

## 2. Moto unidimensionale

Sia dato un punto materiale  $(P, m)$  vincolato a muoversi su una curva fissa, regolare e non degenere di lunghezza  $\ell$  di parametrizzazione naturale  $\boldsymbol{\gamma}: [0, \ell] \rightarrow \mathbb{R}^3$ . La posizione del punto materiale durante il moto è  $\mathbf{x} = \boldsymbol{\gamma} \circ s$ , dove  $s(t)$  fornisce l'ascissa curvilinea al tempo  $t$ , che in questo contesto prende il nome di *legge oraria*. È importante sottolineare che qui *non* assumiamo, in generale, che  $s$  sia una parametrizzazione ammessa, ma semplicemente una applicazione di classe almeno  $\mathcal{C}^2$  che associ al valore del tempo  $t$  l'ascissa curvilinea  $s(t)$  del punto materiale lungo la curva. È utile ora scomporre il contributo della forza agente sul punto materiale separando il contributo vincolare da quello attivo, ovvero  $m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}^{(a)} + \mathbf{F}^{(v)}$ , ed esprimere l'equazione nella base fornita dalla terna di Frenet della curva per sfruttare la natura intrinsecamente unidimensionale del moto. Sappiamo infatti che

$$\ddot{\mathbf{x}} = \ddot{s}\hat{\mathbf{t}} + \dot{s}^2\kappa\hat{\mathbf{n}}$$

per cui nel punto di ascissa curvilinea  $s$  devono valere tre equazioni

$$(1.2) \quad m\ddot{s} = \langle \mathbf{F}^{(a)}(s, \dot{s}, t), \hat{\mathbf{t}}(s) \rangle,$$

$$(1.3) \quad m\kappa(s)\dot{s}^2 = \langle \mathbf{F}^{(a)}(s, \dot{s}, t) + \mathbf{F}^{(v)}(s, t), \hat{\mathbf{n}}(s) \rangle,$$

$$(1.4) \quad 0 = \langle \mathbf{F}^{(a)}(s, \dot{s}, t) + \mathbf{F}^{(v)}(s, t), \hat{\mathbf{b}}(s) \rangle.$$

L'obiettivo è ottenere la legge oraria  $s(t)$  disponendo di opportune condizioni iniziali, per esempio  $s(0) = s_0$  e  $\dot{s}(0) = v_0$  al tempo  $t = 0$ , assunto essere tempo iniziale, e supponendo di conoscere la forma funzionale di  $\mathbf{F}^{(a)}$ . Il fatto che il vincolo sia liscio fa sì che la prima delle tre equazioni non dipenda dalla reazione vincolare. Chiamando

$$f(s, \dot{s}, t) := \langle \mathbf{F}^{(a)}(s, \dot{s}, t), \hat{\mathbf{t}}(s) \rangle$$

la prima equazione assume la forma più semplice

$$m\ddot{s} = f(s, \dot{s}, t).$$

In due casi è possibile risolvere esplicitamente il problema: se  $f \equiv f(s)$ , e se  $f \equiv f(\dot{s})$ .

**TEOREMA 2.1.** *Il problema  $m\ddot{s} = f$  è integrabile per quadrature nel caso in cui  $f$  dipenda solo da  $s$  o solo da  $\dot{s}$ .*

**DIMOSTRAZIONE.** Indichiamo con  $s_0 := s(0)$  e  $v_0 := \dot{s}(0)$ . Se  $f \equiv f(s)$ , il moto equivale a quello di un punto materiale soggetto ad una forza conservativa in una dimensione. È infatti possibile introdurre il potenziale

$$V(s) := - \int_{s_0}^s f(x) dx,$$

dove  $s_0$  è un valore arbitrario in  $[0, \ell]$ , con  $\ell$  lunghezza della curva, di modo che la quantità

$$E = \frac{1}{2}m\dot{s}^2 + V(s)$$

risulti conservata durante il moto. Inoltre, il fatto che il contributo cinetico debba essere sempre positivo fa sì che il moto possa avvenire solo in regioni in cui

$$E - V(s) \geq 0.$$

Se  $E - V(s) > 0$ , l'espressione dell'energia meccanica implica

$$\frac{dt}{ds} = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{E - V(s)}} \Rightarrow t = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{s_0}^s \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{E - V(x)}} dx,$$

che è la soluzione implicita del problema.

