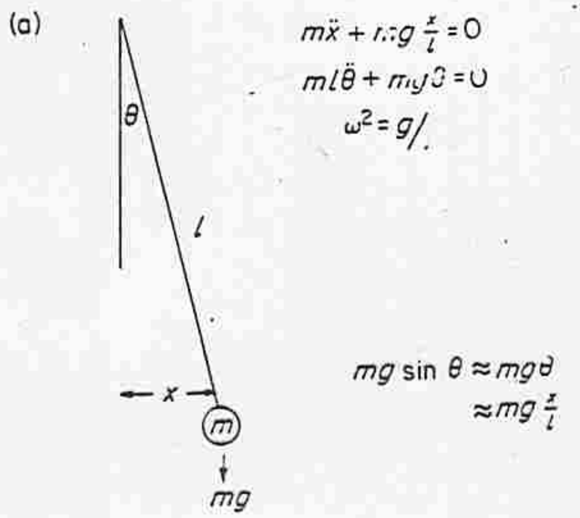
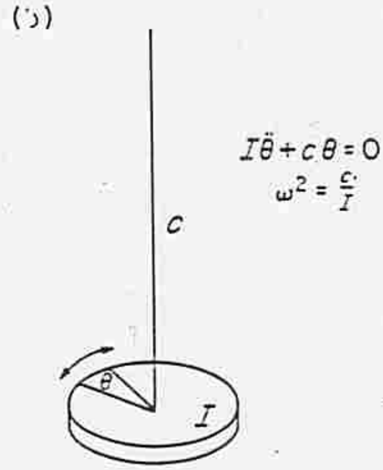
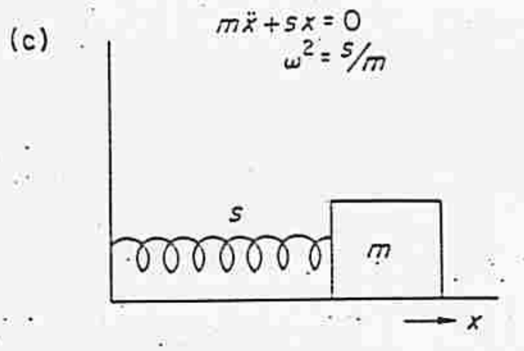
MOTO ARMONICO SEMPLICE



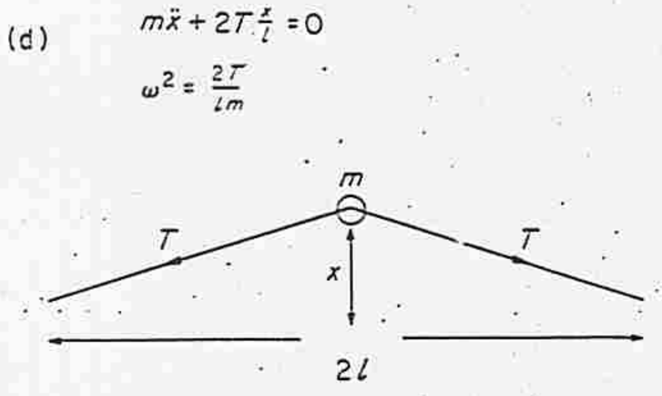
Pendolo semplice:
massa m sospesa ad una corda l di massa trascurabile



Pendolo di torsione:
disco piatto sospeso per il suo centro e oscillante nel piano della sua circonferenza



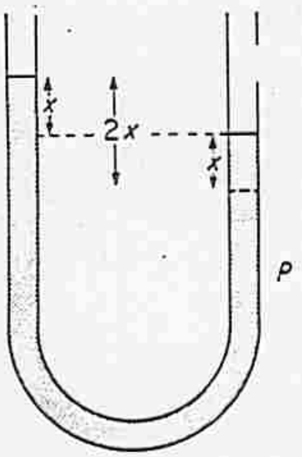
massa fissata ad una molla di costante elastica s, che si muove su un piano privo di attrito



massa al centro di una corda tesa di lunghezza $2l$ e fissata agli estremi

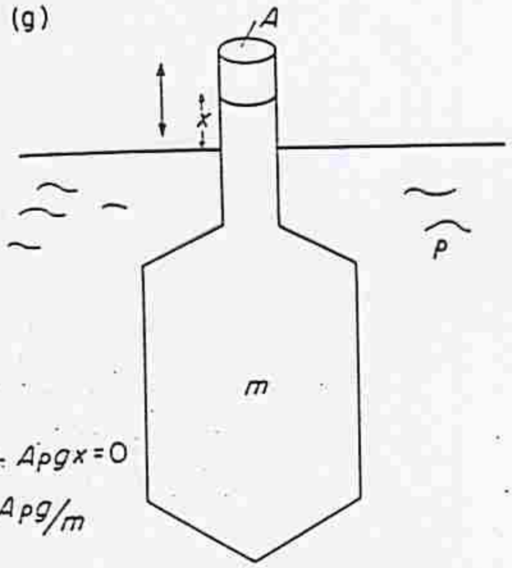
(e) $\rho l\ddot{x} + 2\rho g x = 0$

$\omega^2 = 2g/l$



tubo ad U di sezione costante contenente un liquido (lunghezza l e densità ρ) che oscilla attorno alla sua posizione di equilibrio di ugual livello in ogni ramo

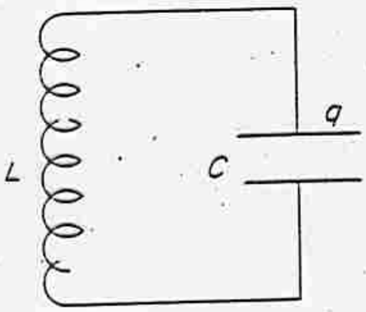
(g)



$m\ddot{x} + A\rho g x = 0$

$\omega^2 = A\rho g/m$

(h)



$L\ddot{q} + \frac{q}{C} = 0$

$\omega^2 = \frac{1}{LC}$

Un corpo m galleggiante in un liquido di densità ρ, con un collo di sezione costante A che taglia la superficie del liquido. Se depresso leggermente, esegue oscillazioni verticali.

