

INTRODUZIONE ALLA
MECCANICA LAGRANGIANA
CORSO DI LAUREA IN MATEMATICA

— 16 FEBBRAIO 2026 —

GABRIELE SICURO



ALMA MATER STUDIORUM
UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

PREMESSA. Si raccomandano i seguenti volumi.

V. I. ARNOLD, *Metodi matematici della meccanica classica*, Editori Riuniti, 1974.

A. FASANO, S. MARMI, *Meccanica analitica*, Bollati Boringhieri, 2002.

I seguenti possono essere utili per la consultazione complementare.

L. D. LANDAU, *Fisica teorica I. Meccanica*, Editori Riuniti, 1976.

Meriti delle note da darsi alle fonti, errori da assegnarsi all'estensore.

Indice

Capitolo 1. Richiami di meccanica newtoniana	1
1. Spaziotempo galileiano	1
2. Postulati della meccanica	9
3. Cambi di riferimento	17
Capitolo 2. Meccanica lagrangiana	25
1. Le equazioni di Lagrange	25
2. Il moto unidimensionale	36
3. Equilibrio e spazio delle fasi in sistemi autonomi	40
4. Piccole oscillazioni	47
5. Il moto in un campo centrale	53
Capitolo 3. Formulazione variazionale	63
1. Problemi variazionali	63
2. Principio di Hamilton	65
3. Teorema di Noether e leggi di conservazione	67
Capitolo 4. Meccanica del corpo rigido	73
1. Cinematica del moto rigido	73
2. Aspetti dinamici del moto rigido	78
Appendice A. Richiami matematici	91
1. Richiami sulle curve in \mathbb{R}^n	91

Siano

$$\mathbf{f}: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m, \quad \mathbf{f}(\mathbf{x}) = (f_j(\mathbf{x}))_{j=1}^m, \quad \varphi: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$$

generiche funzioni differenziabili nel loro argomento $\mathbf{x} = (x_i)_{i=1}^n \in \mathbb{R}^n$.

Notazione	Significato
$\epsilon_{ijk} = \begin{cases} 1 & \text{se } (ijk) \text{ è permutazione pari di } (123) \\ -1 & \text{se } (ijk) \text{ è permutazione dispari di } (123) \\ 0 & \text{altrimenti.} \end{cases}$	Simbolo di Levi-Civita
$\nabla \varphi(\mathbf{x}) = \frac{\partial \varphi(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}} \equiv \left(\frac{\partial \varphi(\mathbf{x})}{\partial x_i} \right)_{i=1}^n \in \mathbb{R}^n$	Gradiente della funzione
$\text{Hess}(\varphi)(\mathbf{x}) \equiv \left(\frac{\partial^2 \varphi(\mathbf{x})}{\partial x_i \partial x_j} \right)_{1 \leq i, j \leq n} \in \mathbb{R}^{n \times n}$	Matrice hessiana
$\frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}} \equiv \left(\frac{\partial f_i(\mathbf{x})}{\partial x_j} \right)_{\substack{1 \leq i \leq m \\ 1 \leq j \leq n}} \in \mathbb{R}^{m \times n}$	Matrice jacobiana

CAPITOLO 1

Richiami di meccanica newtoniana

Non l'ho mai visto concedersi svaghi o passatempi, né cavalcate per prendere aria, né passeggiate, né bowling, né alcun altro tipo di esercizio; riteneva tempo perso ogni ora che non fosse spesa per i suoi studi, ai quali si dedicava con tale costanza da lasciare raramente la sua stanza, se non durante i periodi di lezione, quando teneva lezioni nelle scuole in qualità di Professore Lucasiano. A queste lezioni partecipavano così poche persone, e ancor meno lo comprendevano, che spesso, per mancanza di uditori, sembrava quasi che leggesse alle pareti... Era così concentrato, così serio nei suoi studi, che mangiava pochissimo, anzi, spesso dimenticava del tutto di mangiare, tanto che entrando nella sua stanza trovavo il suo pasto intatto; quando glielo facevo notare, rispondeva: "Davvero?" e poi, avvicinandosi al tavolo, mangiava un paio di bocconi in piedi, e non ricordo di averlo mai visto sedersi a tavola da solo... Andava a letto molto raramente prima delle due o tre del mattino, a volte non prima delle cinque o sei...

Humphrey Newton, assistente di Isaac Newton

1. Spaziotempo galileiano

1.1. Spazi affini. La struttura matematica sottesa a gran parte dell'esposizione che verrà data sarà quella di spazio affine euclideo finito-dimensionale, ovvero uno spazio affine su uno spazio vettoriale reale V dotato di prodotto scalare e di dimensione n finita. Prima di introdurre i concetti fondamentali, presentiamo perciò un brevissimo richiamo del concetto di spazio affine euclideo, che verrà più propriamente discusso e analizzato nei corsi di Geometria.

DEFINIZIONE 1.1 (Spazio affine). Sia V uno spazio vettoriale sul campo \mathbb{K} . Uno spazio affine A su V è un insieme non vuoto i cui elementi si dicono *punti*, e dotato di una applicazione

$$\vec{\bullet}: A \times A \rightarrow V$$

che associa ad ogni coppia ordinata $(P, Q) \in A \times A$ un vettore di V , che indichiamo con \overrightarrow{PQ} . Tale applicazione si dice definire una *struttura di spazio affine* su A . Il vettore \overrightarrow{PQ} si dice avere P come *punto iniziale*, o *di applicazione*, e Q come *punto finale*, in modo che valgano le seguenti due proprietà:

- P1: $\forall P \in A$ e per ogni $v \in V$, esiste unico un punto $Q \in A$ tale che $\overrightarrow{PQ} = v$;
- P2: $\forall P, Q, R \in A$ vale

$$\overrightarrow{PQ} + \overrightarrow{QR} = \overrightarrow{PR}.$$

Se $\mathbb{K} = \mathbb{R}$ lo spazio affine si dice *reale*. Se $\mathbb{K} = \mathbb{C}$ lo spazio affine si dice *complesso*.