Se invece  $f \equiv f(\dot{s})$ ,

$$m\ddot{s} = f(\dot{s}) \Rightarrow m \int_{v_0}^{v(t)} \frac{1}{f(u)} du = t,$$

che permette di ottenere una equazione per  $v(t)$  la cui successiva integrazione permette, in linea di principio, di ottenere  $s$  tramite un'ulteriore quadratura.  $\square$

Il caso in cui  $f \equiv f(s)$  è di importanza speciale dato che permette una analisi più particolareggiata e ha, come vedremo, importanti applicazioni. La funzione

$$\Phi(s) := 2 \frac{E - V(s)}{m}$$

contiene in particolare tutte le informazioni sulle traiettorie ammesse. Il moto può infatti verificarsi solo nelle regioni in cui  $\Phi(s) > 0$ , mentre gli zeri della funzione separano la curva  $\gamma$  in porzioni mutualmente inaccessibili. Per vedere questo fatto, supponiamo per esempio di avere, nella notazione precedente,  $v_0 > 0$  e  $\Phi(s_0) > 0$ : se  $\Phi(s) > 0$  per ogni  $s > s_0$ , allora

$$t(s) = \int_{s_0}^s \frac{dx}{\sqrt{\Phi(x)}}$$

è una funzione strettamente monotona crescente e quindi invertibile. Viceversa, se esiste  $\hat{s} > s_0$  tale che  $\Phi(\hat{s}) = 0$  e  $\Phi(s) > 0$  per  $s \in [s_0, \hat{s})$ , il tempo necessario per raggiungere tale punto a partire da  $s_0$  è dato da

$$\hat{t} = \int_{s_0}^{\hat{s}} \frac{dx}{\sqrt{\Phi(x)}}.$$

Questa quantità può essere finita o infinita dipendentemente dal fatto che  $\hat{s}$  sia uno zero semplice o multiplo di  $\Phi(s)$ , rispettivamente. Nel primo caso,  $\hat{s}$  verrà toccato in un tempo finito, mentre nel secondo caso il sistema raggiungerà  $\hat{s}$  solo asintoticamente: il moto sarà perciò limitato alla regione  $s < \hat{s}$  durante l'evoluzione. In generale, gli zeri multipli di  $\Phi(s)$  sono punti inaccessibili (e invalicabili) per il punto materiale, a meno che quest'ultimo non si trovi esattamente in uno di essi nel suo stato iniziale  $s_0$ .

**DEFINIZIONE 2.1.** Gli zeri semplici di  $\Phi(s)$  sono detti punti di inversione.

**TEOREMA 2.2.** *Il moto tra due punti di inversione consecutivi  $\hat{s}_-$  ed  $\hat{s}_+ > \hat{s}_-$  è periodico di periodo*

$$\tau = \int_{\hat{s}_-}^{\hat{s}_+} \frac{2 dx}{\sqrt{\Phi(x)}}.$$

**DIMOSTRAZIONE.** Supponiamo  $s_0 \in (\hat{s}_-, \hat{s}_+)$  e  $v_0 > 0$ . Per ipotesi  $\Phi(s) = (s - \hat{s}_-)(s - \hat{s}_+)\phi(s)$  con  $\phi(s) > 0$  per  $s \in [\hat{s}_-, \hat{s}_+]$ . Abbiamo che  $\dot{s}^2 = \Phi(s)$ , per cui  $\dot{s} = 0$  per  $s = \hat{s}_{\pm}$ . D'altra parte, la forza in questi punti ha segno opposto:

$$f(\hat{s}_+) = \Phi'(\hat{s}_+) = -(\hat{s}_+ - \hat{s}_-)\phi(\hat{s}_+) < 0, \quad f(\hat{s}_-) = \Phi'(\hat{s}_-) = (\hat{s}_+ - \hat{s}_-)\phi(\hat{s}_-) > 0,$$

il che fa sì che il moto si inverta in questi punti estremali. Partendo da  $s_0$  con  $v_0 > 0$  al tempo  $t = 0$ , il moto prosegue cioè fino a  $\hat{s}_+$  dove la velocità si annulla e, per effetto di una forza negativa, subisce una accelerazione verso  $\hat{s}_-$  che lo fa ripassare da  $s_0$  con velocità opposta in segno, fino ad arrivare in  $\hat{s}_-$ , dove nuovamente il moto si inverte e il punto torna infine in  $s_0$

con stessa velocità  $v_0$  dopo un tempo  $\tau$ : da qui in poi il moto si riproduce *identico* essendosi verificate nuovamente, al tempo  $\tau$ , le stesse condizioni cinematiche osservate al tempo  $t = 0$ . Il tempo del periodo quindi è

$$\tau = \int_{s_0}^{\hat{s}_+} \frac{dx}{\sqrt{\Phi(x)}} + \int_{\hat{s}_+}^{\hat{s}_-} \frac{dx}{\sqrt{\Phi(x)}} + \int_{\hat{s}_-}^{s_0} \frac{dx}{\sqrt{\Phi(x)}} = 2 \int_{\hat{s}_-}^{\hat{s}_+} \frac{dx}{\sqrt{\Phi(x)}}. \quad \square$$