Circuito LC risonante: una induttanza L è connessa ad una capacità C caricata con carica q.

OSCILLAZIONI

moto periodico = moto che si ripete ad intervalli di tempo uguali

moto oscillatorio o vibratorio = moto di una particella che si muove avanti e indietro su uno stesso percorso

moto oscillatorio smorzato = moto oscillatorio fra limiti del percorso avanti e indietro non fissi (presenza di effetti dissipativi)

Oscillazioni meccaniche - Oscillazioni elettromagnetiche

- Moto oscillatorio periodico

  - Periodo T = tempo richiesto perché venga eseguita una oscillazione completa (ciclo)

  - Frequenza $f = \frac{1}{T}$ [$sec^{-1} = Hz$]
    numero di oscillazioni nell'unità di tempo

moto avanti e indietro :

posizione di equilibrio

posizione del moto in cui non agisce alcuna forza

En. potenziale $U(x) = min$

spostamento (lineare o angolare)

distanza (lineare o angolare) dalla posizione di equilibrio

punti di inversione

punti in cui la velocità è nulla

En. meccanica ≡ En. potenziale

forza di richiamo

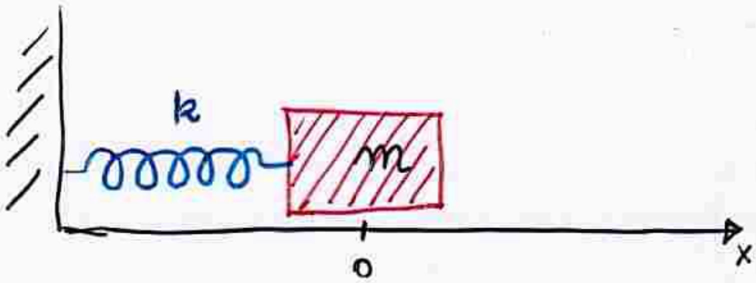
agisce sulla particella in maniera da accelerarla verso la posizione di equilibrio

La soluzione tipo OSCILLATORE ARMONICO si ottiene, per un sistema che può oscillare, entro quei limiti, spesso ristretti, nei quali la forza di richiamo è lineare nello spostamento

⇓

Il problema è linearizzato

SISTEMA MASSA-MOLLA



Un corpo di massa m, attaccato a una molla ideale di costante elastica k e libero di muoversi su una superficie orizzontale priva di attrito

posizione di equilibrio : molla a riposo

Allungamento o compressione della molla ⇒ forza di richiamo

$$\vec{F} = -kx(\hat{x})$$

Equazione del moto:

$$m\vec{a} = \vec{F}$$

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx$$

$$\boxed{\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0}$$

Equazione differenziale dello

OSCILLATORE ARMONICO SEMPLICE

$$\boxed{\frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \omega^2 x(t) = 0}$$

equazione differenziale del 2° ordine
lineare
a coefficienti costanti
omogenea

La soluzione più generale è:

$$x(t) = a \sin\omega t + b \cos\omega t$$

ovvero :

$$x(t) = A\sin(\omega t + \phi) \qquad [a = A\cos\phi \ , \ b = A\sin\phi]$$

$$x(t) = B\cos(\omega t + \psi) \qquad [a = -B\sin\psi \ , \ b = B\cos\psi]$$

ove $A = B = \sqrt{a^2+b^2}$

$$\operatorname{tg}\phi = \frac{b}{a} \qquad \operatorname{tg}\psi = -\frac{a}{b} \qquad \left(\psi = \phi - \frac{\pi}{2}\right)$$

N.B.: compaiono due costanti di integrazione

Ritornando al sistema massa-molla

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{k}{m}x$$

$$x(t) = A\sin(\omega t + \phi)$$

$$\frac{dx}{dt} = A\omega\cos(\omega t + \phi) \quad ; \quad \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2\sin(\omega t + \phi)$$

$$-\omega^2 A\sin(\omega t + \phi) = -\frac{k}{m}A\sin(\omega t + \phi)$$

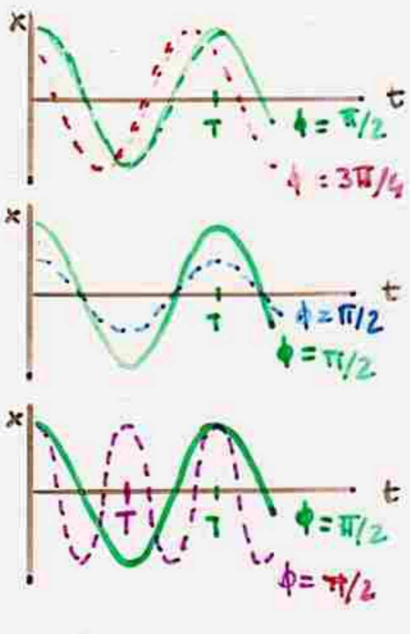
$$\omega^2 = \frac{k}{m} \Rightarrow \omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

$$x\left(t + \frac{2\pi}{\omega}\right) = A\sin\left[\omega\left(t + \frac{2\pi}{\omega}\right) + \phi\right] = A\sin\left[(\omega t + \phi) + 2\pi\right] =$$
$$= A\sin(\omega t + \phi) = x(t)$$