La proprietà P2 implica, scegliendo $P = Q = R$, che $\overrightarrow{PP} = \mathbf{0}$, vettore nullo di V , per ogni $P \in A$ e, scegliendo $P = R$, che $\overrightarrow{PQ} = -\overrightarrow{QP}$ per ogni coppia $P, Q \in A$.

Se la dimensione di V è finita e in particolare $\dim(V) = n$, diremo che A ha dimensione n , scrivendo $\dim(A) = n$. In questo modulo considereremo solo spazi affini di dimensione finita.

Esempio 1.1 (Spazi affini numerici) — Sia V uno spazio vettoriale su K : l'operazione $\overrightarrow{vu} := u - v$ permette di definire su V una struttura di spazio affine su se stesso, come si può verificare direttamente. Se in particolare $V \equiv K^n$, lo spazio affine corrispondente si chiama *spazio affine numerico su K* e si denota $A^n(K)$.

La proprietà P1 implica che, scegliendo uno speciale punto $O \in A$, si può costruire una corrispondenza biunivoca fra A e V : basta infatti associare $P \in A \mapsto \overrightarrow{OP} \in V$.

DEFINIZIONE 1.2 (Sistema di coordinate affini). Sia A spazio affine su V di dimensione n . Un *sistema di coordinate affini* è dato da un punto $O \in A$, detto *origine*, e una base $\{\hat{e}_k\}_{k=1}^n \subset V$ dello spazio vettoriale. Indicheremo questo sistema di coordinate con $O\hat{e}_1 \dots \hat{e}_n$.

Dato un sistema di coordinate $O\hat{e}_1 \dots \hat{e}_n$, possiamo associare biunivocamente ad ogni punto $P \in A$ le sue *coordinate affini* in $(v_k)_{k=1}^n \in K^n$, potendo univocamente scrivere

$$P \mapsto \overrightarrow{OP} = \sum_{k=1}^n v_k \hat{e}_k.$$

DEFINIZIONE 1.3 (Sottospazio affine). Sia A spazio affine n -dimensionale sul K -spazio vettoriale V . Sia $Q \in A$ e W sottospazio vettoriale di V . Il sottoinsieme

$$\$(Q, W) := \{P \in A : \overrightarrow{QP} \in W\}$$

è detto sottospazio affine di A per Q parallelo a W . Si dice che W è la *giacitura* di $\$$ e si definisce $\dim(\$) := \dim(W)$.

Dato un sottospazio affine $\$(Q, W)$ di uno spazio affine A di dimensione n , si dice che $\$(Q, W)$ è una retta se $\dim(\$) = 1$, è un piano se $\dim(\$) = 2$, un iperpiano se $\dim(\$) > 2$. Un sottospazio affine $\$(Q, W)$ ha la struttura di spazio affine sulla propria giacitura indotta dalla stessa applicazione $\overrightarrow{\bullet}$ definita su A .

Concludiamo questa prima parte con la seguente

DEFINIZIONE 1.4 (Isomorfismo). Siano V e V' due K -spazi vettoriali di dimensione n , sia A spazio affine su V e A' spazio affine su V' . Un *isomorfismo affine* Φ è una applicazione biunivoca

$$\Phi: A \rightarrow A'$$

tale che esiste un isomorfismo $L: V \rightarrow V'$ che permette di scrivere, per ogni $P, Q \in A$,

$$\overrightarrow{\Phi(P)\Phi(Q)} = L(\overrightarrow{PQ}).$$

Se un tale isomorfismo tra A e A' esiste, i due spazi affini si dicono *isomorfi*. Un isomorfismo $\Phi: A \rightarrow A'$ è detto *affinità* di A e in questo caso $L: V \rightarrow V'$ è l'automorfismo associato a Φ .

La mappa $\Phi_e: A \rightarrow A^n(K)$ che associa ad un punto P le sue coordinate affini secondo un certo sistema di coordinate affini $O\hat{e}_1 \dots \hat{e}_n$ è un importante esempio di isomorfismo: ogni spazio affine di dimensione n su un K -campo vettoriale è perciò isomorfo a $A^n(K)$.

Esercizio 1.1 — Mostrare che Φ_e è effettivamente un isomorfismo.

Esempio 1.2 (Affinità su $A^n(K)$) — Sia $A^n(K)$ uno spazio affine numerico, e sia $\Phi: A^n(K) \rightarrow A^n(K)$ una affinità associata all'isomorfismo $L: K^n \rightarrow K^n$. Sia $\Phi(\mathbf{0}) = \mathbf{c}$. Allora $\Phi(\mathbf{x}) - \mathbf{c} = \Phi(\mathbf{x}) - \Phi(\mathbf{0}) =$