Se il moto ha inizio esattamente in uno zero di  $\Phi$ , ovvero  $\Phi(s_0) = 0$ , questo significa  $\dot{s}(0) = 0$ : sarà quindi il valore di  $\Phi'(s_0) = \frac{2}{m}f(s_0)$  a determinare il segno dell'accelerazione  $\ddot{s}$  nell'istante iniziale e quindi il verso del moto. Infine, se  $\Phi(s_0) = \Phi'(s_0) = 0$ , il punto è in equilibrio e  $s(t) = s_0$  è soluzione del problema.

**2.1. Spazio delle fasi.** Nella forma  $m\ddot{s} = f(s, \dot{s}, t)$ , l'equazione del moto equivale ad una coppia di equazioni del primo ordine in uno spazio bidimensionale; ovvero, rinominando  $x$  la variabile  $s$  ed indicando con  $y = \dot{s}$ , possiamo scrivere

$$\dot{y} = \frac{1}{m}f(x, y, t), \quad \dot{x} = y.$$

**DEFINIZIONE 2.2.** Il piano  $(x, y) \in \mathbb{R}^2$  prende il nome di spazio delle fasi. Su di esso, è definito il campo vettoriale  $\mathbf{f}: (x, y) \mapsto (y, \frac{1}{m}f(x, y, t))$  le cui curve integrali sono dette *curve di fase del sistema*. L'operatore

$$\mathbf{g}^t: (x_0, y_0) = (x(t), y(t)), \quad x(0) = x_0, \quad y(0) = y_0$$

descrive l'evoluzione del sistema lungo una curva di fase ed è detto *flusso di fase* del sistema.

In altre parole,  $\mathbf{g}^t$  associa alle condizioni iniziali  $(x_0, y_0)$  al tempo  $t = 0$  il risultato dell'integrazione del moto fino al tempo  $t$ . Se  $f \equiv f(s)$ , le equazioni del moto implicano la conservazione dell'energia

$$E := \frac{1}{2}m\dot{s}^2 + V(s),$$

dove come sopra  $V(s) := -\int_{s_0}^s f(x) dx$ , pertanto le curve di fase sono isoenergetiche: fissato  $e \in \mathbb{R}$ ,

$$\mathcal{M}(e) := \left\{ (x, y) \in \mathbb{R}^2 : E(x, y) := \frac{1}{2}my^2 + V(x) = e \right\}$$

contiene le curve di fase di energia  $e$ . L'insieme  $\mathcal{M}(e)$  è in generale costituito da diverse componenti connesse, la cui regolarità è garantita se  $\nabla E = (V'(x), my) \neq \mathbf{0}$ .

**DEFINIZIONE 2.3.** Un punto  $(x_0, 0)$  si dice *di equilibrio* se la curva di fase passante per esso si riduce al punto stesso, ovvero  $\mathbf{g}^t(x_0, 0) = (x_0, 0) \quad \forall t > 0$ .

In questo contesto unidimensionale, poiché assumiamo  $V$  differenziabile, la condizione di punto di equilibrio equivale a richiedere che  $V'(x_0) = 0$ , ovvero che  $x_0$  sia un punto critico del potenziale, in virtù del teorema di Cauchy. I punti di equilibrio quindi sono punti *critici* in cui  $\nabla E(x, y) = \mathbf{0}$ .

**Esempio 1.2** — A titolo esemplificativo, consideriamo un punto materiale di massa  $m = 1$  soggetto al potenziale  $V(x) = x^2(x-1)^2(x+1)^2$ . In Fig. 1 è possibile osservare il diagramma di fase e alcune curve di fase per diversi valori dell'energia meccanica totale  $E$ .

Per caratterizzare i punti critici, diamo la seguente definizione.

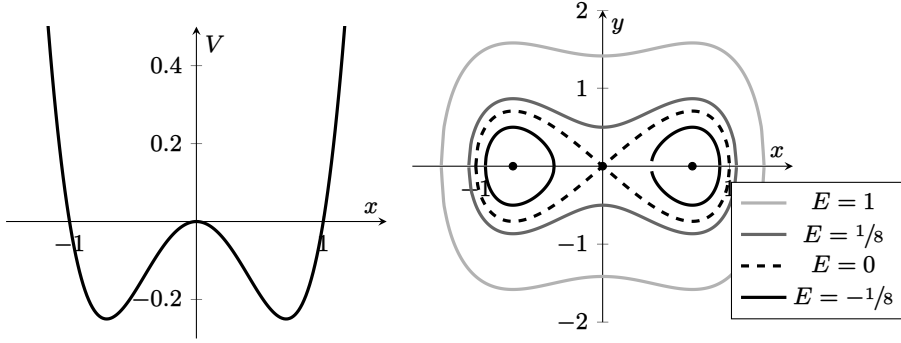


FIGURA 1. Potenziale nell'Esempio 1.2. Sono indicati i punti critici e le separatrici in linea tratteggiata.