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$$ periodo

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$$ frequenza

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$ pulsazione o freq. angolare

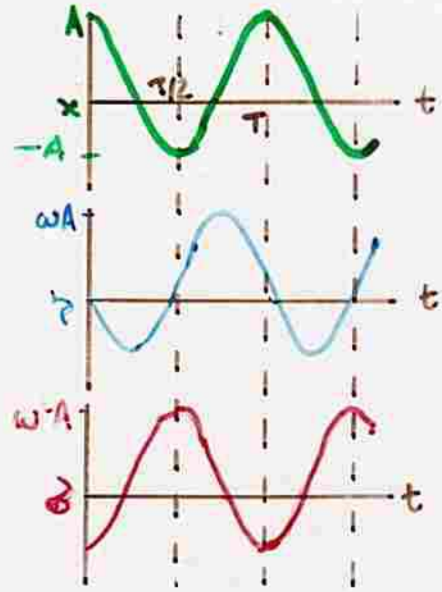


A ampiezza del moto

ϕ costante di fase

A e ϕ dipendono da $x(0)$ e $v(0)$

$(\phi = \frac{\pi}{2})$



$$x(t) = A \sin(\omega t + \phi)$$

$$x_{max} = A$$

$$v = \frac{dx}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \phi)$$

$$v_{max} = \omega A$$

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \phi)$$

$$a_{max} = \omega^2 A$$

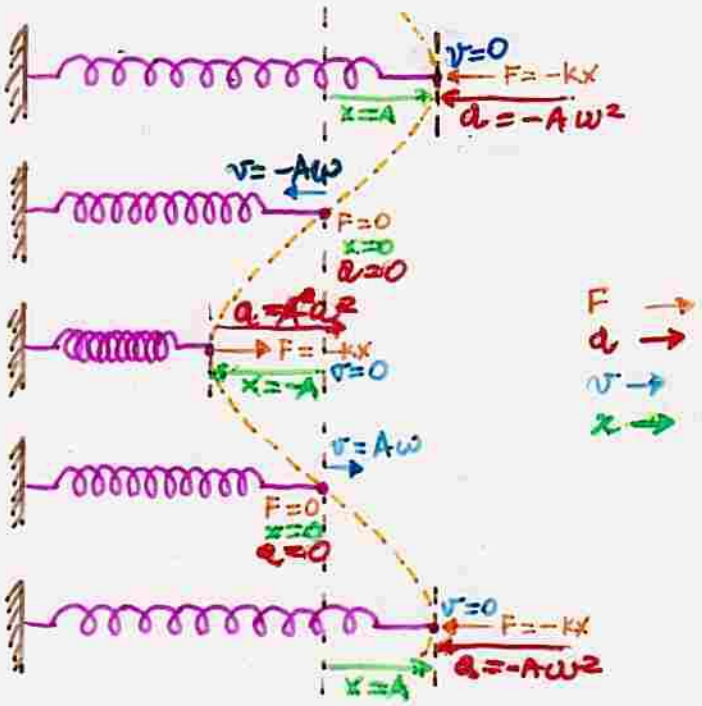
$t = 0$

$t = \frac{T}{4}$

$t = \frac{T}{2}$

$t = \frac{3}{4}T$

$t = T$



Determinazione di A e ϕ

$$x(t) = A\sin(\omega t + \phi)$$

$$v(t) = \frac{dx}{dt} = A\omega\cos(\omega t + \phi)$$

Condizioni iniziali :

$$x_0 = x(t=0) \quad ; \quad v_0 = v(t=0)$$

$$\begin{cases} x_0 = A\sin\phi \\ v_0 = A\omega\cos\phi \end{cases} \quad ; \quad \begin{cases} A\sin\phi = x_0 \\ A\cos\phi = v_0/\omega \end{cases}$$

$$\begin{cases} A^2(\sin^2\phi + \cos^2\phi) = x_0^2 + (v_0/\omega)^2 \\ \sin\phi/\cos\phi = x_0/(v_0/\omega) \end{cases}$$

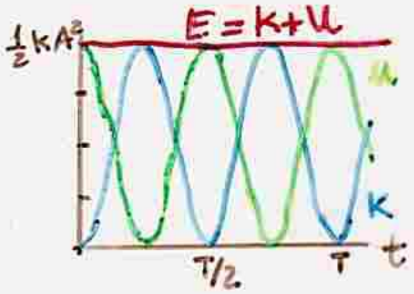
$$\boxed{\begin{cases} A = \sqrt{x_0^2 + \left(\frac{v_0}{\omega}\right)^2} \\ \mathrm{tg}\,\phi = \frac{x_0\,\omega}{v_0} \end{cases}}$$

CONSIDERAZIONI ENERGETICHE

$$x(t) = A \sin(\omega t + \phi)$$

$$v(t) = A\omega \cos(\omega t + \phi)$$

$$\phi = \frac{\pi}{2} \qquad \omega^2 = \frac{k}{m}$$



$$U(t) = \frac{1}{2} k x^2 = \frac{1}{2} k A^2 \sin^2(\omega t + \phi)$$

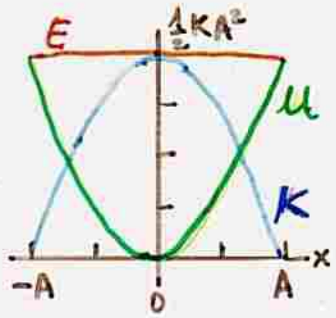
$$K(t) = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t + \phi) =$$