$\overrightarrow{\Phi(\mathbf{x})\Phi(\mathbf{0})} = \mathbf{L}(\mathbf{x} - \mathbf{0})$. Se $\mathbf{L} \in \mathrm{GL}_n(\mathbb{K})$ è la matrice che rappresenta \mathbf{L} nella base canonica, questo significa che $\Phi(\mathbf{x}) - \mathbf{c} = \mathbf{L}\mathbf{x}$, ovvero l'affinità ha la forma

$$(1.1) \quad \Phi(\mathbf{x}) = \mathbf{L}\mathbf{x} + \mathbf{c}.$$

1.1.1. *Spazi affini euclidei.* Sia $\mathbb{K} = \mathbb{R}$ e supponiamo ora che lo spazio vettoriale \mathbb{V} sia euclideo, ovvero dotato di una operazione di prodotto interno, che indicheremo con

$$\langle \bullet, \bullet \rangle: \mathbb{V} \times \mathbb{V} \rightarrow \mathbb{K},$$

simmetrica definita positiva. In questo caso si dice che uno spazio affine su \mathbb{V} è anch'esso *euclideo*. La struttura euclidea in \mathbb{V} permette di introdurre una *base ortonormale* come un set di n vettori $\{\hat{\mathbf{i}}_k\}_{k=1}^n$ tale che $\mathbb{V} = \mathrm{span}\{\hat{\mathbf{i}}_k\}_k$ e $\langle \hat{\mathbf{i}}_i, \hat{\mathbf{i}}_j \rangle = \delta_{ij}$ per $i, j \in \{1, \dots, n\}$. Un sistema di coordinate nella forma $O\hat{\mathbf{i}}_1 \dots \hat{\mathbf{i}}_n$, ovvero costruito con una base ortonormale, si dice *sistema di riferimento cartesiano*.

Il prodotto interno induce una norma sullo spazio \mathbb{V} , di modo che detto $\mathbf{v} \in \mathbb{V}$ definiamo la sua norma $\|\mathbf{v}\| := \sqrt{\langle \mathbf{v}, \mathbf{v} \rangle}$. Grazie a questa struttura, possiamo introdurre il concetto di *distanza* $d: \mathbb{A} \times \mathbb{A} \rightarrow \mathbb{R}^+$ tra due punti di \mathbb{A} come

$$d(P, Q) := \|\overrightarrow{PQ}\| = \sqrt{\langle \overrightarrow{PQ}, \overrightarrow{PQ} \rangle}.$$

PROPOSIZIONE 1.1. *La distanza $d: \mathbb{A} \times \mathbb{A} \rightarrow \mathbb{R}$ introdotta gode delle seguenti proprietà:*

- $\forall P, Q \in \mathbb{A}$, $d(P, Q) \geq 0$ e $d(P, Q) = 0 \Leftrightarrow P = Q$;
- $\forall P, Q \in \mathbb{A}$, $d(P, Q) = d(Q, P)$;
- $\forall P, Q, R \in \mathbb{A}$, $d(P, Q) + d(Q, R) \geq d(P, R)$.

Le proprietà elencate sono quelle caratterizzanti degli *spazi metrici*, ovvero spazi dotati di una operazione binaria detta appunto distanza che soddisfa precisamente le proprietà elencate nella precedente Proposizione.

Esempio 1.3 (Prodotto scalare canonico) — In uno spazio affine numerico reale $\mathbb{A}^n(\mathbb{R})$, il prodotto interno, o *prodotto scalare canonico*, è tale che se $\mathbf{v} = (v_k)_{k=1}^n \in \mathbb{R}^n$ e $\mathbf{u} = (u_k)_{k=1}^n \in \mathbb{R}^n$,

$$\langle \mathbf{v}, \mathbf{u} \rangle \equiv \mathbf{v}^\top \mathbf{u} = \sum_{k=1}^n v_k u_k \Rightarrow \|\mathbf{v}\| = \sqrt{\sum_{k=1}^n v_k^2}.$$

1.1.2. *Prodotto vettoriale.* Concludiamo ricordando che se uno spazio vettoriale \mathbb{V} ha dimensione 3, possiamo definire l'operazione di *prodotto vettoriale*. Scelgiamo anzitutto una base ortonormale *ordinata* $\{\hat{\mathbf{i}}_1, \hat{\mathbf{i}}_2, \hat{\mathbf{i}}_3\}$. Definiamo il *prodotto vettoriale* tra due elementi generici di questa base come

$$\hat{\mathbf{i}}_i \wedge \hat{\mathbf{i}}_j = \sum_{k=1}^3 \epsilon_{ijk} \hat{\mathbf{i}}_k.$$

Qui ϵ_{ijk} è il *simbolo di Levi-Civita*, e vale

$$\epsilon_{ijk} = \begin{cases} 1 & \text{se } (ijk) \text{ è permutazione pari di (123)} \\ -1 & \text{se } (ijk) \text{ è permutazione dispari di (123)} \\ 0 & \text{altrimenti.} \end{cases}$$

Esplicitando, questo significa che $\hat{\mathbf{i}}_3 = \hat{\mathbf{i}}_1 \wedge \hat{\mathbf{i}}_2$, $\hat{\mathbf{i}}_1 = \hat{\mathbf{i}}_2 \wedge \hat{\mathbf{i}}_3$, $\hat{\mathbf{i}}_2 = \hat{\mathbf{i}}_3 \wedge \hat{\mathbf{i}}_1$. Con questa scelta, la base si dice *positivamente orientata*. In questo modo, dati due vettori $\mathbf{v} = \sum_{i=1}^3 v_i \hat{\mathbf{i}}_i$ e $\mathbf{u} = \sum_{i=1}^3 u_i \hat{\mathbf{i}}_i$, il loro *prodotto vettoriale* è

$$\mathbf{v} \wedge \mathbf{u} = \sum_{ij} v_i u_j \hat{\mathbf{i}}_i \wedge \hat{\mathbf{i}}_j = \sum_{ijk} \epsilon_{ijk} v_i u_j \hat{\mathbf{i}}_k = (v_2 u_3 - u_2 v_3) \hat{\mathbf{i}}_1 + (v_3 u_1 - u_3 v_1) \hat{\mathbf{i}}_2 + (v_1 u_2 - u_1 v_2) \hat{\mathbf{i}}_3.$$