DEFINIZIONE 2.4. Un punto  $\mathbf{z}_0 = (x_0, 0)$  si dice *stabile secondo Lyapunov* se  $\forall \epsilon > 0 \exists \delta > 0$  per cui, denotato  $\mathbf{z} = (x, y)$  si ha che

$$\|\mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| < \delta \Rightarrow \|\mathbf{g}^t \mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| \leq \epsilon, \quad \forall t > 0.$$

Il punto si dice *asintoticamente stabile* se esiste  $\delta > 0$  tale per cui

$$\|\mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| < \delta \Rightarrow \lim_{t \rightarrow +\infty} \mathbf{g}^t \mathbf{z} = \mathbf{z}_0.$$

Se  $I_\delta(\mathbf{z}_0) := \{\|\mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| < \delta : \lim_{t \rightarrow +\infty} \mathbf{g}^t \mathbf{z} = \mathbf{z}_0\}$ , allora  $I_{\max}(\mathbf{z}_0) = \bigcup_\delta I_\delta(\mathbf{z}_0)$  è detto *bacino di attrazione* di  $\mathbf{z}_0$ . Un punto non stabile si dice infine *instabile*.

In altre parole, un punto è stabile secondo Lyapunov se, avviando il moto in prossimità di tale punto nello spazio delle fasi, non ce ne si allontana mai. Nel caso del moto unidimensionale che stiamo analizzando questa definizione ci porta alla seguente

PROPOSIZIONE 2.3. *Se  $V$  ha un punto di minimo relativo isolato in  $x_0$ , allora esso è un punto di equilibrio stabile secondo Lyapunov.*

DIMOSTRAZIONE. Fissato un qualunque intorno  $I$  di  $\mathbf{z}_0 := (x_0, 0)$ , sia

$$J_\delta(\mathbf{z}_0) := \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 : E(x, y) < E(x_0, 0) + \delta\}.$$

Per  $\delta$  sufficientemente piccolo, la componente connessa  $J_\delta$  contenente  $\mathbf{z}_0$  è in  $I$ : tale componente sarà invariante sotto  $\mathbf{g}^t$  per via della conservazione dell'energia.  $\square$

**Esempio 1.3** — Si noti che se un punto è di equilibrio stabile secondo Lyapunov non è necessariamente un punto di minimo relativo dell'energia potenziale: questo si vede facilmente ammettendo che  $V(x)$  sia non analitica. Supponiamo, per esempio, di avere un punto materiale di massa unitaria in moto nel potenziale

$$V(x) = \begin{cases} x^2 \sin \frac{1}{x} & x \neq 0 \\ 0 & x = 0. \end{cases}$$

L'energia potenziale considerata ha tutte le derivate nulle in  $x = 0$ : tale punto non è di minimo relativo per  $V(x)$ , dato che per ogni  $\delta > 0$  esiste un  $x \neq 0$  tale che  $V(x) < 0$ . Tuttavia,  $x = 0$  è di equilibrio stabile secondo Lyapunov. Supponiamo infatti che il sistema abbia energia positiva,  $\frac{1}{2}y^2 + V(x) = E > 0$ . Possiamo individuare due punti di inversione  $x_\pm(E)$ , di modo che il moto avvenga sempre nell'intervallo  $[x_-(E), x_+(E)]$  (vedasi figura) con  $|x_\pm(E)| \rightarrow 0$  per  $E \rightarrow 0^+$ . Inoltre, in tale intervallo,  $V(x) > -E$  e quindi  $E = \frac{1}{2}y^2 + V(x) > \frac{1}{2}y^2 - E \Rightarrow |y| < \sqrt{2E}$ . La misura dell'intorno nello spazio delle fasi in cui avviene il moto,  $[x_-(E), x_+(E)] \times [-\sqrt{2E}, \sqrt{2E}]$ , può quindi essere resa piccola a piacere, e perciò

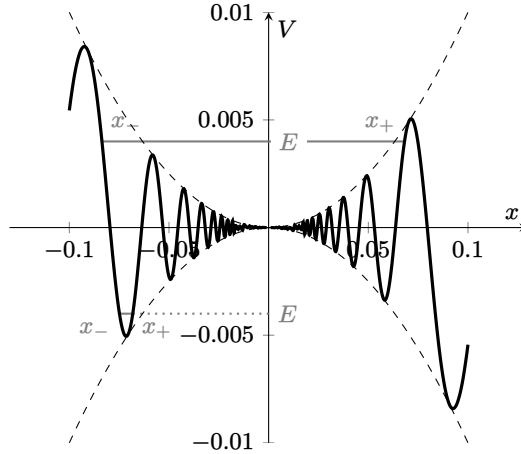


FIGURA 2. Potenziale e diagramma di fase associato nell'Esempio 1.3.