$$= \frac{1}{2} k A^2 \cos^2(\omega t + \phi)$$

$$E = U(t) + K(t) = \frac{1}{2} kA^2 \sin^2(\omega t + \phi) + \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega t + \phi) =$$

$$= \frac{1}{2} kA^2 \left[\sin^2(\omega t + \phi) + \cos^2(\omega t + \phi)\right] = \frac{1}{2} kA^2$$

$$E = \frac{1}{2} kA^2$$



$$E = K + U = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} k x^2$$

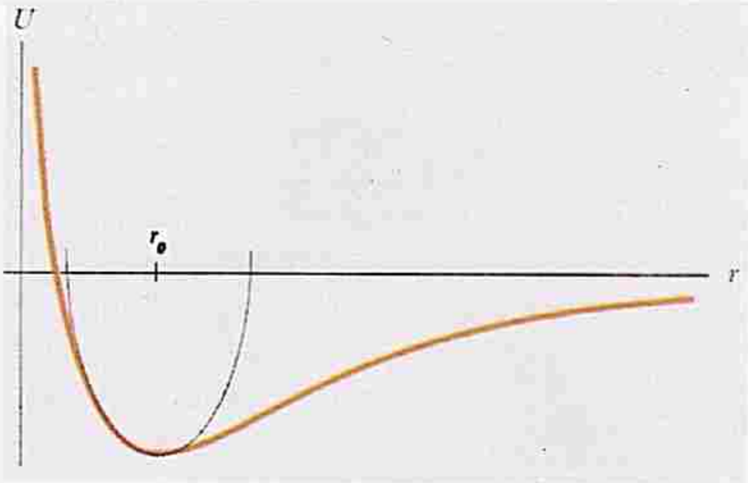
$$U(x) = \frac{1}{2} k x^2$$

$$K(x) = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} kA^2 - \frac{1}{2} k x^2$$

$$K(x) = \frac{1}{2} k (A^2 - x^2)$$

Perché studiamo l'oscillatore armonico?

Energia potenziale del sistema di due atomi in funzione della separazione tra gli stessi atomi



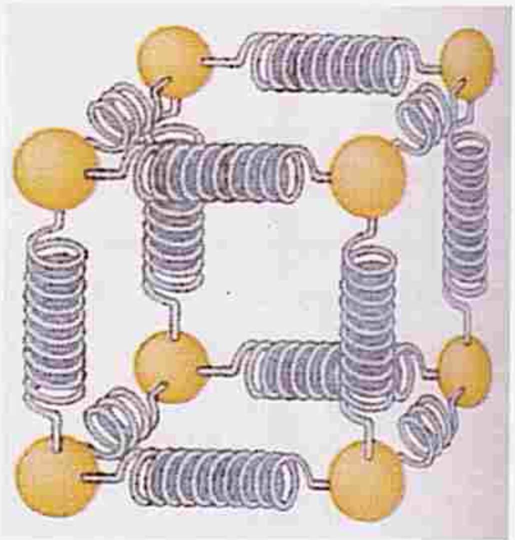
⇓

Per piccoli spostamenti attorno al valore r_0 in cui si ha il valore minimo, la curva della energia potenziale $U(r)$ è parabolica, <u>come quella di un oscillatore armonico</u>

⇓

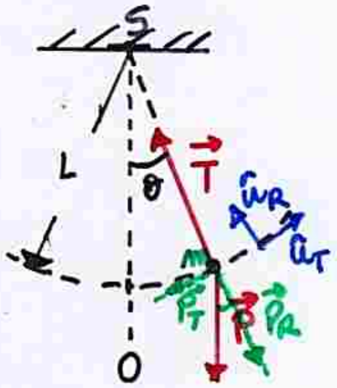
il sistema compie oscillazioni armoniche

⇓



la forza che tiene assieme gli atomi è ben rappresentata da un <u>microscopico sistema di molle</u>

PENDOLO SEMPLICE



massa puntiforme sospesa ad un filo inestensibile e di massa trascurabile

$$\vec{F}_{TOT} = \vec{P} + \vec{T} = m\vec{a}$$

Introducendo i versori $\hat{u}_R$ e $\hat{u}_T$

$T - P_R = m a_R$ → $T - P_R$ è una forza centripeta

$-P_T = m a_T$ → P_T è una forza di richiamo

$\theta = 0$ posizione di equilibrio stabile

$a_T = L\alpha = L\dfrac{d^2\theta}{dt^2}$; $P_T = mg\sin\theta$

$\sin\theta = \theta - \dfrac{\theta^3}{3!} + \cdots$ ⇒ per $\theta \ll 1$ rad $\sin\theta \cong \theta$

piccole oscillazioni

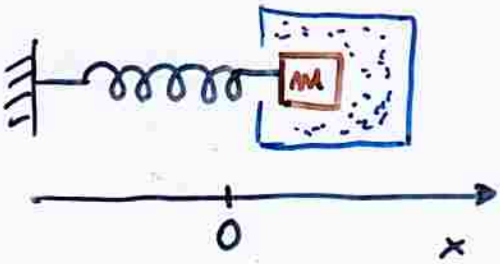
$$-mg\theta = mL\frac{d^2\theta}{dt^2}$$

$$\boxed{\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{g}{L}\theta = 0}$$

$$\theta(t) = \theta_A \sin(\omega_0 t + \phi)$$

$\omega_0^2 = g/L$ $T = 2\pi\sqrt{\dfrac{L}{g}}$

Oscillatore armonico smorzato da una forza viscosa



$x = 0$ posizione a riposo della molla

$$m\vec{a} = \vec{F}_{molla} + \vec{R}_{mezzo} \qquad (\vec{R}_{mezzo} = -b\vec{v})$$

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - bv$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{b}{m}\frac{dx}{dt} + \frac{k}{m}x = 0$$

$\gamma \equiv \frac{b}{2m}$ coefficiente di smorzamento

$\omega_0^2 \equiv \frac{k}{m}$ pulsazione propria

$$\boxed{\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0}$$

Equazione differenziale dell'oscillatore armonico smorzato

Equazione differenziale lineare del secondo ordine, a coefficienti costanti, omogenea.