Il simbolo di Levi-Civita appare, in maniera parzialmente nascosta, anche in alcune ben note quantità dell'algebra lineare. Per esempio, sia data una matrice quadrata $\mathbf{A} \in \mathbb{R}^{3 \times 3}$. Vale la seguente identità, che lasciamo da dimostrare come esercizio

$$\sum_{abc} \epsilon_{abc} A_{ia} A_{jb} A_{kc} = \epsilon_{ijk} \det \mathbf{A}.$$

Se ora disponiamo di una seconda base ortonormale ordinata, sia essa $\{\hat{\mathbf{e}}_1, \hat{\mathbf{e}}_2, \hat{\mathbf{e}}_3\}$, sia $\mathbf{R} \in \mathrm{O}(3)$ la matrice che permette il cambio di base tra le due, ovvero

$$\hat{\mathbf{e}}_i = \sum_{a=1}^3 \hat{\mathbf{i}}_a R_{ai} \iff \hat{\mathbf{i}}_a = \sum_{k=1}^3 \hat{\mathbf{e}}_k R_{ak}.$$

Allora

$$\hat{\mathbf{e}}_i \wedge \hat{\mathbf{e}}_j = \sum_{ab} R_{ai} R_{bj} \hat{\mathbf{i}}_a \wedge \hat{\mathbf{i}}_b = \sum_{abc} \epsilon_{abc} R_{ai} R_{bj} \hat{\mathbf{i}}_c = \sum_{abck} \epsilon_{abc} R_{ai} R_{bj} R_{ck} \hat{\mathbf{e}}_k = \det \mathbf{R} \sum_{k=1}^3 \epsilon_{ijk} \hat{\mathbf{e}}_k.$$

ovvero la nuova base rispetta la stessa regola del prodotto vettoriale della vecchia base *purché* $\det \mathbf{R} = 1$. Si dice in questo caso che le due basi hanno la *stessa orientazione*, ovvero sono *concordi*. Se $\det \mathbf{R} = -1$ si dice che le basi sono *discordi*. Le basi possono essere divise in due classi di equivalenza corrispondenti alla stessa orientazione.

Esercizio 1.2 — Si mostri che $\sum_{i=1}^3 \epsilon_{ijk} \epsilon_{iab} = \delta_{ja} \delta_{kb} - \delta_{jb} \delta_{ka}$. Siano ora $\mathbf{a} = \sum_{k=1}^3 a_k \hat{\mathbf{i}}_k$, $\mathbf{b} = \sum_{k=1}^3 b_k \hat{\mathbf{i}}_k$ e $\mathbf{c} = \sum_{k=1}^3 c_k \hat{\mathbf{i}}_k$ tre vettori in \mathbb{V} . Usando il fatto precedente si derivi la nota identità $\mathbf{a} \wedge (\mathbf{b} \wedge \mathbf{c}) = \mathbf{b} \langle \mathbf{a}, \mathbf{c} \rangle - \mathbf{c} \langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \rangle$.

Esercizio 1.3 — Siano $\mathbf{a} = \sum_{k=1}^3 a_k \hat{\mathbf{i}}_k$, $\mathbf{b} = \sum_{k=1}^3 b_k \hat{\mathbf{i}}_k$ e $\mathbf{c} = \sum_{k=1}^3 c_k \hat{\mathbf{i}}_k$ tre vettori in \mathbb{V} . Si mostri, usando le proprietà del simbolo di Levi-Civita, che

$$\langle \mathbf{a} \wedge \mathbf{b}, \mathbf{c} \rangle = \det \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{pmatrix}.$$

Esercizio 1.4 — Si consideri il corpo \mathbb{H} dei *quaternioni*, ovvero lo spazio vettoriale di elementi $z = a + bi + cj + dk$, dove $a, b, c, d \in \mathbb{R}$ e i, j, k sono *unità immaginarie*. Si tratta di uno spazio vettoriale quadridimensionale sui reali che ha come base $\{1, i, j, k\}$ (dove come frequente 1 viene omesso nella scrittura). Lo spazio \mathbb{H} è dotato di una operazione di *prodotto* tra quaternioni, detto prodotto di Hamilton \cdot , che ha 1 come identità ed è definito tenendo conto delle relazioni di Hamilton

$$i \cdot i = j \cdot j = k \cdot k = i \cdot j \cdot k = -1,$$

esteso imponendo la proprietà distributiva e associativa. Lo spazio \mathbb{H} ha \mathbb{R} e \mathbb{C} come sottospazi.

- (1) Mostrare che $i \cdot j = k$ ma $j \cdot i = -k$, ovvero il prodotto *non* è commutativo.

- (2) Sia dati i due quaternioni “immaginari puri” $v = v_1i + v_2j + v_3k$ e $u = u_1i + u_2j + u_3k$, con $\mathbf{v} = (v_a)_{a=1}^3, \mathbf{u} = (u_b)_{b=1}^3 \in \mathbb{R}^3$. Mostrare che

$$v \cdot u = - \sum_{a=1}^3 v_a u_a + (v_2 u_3 - v_3 u_2)i + (v_3 u_1 - v_1 u_3)j + (v_1 u_2 - v_2 u_1)k.$$

ovvero il prodotto tra quaternioni ha come *parte reale* il prodotto scalare tra \mathbf{v} e \mathbf{u} , e come *parte immaginaria* il prodotto vettoriale tra essi.