$x = 0$  è di equilibrio per  $E > 0$ . Un ragionamento analogo può essere fatto per  $E < 0$ , dove un intervallo arbitrariamente vicino all'origine può essere scelto di modo che il suo corrispondente intervallo nello spazio delle fasi sia arbitrariamente piccolo per  $E \rightarrow 0^-$ .

**DEFINIZIONE 2.5.** Un insieme  $\mathcal{M}(e)$  contenente un punto critico instabile si dice *curva separatrice*.

Una separatrice è per costruzione data dall'unione dei punti di equilibrio instabili e da curve connesse che esprimono traiettorie di moto che tendono asintoticamente ai detti punti di equilibrio instabile, senza mai raggiungerli.

**2.2. Pendolo.** Il *pendolo semplice* è un dispositivo meccanico che consiste di un punto materiale di massa  $m$  vincolato, tramite vincolo olonomo liscio, a muoversi su una circonferenza di raggio  $\ell$  in un piano verticale. Il moto è soggetto alla forza di gravità di modo che, indicando con  $\theta \in [-\pi, \pi)$  la deviazione dalla verticale del dispositivo, l'equazione del moto ha la forma

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{\ell} \cos \theta = 0.$$

dove  $g > 0$  è l'accelerazione di gravità. Si tratta di un sistema autonomo che sviluppa il suo moto in una dimensione, e la sua energia meccanica è

$$E = \frac{1}{2} m \ell^2 \dot{\theta}^2 - m g \ell \cos \theta$$

a meno di una costante additiva arbitraria. Indicando con  $e := \frac{E}{m g \ell}$  e  $\tau^2 := \frac{\ell}{g}$ , questa relazione si riscrive

$$\dot{\theta}^2 = \frac{2}{\tau^2} (\cos \theta + e) \equiv \Phi(\theta),$$

che richiede  $e \geq -1$  per aver senso. Al variare di  $e$  possono distinguersi diversi tipi di moto.

Se  $e > 1$ , allora  $\Phi(\theta)$  non ammette zeri e il moto consiste di *rotazioni* lungo l'intera circonferenza ammissa. È utile visualizzare queste traiettorie nello spazio delle fasi  $(\theta, \dot{\theta})$ , che in questo caso è  $\mathbb{S}_1 \times \mathbb{R}$ , ovvero un cilindro infinito. Nel caso  $e > 1$  le traiettorie si avvolgono infatti attorno al cilindro.

Se invece  $|e| < 1$ ,  $\Phi(e)$  ammette degli zeri: in questo caso il moto è periodico e il moto consiste di *oscillazioni*. Le traiettorie non si avvolgono attorno al cilindro e (a differenza del caso

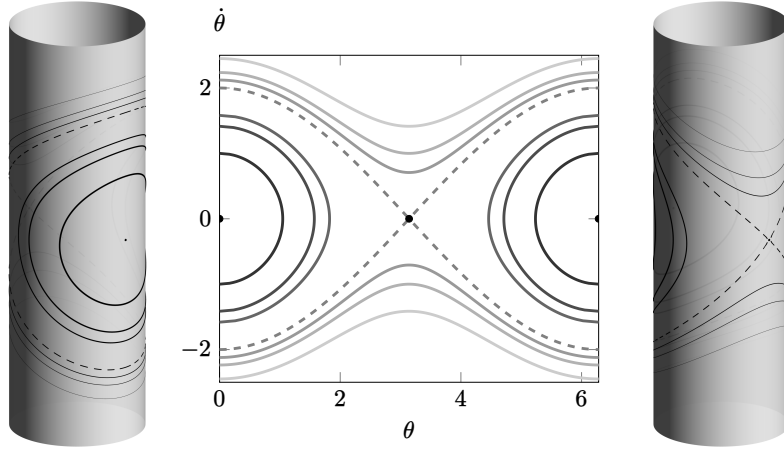


FIGURA 3. Spazio delle fasi del pendolo con  $\tau = 1$ . Sono visualizzate le traiettorie per diversi valori di  $e$ , inclusa la separatrice ( $e = 1$ , linea tratteggiata) e i due punti critici.