Soluzione di prova:

$$x(t) = e^{\alpha t}$$

$$\frac{dx}{dt} = \alpha e^{\alpha t}$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dx}{dt}\right) = \frac{d}{dt}\left(\alpha e^{\alpha t}\right) = \alpha^2 e^{\alpha t}$$

Sostituendo:

$$\alpha^2 e^{\alpha t} + 2\gamma\alpha e^{\alpha t} + \omega_0^2 e^{\alpha t} = 0$$

$$e^{\alpha t}(\alpha^2 + 2\gamma\alpha + \omega_0^2) = 0 \qquad \forall t$$

$x(t) = e^{\alpha t}$ è soluzione solo se α è tale che:

$$\alpha^2 + 2\gamma\alpha + \omega_0^2 = 0$$

equazione caratteristica

$$\Rightarrow \quad \alpha = -\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2}$$

Ci sono tre casi:

- $\gamma^2 > \omega_0^2 \quad \Rightarrow \quad \alpha_1$ e α_2 reali e distinte
- $\gamma^2 = \omega_0^2 \quad \Rightarrow \quad \alpha_1 = \alpha_2$ reali e coincidenti
- $\gamma^2 < \omega_0^2 \quad \Rightarrow \quad \alpha_1$ e α_2 immaginarie coniugate

Smorzamento forte $\gamma^2 > \omega_0^2$

Soluzioni reali dell'equazione caratteristica:

$$\alpha_1 = -\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2} = -\gamma + \beta$$

$$\alpha_2 = -\gamma - \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2} = -\gamma - \beta$$

ove $\beta = \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2} < \gamma \Rightarrow \alpha_1$ e α_2 negativi

Soluzione generale dell'equazione differenziale:

$$x(t) = A e^{\alpha_1 t} + B e^{\alpha_2 t} = e^{-\gamma t}\left(A e^{\beta t} + B e^{-\beta t}\right)$$

$$x(t) = e^{-\gamma t}\left(A e^{\beta t} + B e^{-\beta t}\right)$$

A e B dipendono dalle condizioni iniziali ($x(0)$ e $v(0)$)

$x(t)$ decresce esponenzialmente $\Rightarrow$
non ci sono oscillazioni

N.B.: $\gamma \gg \omega_0 \Rightarrow \beta \lesssim \gamma \Rightarrow \alpha_1$ molto piccolo (≈ 0)

$\Rightarrow x(t)$ diminuisce lentamente

$\Downarrow$

$x(t)$ tende a zero tanto più rapidamente quanto più γ è prossimo a ω_0 (con $\gamma > \omega_0$)

Smorzamento critico $\gamma^2 = \omega_0^2$

Soluzioni reali coincidenti dell'equazione caratteristica

$$\alpha_1 = \alpha_2 = -\gamma$$

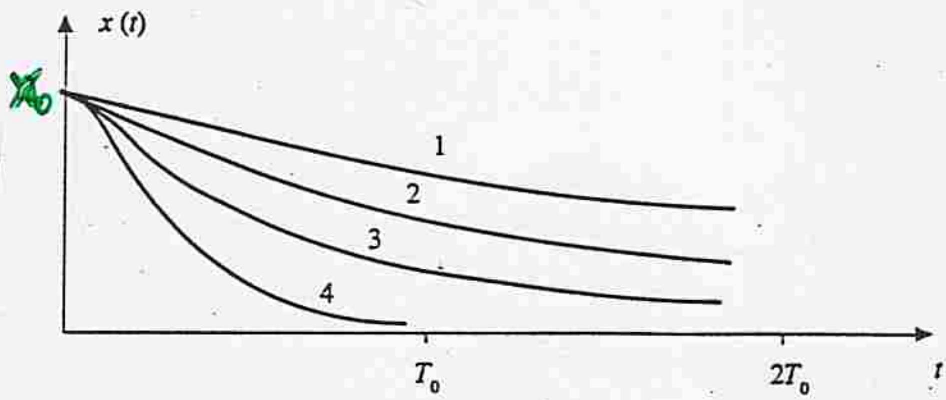
Soluzione generale dell'equazione differenziale:

$$x(t) = e^{-\gamma t}(At + B)$$

A e B dipendono dalle condizioni iniziali ($x(0)$ e $v(0)$)

$x(t)$ decresce esponenzialmente $\Rightarrow$
<u>non ci sono oscillazioni</u>

N.B.: in questo caso $x(t)$ tende alla posizione di equilibrio $x=0$ più rapidamente che nel caso $\gamma^2 > \omega_0^2$



1 e 2 $\gamma \gg \omega_0$

3 $\gamma \gtrsim \omega_0$

4 $\gamma = \omega_0$

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

Smorzamento debole $\gamma^2 < \omega_0^2$

Soluzioni dell'equazione caratteristica:

$$\alpha_1 = -\gamma + i\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} = -\gamma + i\omega$$

$$\alpha_2 = -\gamma - i\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} = -\gamma - i\omega$$

ove $\omega^2 = \omega_0^2 - \gamma^2$; $i \equiv$ unità immaginaria: $i^2 = -1$

Soluzione generale dell'equazione differenziale:

$$x(t) = a_1 e^{\alpha_1 t} + a_2 e^{\alpha_2 t} = e^{-\gamma t}\left(a_1 e^{i\omega t} + a_2 e^{-i\omega t}\right)$$