1.2. Spaziotempo galileiano. Ci sono vari modi di introdurre lo spaziotempo galileiano in cui si sviluppa la meccanica classica: si tratta di una struttura matematica diversa da quella utilizzata dalla fisica contemporanea, ma tuttavia non banale. Una maniera di procedere è quella di ricorrere al concetto di spazio affine.

DEFINIZIONE 1.5 (Spaziotempo galileiano). Uno spaziotempo galileiano $\mathcal{G} = (\mathbb{A}, \mathbb{V}, \tau, \langle \bullet, \bullet \rangle)$ è una collezione di oggetti matematici costituita da

- uno spazio affine reale quadridimensionale \mathbb{A} sullo spazio vettoriale reale \mathbb{V} ;
- un funzionale lineare non-nullo $\tau: \mathbb{V} \rightarrow \mathbb{R}$ che chiamiamo *funzione tempo*;
- un prodotto scalare $\langle \bullet, \bullet \rangle$ su $\text{Ker}(\tau)$.

I punti di \mathbb{A} sono detti *eventi*: se $E_1, E_2 \in \mathbb{A}$, indichiamo come solito $\overrightarrow{E_1 E_2} \in \mathbb{V}$ il vettore associato ad essi dalla struttura affine. La quantità $\tau(\overrightarrow{E_1 E_2}) \in \mathbb{R}$ fornisce un numero reale che identifichiamo come l'*intervallo di tempo*¹ tra gli eventi E_1 ed E_2 . Due eventi E_1 ed E_2 sono in particolare *simultanei* se $\tau(\overrightarrow{E_1 E_2}) = 0$. Essendo τ una applicazione lineare non nulla, questo nucleo è un sottospazio vettoriale di dimensione 3, essendo $\dim \text{Ker}(\tau) = \dim \mathbb{V} - \dim \mathbb{R} = 3$ per il teorema del rango. Inoltre per definizione $\text{Ker}(\tau)$ è dotato di struttura euclidea con prodotto scalare $\langle \bullet, \bullet \rangle$. Se E_1 ed E_2 sono simultanei, possiamo definire la *distanza*

$$d(E_1, E_2) = \|\overrightarrow{E_1 E_2}\| := \sqrt{\langle \overrightarrow{E_1 E_2}, \overrightarrow{E_1 E_2} \rangle}.$$

Si noti un fatto molto importante: la costruzione è tale che *non ha senso* parlare di distanza tra due eventi non simultanei.

Esempio 1.4 (Spaziotempo galileiano di coordinate) — Un esempio di spaziotempo galileiano è

$$\mathcal{G} = (\mathbb{A}^4(\mathbb{R}), \mathbb{R}^4, \tau_0, \langle \bullet, \bullet \rangle_0),$$

costruito come segue. Sia $(t, \mathbf{x})^\top \in \mathbb{A}^4(\mathbb{R})$ un punto-evento, dove $t \in \mathbb{R}$ e $\mathbf{x} = (x_i)_{i=1}^3 \in \mathbb{R}^3$. Detto $E = (t, \mathbf{x})^\top$ e $E' = (t', \mathbf{x}')^\top$, abbiamo visto che

$$(E, E') \mapsto \overrightarrow{EE'} = \begin{pmatrix} t' - t \\ \mathbf{x}' - \mathbf{x} \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^4.$$

In questo spaziotempo, l'applicazione tempo $\tau_0: \mathbb{R}^4 \rightarrow \mathbb{R}$ agisce (per definizione) come una proiezione, isolando la prima componente del vettore in \mathbb{R}^4 prodotto, per cui

$$\tau_0(\overrightarrow{EE'}) = t' - t,$$

mentre il prodotto scalare su $\text{Ker}(\tau)$ è (di nuovo, per definizione) il prodotto scalare canonico in \mathbb{R}^3 : dato $E = (t, \mathbf{x})^\top \in \mathbb{R}^4$, $E' = (t', \mathbf{x}')^\top \in [e]$ se e solo se $t = t'$, e la distanza tra questi eventi è

$$d(E, E') := \|\overrightarrow{EE'}\| = \sqrt{\sum_{i=1}^3 (x'_i - x_i)^2}.$$

¹Nella scelta di τ c'è, implicita, una arbitraria scelta della *scala* di misura del tempo, che qui non investighiamo, ma che non cambia la natura di $\text{Ker}(\tau)$.

Questo spazio galileiano “canonico” è anche detto *spaziotempo galileiano di coordinate*.

1.2.1. Linee universo. In questo spaziotempo galileiano vivono gli oggetti fondamentali della meccanica, i *punti materiali*. Quello di punto materiale è un concetto primitivo e si può pensare ad esso come un corpo di cui si possono trascurare le dimensioni spaziali che vive nello spaziotempo galileiano. Matematicamente, un punto materiale P corrisponde ad una *linea universo* in \mathbb{A} , che indichiamo con lo stesso simbolo ed è definita come

$$P: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{A}.$$

Assumeremo che le linee universo siano sempre *continue* rispetto al loro parametro, ovvero che

$$\lim_{t \rightarrow t_0} \overrightarrow{P(t_0)P(t)} = \mathbf{0} \quad \forall t_0 \in \mathbb{R}.$$

Notiamo che nelle assunzioni della nostra costruzione non abbiamo dotato V di una topologia: tuttavia, essendo V uno spazio vettoriale reale di dimensione finita, è noto dalla Geometria che *tutte le norme introdotte su di esso sono equivalenti*, per cui è possibile immaginare V dotato di una qualsivoglia norma e definire rispetto ad essa una topologia e quindi il concetto di limite. Vogliamo infine che la linea temporale sia parametrizzata proprio da ciò che chiamiamo tempo, ovvero che se sono dati $P(t+h)$ e $P(t)$ lungo la linea universo, essi distano un tempo h : ciò significa che richiediamo che $\tau(\overrightarrow{P(t)P(t+h)}) = h \forall t, h$, o in altre parole

$$\tau(\dot{P}(t)) = 1 \quad \forall t, \quad \text{dove } \dot{P}(t) := \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\overrightarrow{P(t)P(t+h)}}{h} \in V.$$

1.2.2. Isomorfismi galileiani e riferimenti. Un isomorfismo tra *spaziotempi galileiani* è qualcosa di più sofisticato di un semplice isomorfismo tra spazi affini, dato che richiede di preservare la struttura galileiana.