$e > 1$ ) possono essere deformate con continuità in un punto, corrispondente all'unica soluzione di equilibrio *stabile*  $(\theta, \dot{\theta}) = (0, 0)$ . Il caso  $e = 1$  è marginale: l'equazione

$$\dot{\theta}^2 = \frac{2}{\tau^2}(\cos \theta + 1)$$

identifica la *separatrice* nello spazio delle fasi che delimitano i due diversi regimi: essa passa infatti per l'unica soluzione di equilibrio *instabile*,  $(\theta, \dot{\theta}) = (\pi, 0)$ . Il caso  $e = -1$  invece ammette come uniche possibili soluzioni le soluzioni di equilibrio stabile e instabile.

Il moto del pendolo può essere integrato esattamente ricorrendo ad alcune funzioni speciali. Qui ci limiteremo all'integrazione delle equazioni del moto lungo la separatrice, ovvero al caso  $e = 1$ . Dal fatto che  $2 \sin^2 \frac{\theta}{2} = 1 - \cos \theta$  si può scrivere

$$\dot{\theta}^2 = 4 \frac{1 - \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\tau^2} \Leftrightarrow \left( \frac{\dot{u}}{1 - u^2} \right)^2 = \frac{1}{\tau^2},$$

dove abbiamo introdotto  $u = \sin \frac{\theta}{2}$ , che si integra direttamente tenendo conto che  $u \in [-1, 1]$ . Assumendo come istante di tempo iniziale  $t = 0$  e che in tale istante  $u(0) = 0$  e  $\dot{u}(0) > 0$ , avremo

$$\frac{t}{\tau} = \int_0^u \frac{1}{1 - x^2} dx = \operatorname{atanh} u \Rightarrow u(t) = \tanh \left( \frac{t}{\tau} \right).$$

Si noti che non abbiamo imposto il modulo della *velocità* iniziale: questo è dovuto al fatto che abbiamo risolto le equazioni ad energia fissa, per cui la velocità iniziale è automaticamente fissata *in modulo* una volta dato  $u(0)$  dalla condizione  $e = 1$ .

**2.3. Piccole oscillazioni.** Lo studio di un sistema unidimensionale autonomo in prossimità di un punto  $\mathbf{z}_0 = (x_0, 0)$  di equilibrio nello spazio delle fasi può essere effettuato in una certa generalità in approssimazione di *piccole oscillazioni*. Assumiamo che il potenziale a cui il sistema è soggetto sia analitico. Introduciamo la variabile  $\xi := x - x_0$ , di modo che il sistema di equazioni da studiare possa scriversi come

$$\dot{\xi} = y, \quad \dot{y} = -\frac{1}{m} V'(x_0 + \xi).$$

Essendo  $x_0$  di equilibrio, la seconda equazione si può riscrivere espandendo in serie di potenze

$$\dot{y} = -\frac{1}{2m}V''(x_0)\xi^2 + o(\xi^2).$$

Trascurando gli ordini superiori al primo, assumiamo che  $V''(x_0) \neq 0$ . Introducendo

$$\omega^2 := \frac{1}{m}|V''(x_0)|, \quad \sigma := \text{sign}(V''(x_0)) \in \{-1, 1\}$$

l'equazione assume la formula molto semplice

$$\ddot{\xi} - \sigma\omega^2\xi = 0,$$

che descrive un *oscillatore armonico* se il punto è di equilibrio *stabile*, ovvero  $\sigma > 0$ . Essa ha soluzioni

$$\xi(t) = \begin{cases} \xi(0) \cos(\omega t) + \frac{y(0)}{\omega} \sin(\omega t) & \text{se } V''(x_0) > 0 \\ \xi(0) \cosh(\omega t) + \frac{y(0)}{\omega} \sinh(\omega t) & \text{se } V''(x_0) < 0. \end{cases}$$

di modo che le traiettorie corrispondenti nello spazio delle fasi sono ellissi o iperboli a seconda che il punto sia di equilibrio stabile o instabile rispettivamente. È importante osservare che la soluzione è stata derivata nell'ipotesi di *piccole deviazioni* dalla posizione di equilibrio, ed è quindi una soluzione approssimata potenzialmente molto lontana dalla soluzione corretta quando  $\xi$  assume valori troppo grandi.