Utilizzando la formula di Eulero:

$$e^{\pm i\omega t} = \cos\omega t \pm i \sin\omega t$$

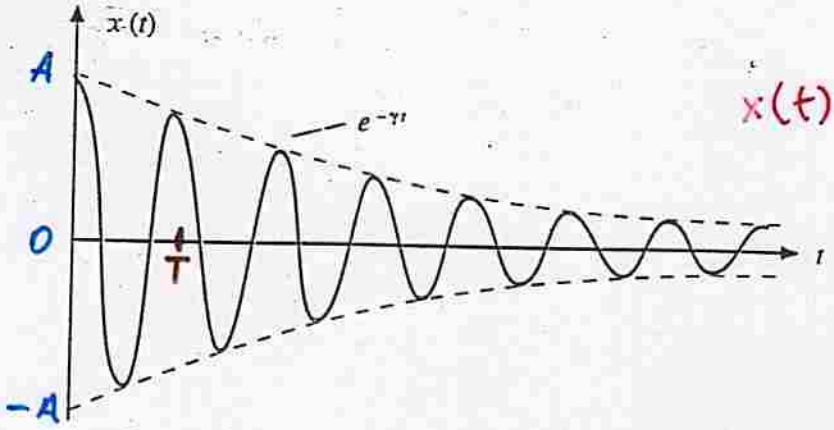
la soluzione può essere riscritta come:

$$x(t) = A e^{-\gamma t} \sin(\omega t + \phi)$$

A e ϕ dipendono dalle condizioni iniziali $(x(0)$ e $v(0))$

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} < \omega_0$

$T = \dfrac{2\pi}{\omega}$ = pseudo periodo



$$x(t) = A e^{-\gamma t} \sin(\omega t + \phi)$$

$$\phi = \frac{\pi}{2}$$

Il moto :

- è ancora oscillatorio
- si inverte ad intervalli regolari $\frac{T}{2} = \frac{\pi}{\omega}$
- non è periodico, perché

$$x(t+T) \neq x(t)$$

- l'ampiezza è smorzata esponenzialmente:

$$\frac{x(t+T)}{x(t)} = e^{-\gamma T} = e^{-\gamma \frac{2\pi}{\omega}}$$

- $\lim_{t \to \infty} x(t) = 0$
- $\lim_{t \to \infty} v(t) = 0$

$$x(t) = e^{-\gamma t}\left(a_1 e^{i\omega t} + a_2 e^{-i\omega t}\right) = e^{-\gamma t} f(t)$$

$$e^{\pm i\omega t} = \cos(\omega t) \pm i \sin(\omega t)$$

$$f(t) = a_1 \cos(\omega t) + i\, a_1 \sin(\omega t) + a_2 \cos(\omega t) - i\, a_2 \sin(\omega t) =$$

$$= (a_1 + a_2)\cos(\omega t) + i\,(a_1 - a_2)\sin(\omega t)$$

$=$ funzione reale

$$a_1 + a_2 = \text{Reale} \Rightarrow \operatorname{Im}\{a_1\} = -\operatorname{Im}\{a_2\}$$

$$i(a_1 - a_2) = \text{Reale} \Rightarrow \operatorname{Re}\{a_1\} = \operatorname{Re}\{a_2\}$$

$$\Downarrow$$

$a_1 = a + ib \quad , \quad a_2 = a - ib$ complessi coniugati

$$\Downarrow$$

$$a_1 + a_2 = 2a \quad , \quad i(a_1 - a_2) = -2b$$

Determiniamo A e ϕ reali tali che:

$$\begin{cases} a_1 + a_2 = 2a = A \sin\phi \\ i(a_1 - a_2) = -2b = A\cos\phi \end{cases}$$

$$\Downarrow$$

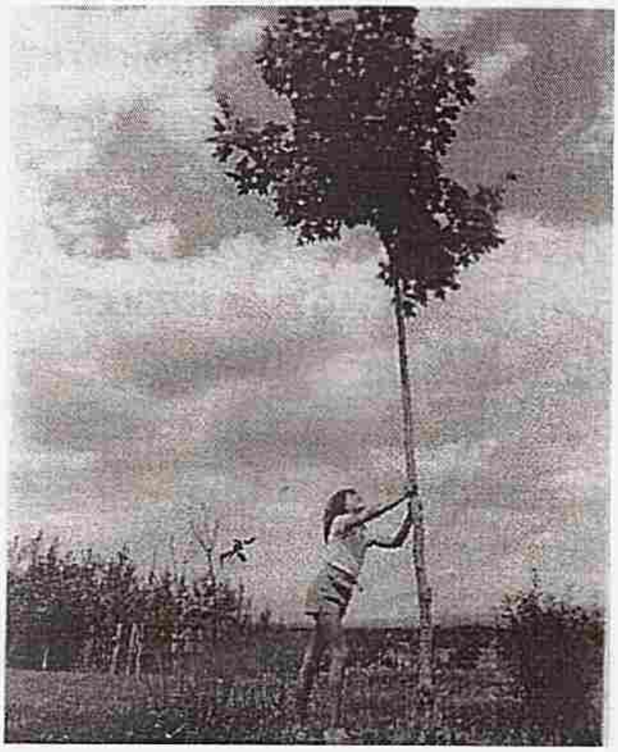
$$\begin{cases} A^2 = (2a)^2 + (-2b)^2 \\ \operatorname{tg}\phi = -\dfrac{a}{b} \end{cases}$$

$$f(t) = A\cos(\omega t)\sin\phi + A\sin(\omega t)\cos\phi =$$

$$= A \sin(\omega t + \phi)$$

$$x(t) = A e^{-\gamma t} \sin(\omega t + \phi)$$

OSCILLAZIONI FORZATE



Spinta costante sulla base dell'albero

$\Downarrow$

spostamento modesto della cima

Piccole spinte alla pulsazione appropriata

$\Downarrow$

moto oscillatorio di grande ampiezza della cima

OSCILLATORE ARMONICO FORZATO

Oscillazione persistente $\leftarrow$ applicazione di forza sinusoidale

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -Kx - bv + F_0 \sin\omega t$$