DEFINIZIONE 1.6 (Isomorfismo galileiano). Siano $\mathcal{G} = (\mathbb{A}, V, \tau, \langle \bullet, \bullet \rangle)$ e $\mathcal{G}' = (\mathbb{A}', V', \tau', \langle \bullet, \bullet \rangle)$ due spaziotempi galileiani. Un isomorfismo tra essi è un isomorfismo affine $\Phi: \mathbb{A} \rightarrow \mathbb{A}'$ con associato isomorfismo lineare $\mathbf{L}: V \rightarrow V'$ tale che valgono le seguenti proprietà:

- \mathbf{L} preserva gli intervalli temporali, ovvero

$$\tau' \circ \mathbf{L} = \tau$$

(e quindi $\mathbf{L}(\text{Ker}(\tau)) = \text{Ker}(\tau')$);

- \mathbf{L} preserva il prodotto interno, ovvero

$$(\mathbf{L}(\mathbf{v}), \mathbf{L}(\mathbf{w})) = \langle \mathbf{v}, \mathbf{w} \rangle \quad \forall \mathbf{v}, \mathbf{w} \in \text{Ker}(\tau).$$

Siamo in particolare interessati a isomorfismi galileiani tra lo spaziotempo “fisico”, che supponiamo avere struttura galileiana, $\mathcal{G} = (\mathbb{A}, V, \tau, \langle \bullet, \bullet \rangle)$, e lo spaziotempo galileiano di coordinate che abbiamo introdotto sopra, sia $\mathcal{G}' = (\mathbb{A}^4(\mathbb{R}), \mathbb{R}^4, \tau_0, \langle \bullet, \bullet \rangle_0)$ (in cui τ_0 è la proiezione sulla prima componente di un vettore in \mathbb{R}^4 e $\langle \bullet, \bullet \rangle_0$ è il prodotto scalare canonico), che ci permette di operare con gli strumenti dell’analisi. Questo isomorfismo può essere costruito scegliendo un *sistema di riferimento*, ovvero un *evento origine* O e una base ortonormale $\{\hat{\mathbf{i}}_1, \hat{\mathbf{i}}_2, \hat{\mathbf{i}}_3\}$ in $\text{Ker}(\tau)$ integrata da un vettore \mathbf{j} tale che $\tau(\mathbf{j}) = 1$ (quindi non in $\text{Ker}(\tau)$) in modo che $\{\hat{\mathbf{i}}_1, \hat{\mathbf{i}}_2, \hat{\mathbf{i}}_3, \mathbf{j}\}$ sia una base di V , indicizzata in modo che $\hat{\mathbf{i}}_3 = \hat{\mathbf{i}}_1 \wedge \hat{\mathbf{i}}_2$. La scelta di un evento origine O permette di definire le *fette temporali*

$$\Sigma_t := \{E \in \mathbb{A} : \tau(\overrightarrow{OE}) = t\}$$

che partizionano \mathbb{A} . Per via della Definizione 1.3, Σ_t è un sottospazio affine di dimensione 3 con giacitura $\text{Ker}(\tau)$: essendo inoltre questo spazio vettoriale dotato di prodotto interno definito

positivo, Σ_t è più precisamente *uno spazio euclideo tridimensionale*. All'evento O possiamo associare una *linea universo canonica* $O(t)$, ovvero per ogni t individuiamo il punto $O(t)$ tale che

$$\overrightarrow{OO(t)} = t\mathbf{j},$$

in modo che $\tau(\overrightarrow{OO(t)}) = t$, e che la proiezione di $\overrightarrow{OO(t)}$ su $\text{Ker}(\tau)$ sia sempre il vettore nullo, ovvero in simboli

$$\text{Proj}_{\text{Ker}(\tau)}(\overrightarrow{OO(t)}) = \mathbf{0}.$$

Si noti che questa proiezione su $\text{Ker}(\tau)$ (come le seguenti) dipende dalla scelta della direzione temporale \mathbf{j} , che non è univoca. Indicheremo questo sistema di riferimento con $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$. Ogni evento $E \in \mathbb{A}$ è tale che ad esso sono associati un tempo t e una posizione \mathbf{x}_E ,

$$t = \tau(\overrightarrow{OE}), \quad \mathbf{x}_E := \text{Proj}_{\text{Ker}(\tau)}(\overrightarrow{OE}) = \sum_{k=1}^3 x_k \hat{\mathbf{i}}_k,$$

dove $\mathbf{x} = (x_k)_{k=1}^3 \in \mathbb{R}^3$ sono le coordinate cartesiane dell'evento. In questo modo, all'evento E si associa

$$\Phi(E) = \begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} \end{pmatrix} \in \mathbb{A}^4(\mathbb{R}).$$