**Esempio 1.4** (Moto armonico smorzato e forzato) — In molte applicazioni occorre considerare, nello studio di un moto armonico attorno ad un punto di equilibrio stabile, la presenza di una forza aggiuntiva che agisce sul punto materiale  $P$  di traiettoria  $\mathbf{x}$  tentando di frenarne il moto: tale forza esprime la *resistenza del mezzo* ed è tipicamente nella forma  $\mathbf{F}_v = -\eta\dot{\mathbf{x}}$ , con  $\eta > 0$ , di modo che la forza frenante è tanto più intensa quanto più grande è la velocità del corpo. In aggiunta alla forza di richiamo e alla forza dissipativa, è possibile anche includere la presenza di una certa forza esterna *forzante*  $\mathbf{F}(t)$  nella direzione del moto. Assumeremo in particolare che, detta  $\hat{\mathbf{t}}$  il versore tangente alla traiettoria di  $P$ ,  $\mathbf{F}(t) = F \cos(\omega_* t + \phi_0)\hat{\mathbf{t}}$ , per una certa terna di valori reali  $F, \omega_*, \phi_0 \in \mathbb{R}$ .

Dati i nuovi contributi, l'equazione per  $\xi$  viene ad essere modificata ed assume la forma

$$(1.5) \quad \ddot{\xi} + 2\beta\dot{\xi} + \omega^2\xi = \frac{F}{m} \cos(\omega_* t + \phi_0),$$

dove si è tenuto conto del fatto che  $\dot{\mathbf{x}} = \dot{s}\hat{\mathbf{t}} = \dot{\xi}\hat{\mathbf{t}}$ , e si è ridefinito  $\beta := \frac{\eta}{2m}$ . Data la natura periodica della forzante, possiamo convertire il problema in una equazione differenziale per la funzione complessa  $z$ , che soddisfa l'equazione

$$\ddot{z} + 2\beta\dot{z} + \omega^2 z = \frac{F}{m} e^{i(\omega_* t + \phi)}$$

di cui prenderemo la parte reale come soluzione. La procedura da applicare è standard: si cerca anzitutto una soluzione generica dell'equazione omogenea, nella forma  $\xi(t) = e^{\lambda t}$ . Sostituendo questa espressione nell'equazione differenziale, otteniamo

$$\lambda^2 + 2\beta\lambda + \omega^2 = 0 \Rightarrow \lambda_{\pm} = -\beta \pm \hat{\omega}, \quad \text{dove } \hat{\omega} := \sqrt{\beta^2 - \omega^2}.$$

Si ha così che la soluzione dell'equazione omogenea ha la forma

$$z_0(t) = \begin{cases} e^{-\beta t} (\alpha_+ e^{\hat{\omega} t} + \alpha_- e^{-\hat{\omega} t}) & \hat{\omega} \neq 0 \\ e^{-\beta t} (\alpha_+ + \alpha_- t) & \hat{\omega} = 0. \end{cases}$$

Dobbiamo ora cercare una soluzione particolare  $z_p$  al problema. Un *ansatz* possibile è  $z_p(t) = b e^{i\omega_* t}$  per un qualche  $b \in \mathbb{C}$ . Inserendo questo *ansatz* nell'equazione si trova che in effetti essa è soddisfatta scegliendo

$$b = \frac{F}{m} \frac{e^{i\phi_0}}{\omega^2 + 2i\beta\omega_* - \omega_*^2}.$$

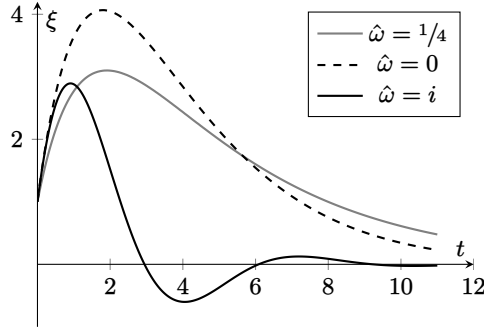


FIGURA 4. Evoluzione di  $\xi$  in un generico moto armonico smorzato (senza forzante) con stesse condizioni iniziali ma diversi parametri  $\beta$  e  $\hat{\omega}$ .

La nostra soluzione generale è quindi

$$z(t) = \frac{F}{m} \frac{e^{i(\omega_* t + \phi_0)}}{\omega^2 + 2i\beta\omega_* - \omega_*^2} + \begin{cases} e^{-\beta t} (\alpha_+ e^{\hat{\omega} t} + \alpha_- e^{-\hat{\omega} t}) & \text{se } \hat{\omega} \neq 0 \\ e^{-\beta t} (\alpha_+ + \alpha_- t) & \text{se } \hat{\omega} = 0, \end{cases}$$

Per semplificare i nostri calcoli e la nostra analisi, consideriamo anzitutto il caso  $F = 0$ , ovvero rimuoviamo la forzante e assumiamo ci sia solo dissipazione. Analizziamo i diversi casi separatamente, con generiche condizioni iniziali  $\xi(0) =: \xi_0$  e  $\dot{\xi}(0) =: v_0$ , avendo assunto come istante iniziale  $t = 0$ .