$\omega_0^2 = k/m$ pulsazione propria

$\gamma = b/2m$ coeff. di smorzamento

$$\boxed{\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \sin\omega t}$$

Equazione differenziale dell'oscillatore armonico forzato

Equazione differenziale lineare del secondo ordine, a coefficienti costanti, non omogenea.

Soluzione più generale:

$$x(t) = A \sin(\omega t + \phi) + Q_1 e^{\alpha_1 t} + Q_2 e^{\alpha_2 t}$$

con:

- α_1 e α_2 soluzioni dell'equazione caratteristica
$$\alpha^2 + 2\gamma\alpha + \omega_0^2 = 0$$
- Q_1 e Q_2 dipendenti dalle condizioni iniziali

$a_1 e^{\alpha_1 t} + a_2 e^{\alpha_2 t}$ fenomeno TRANSITORIO

$x(t) = A \sin(\omega t + \phi)$ soluzione PERSISTENTE

ω = pulsazione della forza esterna

A e ϕ = funzioni di ω

(N.B.: non più dipendenti dalle condizioni iniziali)

A e ϕ tali che:

$$\begin{cases} (\omega_0^2 - \omega^2) A \cos\phi - 2\gamma\omega A \sin\phi = F_0/m \\ (\omega_0^2 - \omega^2) A \sin\phi + 2\gamma\omega A \cos\phi = 0 \end{cases}$$

$$\Downarrow$$

$$A(\omega) = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\gamma\omega)^2}}$$

$$\operatorname{tg} \phi(\omega) = - \frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$\omega \ll \omega_0$	$A \approx F_0/K$	$\phi \approx 0$
$\omega = \omega_0$	$A = F_0/(2m\gamma\omega_0)$	$\phi = \frac{\pi}{2}$
$\omega \gg \omega_0$	$A \approx F_0/(m\omega^2)$	$\phi \approx \pi$

OSCILLATORE ARMONICO FORZATO

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m}\sin(\omega t)$$

soluzione persistente : $x(t) = A\sin(\omega t+\phi)$

$$\frac{dx}{dt} = A\omega\cos(\omega t+\phi) \quad ; \quad \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2\sin(\omega t+\phi)$$

$$-A\omega^2\sin(\omega t+\phi) + 2\gamma A\omega\cos(\omega t+\phi) + \omega_0^2 A\sin(\omega t+\phi) = \frac{F_0}{m}\sin(\omega t)$$

$$A(\omega_0^2-\omega^2)\sin(\omega t+\phi) + 2A\gamma\omega\cos(\omega t+\phi) = \frac{F_0}{m}\sin(\omega t)$$

$$A(\omega_0^2-\omega^2)[\sin(\omega t)\cos\phi + \cos(\omega t)\sin\phi] + 2A\gamma\omega[\cos(\omega t)\cos\phi + - \sin(\omega t)\sin\phi] = \frac{F_0}{m}\sin(\omega t)$$

$$[A(\omega_0^2-\omega^2)\cos\phi - 2A\gamma\omega\sin\phi]\sin(\omega t) + + [A(\omega_0^2-\omega^2)\sin\phi + 2A\gamma\omega\cos\phi]\cos(\omega t) = \frac{F_0}{m}\sin(\omega t)$$

$$\Downarrow$$

$$\begin{cases} A(\omega_0^2-\omega^2)\cos\phi - 2A\gamma\omega\sin\phi = F_0/m \\ A(\omega_0^2-\omega^2)\sin\phi + 2A\gamma\omega\cos\phi = 0 \end{cases}$$

Dalla 2ª equazione $\Rightarrow$ $\boxed{\operatorname{tg}\phi = -\frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2-\omega^2}}$

Elevando al quadrato entrambe le equazioni:

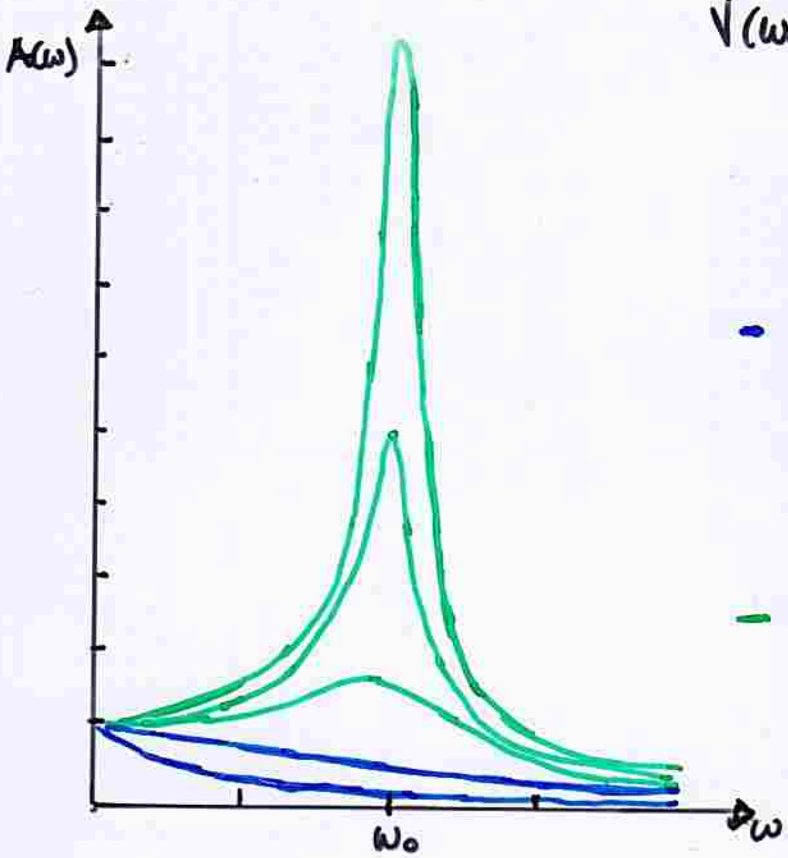
$$\begin{cases} A^2(\omega_0^2-\omega^2)^2\cos^2\phi - 4A^2\gamma\omega(\omega_0^2-\omega^2)\sin\phi\cos\phi + 4A^2\gamma^2\omega^2\sin^2\phi = (F_0/m)^2 \\ A^2(\omega_0^2-\omega^2)^2\sin^2\phi + 4A^2\gamma\omega(\omega_0^2-\omega^2)\sin\phi\cos\phi + 4A^2\gamma^2\omega^2\cos^2\phi = 0 \end{cases}$$

sommando membro a membro

$$A^2(\omega_0^2-\omega^2)^2 + 4A^2\gamma^2\omega^2 = (F_0/m)^2$$

$$\Rightarrow \boxed{A = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2 + (2\gamma\omega)^2}}}$$

$$A(\omega) = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2+(2\gamma\omega)^2}}$$



- $\omega_0^2 \leq 2\gamma^2$ smorzamento forte

andamento monotono decrescente

- $\omega_0^2 > 2\gamma^2$ smorzamento debole

esiste un valore massimo

$A(\omega) = \max$ per $\omega = \omega_M$

$$\omega_M = \sqrt{\omega_0^2 - 2\gamma^2} < \omega_0$$

$$A_{MAX} = A(\omega_M) = \frac{F_0/m}{2\gamma\sqrt{\omega_0^2-\gamma^2}} > A(\omega_0) = \frac{F_0/m}{2\gamma\,\omega_0}$$

γ diminuisce

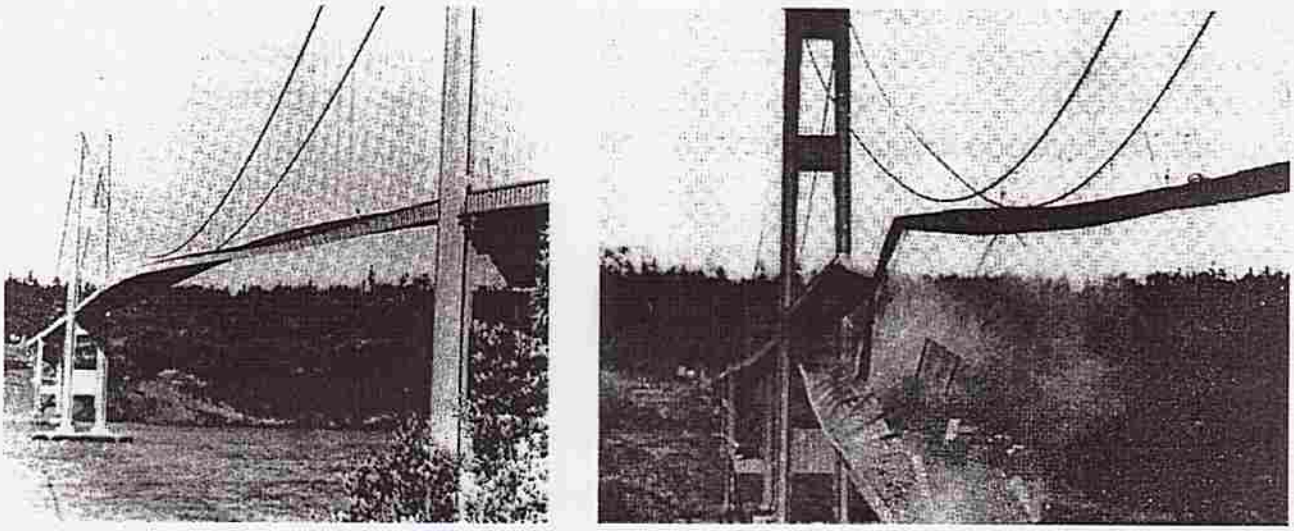
$\Downarrow$

$\omega_M \rightarrow \omega_0$

$\Downarrow$

A_{MAX} aumenta

RISONANZA



Tracoma Narrows Bridge (U.S.A.) - 1940

- $\omega_M = \sqrt{\omega_0^2 - 2\gamma^2}$

$$\gamma \to 0 \quad \Rightarrow \quad \omega_M \to \omega_0$$

- $A(\omega) = \dfrac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}}$

condizione di <u>risonanza</u> : $\omega = \omega_0$, $\gamma \to 0$

$$\Downarrow$$

$$A_{max} = A(\omega_M) = A(\omega_0) \to \infty$$

Risonanza $\Rightarrow$ massimo trasferimento di potenza

Come è stato ricostruito