Detto $E' \in \mathbb{A}$ un secondo evento tale che $\Phi(E') = \begin{pmatrix} t' \\ \mathbf{x}' \end{pmatrix} \in \mathbb{A}^4(\mathbb{R})$, questo isomorfismo è associato all'applicazione

$$\mathbf{L}(\overrightarrow{EE'}) = \begin{pmatrix} t' - t \\ \mathbf{x}' - \mathbf{x} \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^4,$$

che opera come desiderato (si provi a dimostrarlo). L'isomorfismo $\Phi: \mathbb{A} \rightarrow \mathbb{A}^4(\mathbb{R})$ introduce perciò un *riferimento di coordinate*, mappando lo spaziotempo galileiano generico in uno spaziotempo di coordinate. Le linee universo possono naturalmente anch'esse essere espresse in questo sistema di riferimento: una linea universo P , parametrizzata in modo che $\tau(\overrightarrow{OP(0)}) = 0$, viene associata ad una *traiettoria*

$$\mathbf{x}_P(t) = \text{Proj}_{\text{Ker}(\tau)}(\overrightarrow{OP(t)}) = \overrightarrow{O(t)P(t)} = \sum_{k=1}^3 x_k(t) \hat{\mathbf{i}}_k.$$

Si definiscono, in corrispondenza, due quantità di interesse, ovvero la *velocità* del punto materiale P ,

$$\dot{\mathbf{x}}_P(t) := \sum_{k=1}^3 \frac{d x_k(t)}{d t} \hat{\mathbf{i}}_k,$$

e l'*accelerazione*

$$\ddot{\mathbf{x}}_P(t) := \sum_{k=1}^3 \frac{d^2 x_k(t)}{d t^2} \hat{\mathbf{i}}_k.$$

Formalmente, $\mathbf{x}_P, \dot{\mathbf{x}}_P, \ddot{\mathbf{x}}_P \in \text{Ker}(\tau)$: questi oggetti *non* dipendono dalla specifica base $\{\hat{\mathbf{i}}_k\}_{k=1}^3$ scelta in $\text{Ker}(\tau)$, ma le loro coordinate naturalmente sì.

1.2.3. Il gruppo di Galilei. Anche assumendo che esista un unico spaziotempo fisico (e che abbia la struttura che ipotizziamo sopra) la scelta di un riferimento di coordinate non è univoca: dati due isomorfismi $\Phi: \mathbb{A} \rightarrow \mathbb{A}^4(\mathbb{R})$ e $\hat{\Phi}: \mathbb{A} \rightarrow \mathbb{A}^4(\mathbb{R})$, la composizione

$$\Psi := \hat{\Phi} \circ \Phi^{-1}: \mathbb{A}^4(\mathbb{R}) \rightarrow \mathbb{A}^4(\mathbb{R})$$

deve anche essa comportarsi da isomorfismo galileiano. Pittorialmente

$$\begin{array}{ccc} & \mathbb{A} & \\ \Phi \swarrow & & \searrow \hat{\Phi} \\ \mathbb{A}^4(\mathbb{R}) & \xrightarrow{\Psi := \hat{\Phi} \circ \Phi^{-1}} & \mathbb{A}^4(\mathbb{R}) \end{array}$$

Vediamo più in dettaglio cosa questo comporta. Siano dati due eventi E_1 ed E_2 di \mathbb{A} , che possiamo immaginare come lo “spaziotempo fisico”. Indichiamo $\Phi(E_i) = (t_i, \mathbf{x}_i)^\top$ e $\hat{\Phi}(E_i) = (\hat{t}_i, \hat{\mathbf{x}}_i)^\top$, $i = 1, 2$, le corrispondenti immagini in $\mathbb{A}^4(\mathbb{R})$ secondo due riferimenti di coordinate. La mappa $\Psi = \hat{\Phi} \circ \Phi^{-1}$ deve essere una trasformazione affine, quindi genericamente nella forma in Eq. (1.1), che scriviamo

$$\begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} \end{pmatrix} \xrightarrow{\Psi} \begin{pmatrix} \hat{t} \\ \hat{\mathbf{x}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & \mathbf{u}^\top \\ \mathbf{v} & \mathbf{R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t_0 \\ \mathbf{x}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} at + \langle \mathbf{u}, \mathbf{x} \rangle + t_0 \\ \mathbf{v}t + \mathbf{R}\mathbf{x} + \mathbf{x}_0 \end{pmatrix}$$

per due scalari $a, t_0 \in \mathbb{R}$, tre vettori $\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{x}_0 \in \mathbb{R}^3$ e una matrice $\mathbf{R} \in \mathbb{R}^{3 \times 3}$ di qualche tipo. Inoltre, essa stessa deve essere un isomorfismo galileano, dato che permette di passare da uno spaziotempo galileano ad un altro, e dunque, perché la struttura galileiana sia preservata, dovrà valere²

$$t_2 - t_1 = \hat{t}_2 - \hat{t}_1 = a(t_2 - t_1) + \langle \mathbf{u}, \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1 \rangle, \quad \text{se } \tau(\overrightarrow{E_1 E_2}) = 0 \quad \|\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1\| = \|\hat{\mathbf{x}}_2 - \hat{\mathbf{x}}_1\| = \|\mathbf{R}(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)\|.$$

Le uguaglianze sono realizzate per qualsivoglia coppia di eventi se $a = 1$, $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ e $\mathbf{R} \in O(3)$, e per qualsivoglia scelta di t_0 e \mathbf{x}_0 , ovvero se la trasformazione Ψ ha la forma

$$\begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} \end{pmatrix} \xrightarrow{\Psi} \begin{pmatrix} \hat{t} \\ \hat{\mathbf{x}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \mathbf{0} \\ \mathbf{v} & \mathbf{R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t_0 \\ \mathbf{x}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t + t_0 \\ \mathbf{R}\mathbf{x} + \mathbf{v}t + \mathbf{x}_0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{x}_0, \mathbf{v} \in \mathbb{R}^3, t_0 \in \mathbb{R}, \mathbf{R} \in O(3).$$