$\text{Im}(\hat{\omega}) = 0$ : Supponiamo inizialmente  $\hat{\omega} > 0$  reale. In questo caso, essendo  $\hat{\omega} < \beta$ , il moto è tale che  $\xi(t) \rightarrow 0$  per  $t \rightarrow +\infty$  monotonicamente, ovvero la posizione di equilibrio è asintoticamente stabile. Imponendo le condizioni iniziali, si trova che

$$\alpha_+ + \alpha_- = \xi_0, \quad \alpha_+(\hat{\omega} - \beta) - \alpha_-(\hat{\omega} + \beta) = v_0 \Rightarrow \xi(t) = e^{-\beta t} \left( s_0 \cosh \hat{\omega} t + \frac{v_0 + \beta s_0}{\hat{\omega}} \sinh \hat{\omega} t \right).$$

Se  $\xi_0 \neq 0$ , gli istanti in cui il sistema passa per la posizione di equilibrio ( $\xi(t) = 0$ ) soddisfano l'equazione

$$\tanh(\hat{\omega} t) = -\frac{\hat{\omega} \xi_0}{v_0 + \beta \xi_0}.$$

che ha un'unica soluzione se e solo se  $\left| \frac{\hat{\omega} \xi_0}{v_0 + \beta \xi_0} \right| < 1$ : se ciò non avviene, il sistema non passa mai dal punto di equilibrio. Se invece  $\hat{\omega} = 0$ , il moto è detto *criticamente smorzato* e la soluzione generale del problema, una volta imposte le condizioni iniziali, ha la forma

$$s(t) = e^{-\beta t} (s_0 + (v_0 + \beta s_0)t).$$

Se  $\xi_0 \neq 0$  il sistema passa per il punto di equilibrio una sola volta se  $v_0 < -\beta s_0$ , diversamente ciò non avviene mai.

$\text{Im}(\hat{\omega}) \neq 0$ : Se  $\hat{\omega} = i\hat{\omega}_0$  è immaginario puro,  $\xi(t) \rightarrow 0$  per  $t \rightarrow +\infty$ , ma eseguendo un certo numero di oscillazioni. Imponendo le condizioni iniziali si ottiene

$$\xi(t) = e^{-\beta t} \left( s_0 \cos(\hat{\omega}_0 t) + \frac{v_0 + \beta s_0}{\hat{\omega}_0} \sin(\hat{\omega}_0 t) \right).$$

Un sistema con  $\xi_0 \neq 0$  passa dalla posizione di equilibrio negli infiniti istanti di tempo che soddisfano l'equazione

$$\tan(\hat{\omega}_0 t) = -\frac{\hat{\omega}_0 s_0}{v_0 + \beta s_0}.$$

L'analisi si può ripetere in maniera simile nel caso in cui sia presente una forzante per quanto riguarda il contributo della soluzione omogenea al variare del campo in cui vive  $\hat{\omega}$ . Il contributo omogeneo alla soluzione è perciò sempre *smorzato* e diventa trascurabile rispetto al contributo forzante per  $t \gg 0$ . Per



$t \gg 0$  si trova che la soluzione ha la forma

$$\xi(t) = \frac{F}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_*^2)^2 + 4\beta^2 \omega_*^2}} \cos\left(\omega_* t + \phi_0 + \arctan \frac{2\beta \omega_*}{\omega_*^2 - \omega^2}\right) + \text{termini di ordine superiore.}$$

Il termine forzante, dominante per  $t \gg 0$ , è indipendente dalle precise condizioni iniziali ma mantiene una dipendenza dalla frequenza propria  $\omega$  del sistema. In particolare, l'ampiezza del termine forzante è massima quando

$$\omega_* = \sqrt{\omega^2 - 2\beta^2} \quad \text{se} \quad \omega^2 > 2\beta^2.$$

Questo valore è detto *frequenza di risonanza*.

**Esempio 1.5** (Battimenti) — Il fenomeno dei *battimenti* si verifica quando il moto emerge da una sovrapposizione di due moti oscillatori con frequenze molto vicine, nella forma

$$\xi(t) = a_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + a_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2).$$

Se  $a = a_1 = a_2$ , possiamo applicare l'identità  $\cos x + \cos y = 2 \cos \frac{x+y}{2} \cos \frac{x-y}{2}$ ,

$$\xi(t) = 2a \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t + \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right)$$

e osservare che, se  $\omega_1 \simeq \omega_2 \simeq \omega$ , il primo termine produce una oscillazione di frequenza simile a quella delle due componenti originarie, mentre il secondo fattore manifesta una frequenza molto più bassa, e apparirà come un termine che “modula” il primo contributo su scale temporali più lunghe.