{(k_2 \delta_M \Omega l)}$  e supponendo costanti  $k_2$ ,  $\delta_M$ ,  $l$ ,  $\sigma$  si vede che solo se  $\Omega$  (superficie su cui deve agire la pressione  $P_0 \cos \omega t$ ) assume valori elevati il sisma ha probabilità di accadere.

Infatti, la probabilità che l'evento sismico accada aumenta se  $\omega_n$  è basso, perché da:

$T = 2\pi/\omega$ , e supponendo  $T = T_s = T_n$  e  $\omega = \omega_s = \omega_n$ , intuitivamente si vede che se  $T$  ha valori alti è più probabile che il fenomeno atmosferico possa avvenire. Infatti,  $T$  sarà anche il periodo della perturbazione atmosferica.

Da  $\omega_n = \sqrt{[k_2/(\delta_M \Omega l)]}$ , quindi,  $\omega$  per essere basso,  $\Omega$  deve essere alto.

Inoltre dalla (14) si ricava:

$$\sigma/\sigma_{CR} = \Delta / (\omega_n T_s) = \Delta / (\omega T) = \Delta / 2\pi$$

e tenendo presente che da un sismogramma (vedi B. Accordi, E.L. Palmieri - Il globo terrestre e la sua evoluzione - (II ediz) Zanichelli- pag.143), assumendo come moto armonico smorzato la parte destra del diagramma relativo alle onde lunghe

$$\Delta = \ln X_1/X_2 = \ln (1,4/1,1) \cong 0,24 \text{ e quindi}$$

$$\sigma/\sigma_{CR} = 0,24/2\pi = 0,038, \text{ e quindi}$$

$$\sigma_{CR} = 26 \sigma$$

Poiché  $\sigma_{CR} = 2\sqrt{(km)} = 2\sqrt{(k_2 \delta_M \Omega l)}$ , solo se  $\Omega$  è alto, questo può essere rispettato.

In definitiva possiamo porre  $\Omega$  alto come **prima condizione** affinché un sisma possa accadere. (Si ricorda che  $\Omega =$  superficie su cui viene esercitata la perturbazione  $P' = P_0 \cos \omega t$ , simultaneamente)

Da dati medi relativi ad un evento sismico si può ricavare:

$$T \cong 3 \div 20 \text{ s}$$

$$\omega \cong 0,314 \div 2,09$$

Ossia la perturbazione periodica di pressione dovrebbe avere questa  $\omega$  e/o periodo  $T$  di risonanza affinché il sisma possa accadere. (**Seconda condizione** che deve verificarsi affinché un sisma possa accadere).

Una ultima osservazione va fatta per  $X_{ST}$ . Infatti se esso fosse molto basso si avrebbe:  $x(t) = X_{ST} |A| = 0 * \infty$  che è una forma indeterminata. Ma  $X_{ST} = F_0/k = P_0 \Omega / k_2$ , poiché l'ampiezza di  $P'$  è valutabile intorno ad  $10 \text{ mm} * \text{Hg} = 1333 \text{ Pa}$  e  $k_2 \cong 8,4 * 10^{15}$  (vedi prima parte problema n. 1), si ha

$$X_{ST} \cong 1,3 * 10^3 * 1 * 10^8 / 8,4 * 10^{15} \cong 0,15 * 10^{-4} \text{ m} \neq 0. \text{ (**Terza condizione } X_{ST} \neq 0)**$$

### Conclusioni.

In conclusione si osserva che la sola probabilità che la perturbazione con le caratteristiche suddette si estenda su una superficie molto ampia è fortunatamente molto bassa come si può facilmente intuire. Inoltre è anche poco probabile che esistano perturbazioni del tipo  $P' = P_0 \cos \omega t$ . Se, però, questa teoria fosse confermata da rilievi sperimentali sulla lettura della variazione della pressione **prima** dell'evento sismico nelle caratteristiche richieste dalle precedenti formulazioni matematiche, questa spiegherebbe molto verosimilmente perché alcuni animali "avvertono" in anticipo il verificarsi di un evento sismico. Infatti, percepiscono alcuni istanti prima il verificarsi di queste perturbazioni barometriche, e se queste perturbazioni possono essere preannunciate da altri fenomeni meteorologici correlati, anche alcune ore o giorni precedenti, si potrebbero prevedere questa tipologia di terremoti. Inoltre questa teoria spiegherebbe, perché oltre alla presenza di faglie, i terremoti si distribuiscono con maggiore frequenza in alcune zone geografiche, piuttosto che in altre. Infatti, la distribuzione di frequenza sarebbe correlata a quella meteorologica.

Fatto interessante è che, come si è visto nella trattazione matematica, si dovrebbe avere nelle condizioni di risonanza la rottura del mezzo elastico e non del corpo che vibra. Quindi si dovrebbe avere la rottura del Mantello e non della Crosta. Ma essendo la zona considerata (giuntura tra due zolle) molto debole da un punto di vista meccanico, spesse volte la frattura del Mantello si propaga anche sulla Crosta con conseguenze ancora più disastrose. Infatti, basta la sola frattura del Mantello a provocare un sisma. Questo spiegherebbe anche perché l'ipocentro si trova generalmente sotto la Crosta.

Va osservato, infine, che la stessa identica trattazione può essere estesa ai maremoti.

Inutile sottolineare le conseguenze che questa teoria, se confermata da rilievi sperimentali, potrebbe portare nella previsione di eventi sismici.

"Ai meteorologi l'ultima parola".

Breve biografia dell'autore:

nome: Giacomo; cognome: Roseo; nato a: Pompei (NA); il: 10.11.1963; scuola superiore: liceo scientifico, a.s. 1980/81; laurea: Università degli Studi "Federico II" di Napoli – Facoltà di Ingegneria chimica, as 1988/89; abilitazioni di insegnamento scuole superiori: chimica – matematica; esperienze lavorative: dipendente Ericsson telecomunicazioni Italia, periodo 1990-2001 – insegnante di chimica scuola superiore, periodo 2002-oggi.

*Dedico il presente alla memoria di mio padre(Angelo**ROS**eo).*