Indichiamo quindi

$$\Psi = (\mathbf{R}, \mathbf{v}, \mathbf{x}_0, t_0) \in O(3) \times \mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}$$

specificando gli oggetti necessari per implementare la trasformazione. Si noti che la rotazione della componente spaziale avviene per mezzo di una matrice ortogonale, per cui $\det \mathbf{R} = \pm 1$. Si tratta di una matrice che trasforma vettori in vettori mantenendone le lunghezze, ma con la possibilità di *invertirne l'orientamento*: tale inversione avviene se $\det \mathbf{R} = -1$. Come si verifica facilmente l'insieme di trasformazioni del tipo sopra è un *gruppo*, detto *di Galilei*, $Gal(3)$:

- L'*identità* del gruppo è l'elemento $\Psi_e = (\mathbf{I}_3, \mathbf{0}, \mathbf{0}, 0)$.
- Componendo due trasformazioni $\Psi = (\mathbf{R}, \mathbf{v}, \mathbf{x}_0, t_0)$ e $\Psi' = (\mathbf{R}', \mathbf{v}', \mathbf{x}'_0, t'_0)$, si ottiene

$$\Psi' \circ \Psi = (\mathbf{R}'\mathbf{R}, \mathbf{R}'\mathbf{v} + \mathbf{v}', \mathbf{R}'\mathbf{x}_0 + \mathbf{x}'_0, t_0 + t'_0)$$

- Data una trasformazione $\Psi = (\mathbf{R}, \mathbf{v}, \mathbf{x}_0, t_0)$, la trasformazione

$$\Psi^{-1} = (\mathbf{R}^\top, -\mathbf{R}^\top \mathbf{v}, -\mathbf{R}^\top \mathbf{x}_0, -t_0)$$

è la sua inversa, ovvero $\Psi^{-1} \circ \Psi = \Psi \circ \Psi^{-1} = \Psi_e$. Questa inversa è unica.

Esercizio 1.5 — Dimostrare che per ogni trasformazione Ψ , la sua inversa è unica.

Se ci restringiamo al caso in cui la rotazione $\mathbf{R} \in SO(3)$, il gruppo viene a volte indicato con $SGal(3)$, chiamato *gruppo galileiano speciale*. Procediamo ad una decomposizione di questo gruppo. Un elemento Ψ del gruppo con $\mathbf{x}_0 = \mathbf{v} = \mathbf{0}$ e $t_0 = 0$ agisce semplicemente come una *rotazione*, ovvero come un elemento di $SO(3)$:

$$\begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} \end{pmatrix} \xrightarrow{\Psi} \begin{pmatrix} t \\ \mathbf{R}\mathbf{x} \end{pmatrix}.$$

²Nel seguito faremo riferimento ad una rappresentazione nello spaziotempo di coordinate, e ometteremo il pedice nell'espressione $\langle \bullet, \bullet \rangle_0$ scrivendo semplicemente $\langle \mathbf{v}, \mathbf{u} \rangle \equiv \mathbf{v}^\top \mathbf{u}$ per il prodotto canonico tra due vettori di \mathbb{R}^3 . Similmente, utilizzeremo $\|\mathbf{v}\|^2 = \mathbf{v}^\top \mathbf{v}$.

Elementi siffatti costituiscono il *gruppo delle rotazioni* $R \cong SO(3)$, sottogruppo di $SGal(3)$ di dimensione 3. L'insieme di elementi del gruppo $\Psi = (\mathbf{I}_3, \mathbf{v}, \mathbf{0}, 0)$, che agiscono come

$$\begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} \end{pmatrix} \xrightarrow{\Psi} \begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} + \mathbf{v}t \end{pmatrix}.$$

costituiscono il sottogruppo B dei *boost galileiani*, parametrizzato da vettori $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3$, ovvero $B \cong \mathbb{R}^3$. Gli elementi nella forma $\Psi = (\mathbf{I}_3, \mathbf{0}, \mathbf{x}_0, t_0)$ esprimono una *traslazione spaziotemporale*,

$$\begin{pmatrix} t \\ \mathbf{x} \end{pmatrix} \xrightarrow{\Psi} \begin{pmatrix} t + t_0 \\ \mathbf{x} + \mathbf{x}_0 \end{pmatrix}.$$

Elementi siffatti costituiscono un terzo sottogruppo T delle traslazioni spaziotemporali, tale che $T \cong \mathbb{R}^4$. Una generica trasformazione del gruppo galileiano $\Psi = (\mathbf{R}, \mathbf{v}, \mathbf{x}_0, t_0)$ può essere costruita combinando una rotazione $\Psi_R = (\mathbf{R}, \mathbf{0}, \mathbf{0}, 0) \in R$, un boost $\Psi_B = (\mathbf{I}_3, \mathbf{v}, \mathbf{0}, 0) \in B$, e una traslazione spaziotemporale $\Psi_T = (\mathbf{I}_3, \mathbf{0}, \mathbf{x}_0, t_0)$ come

$$\Psi = \Psi_T \circ \Psi_B \circ \Psi_R.$$

Si noti che l'ordine è importante se vogliamo una corrispondenza esatta tra i parametri delle tre trasformazioni parziali e quelli della trasformazione finale. Da un computo del numero di parametri necessari per specificare ciascuna delle trasformazioni elencate, risulta che sono in generale necessari 10 parametri per rappresentare un elemento di $SGal(3)$.

Esercizio 1.6 (Gruppo euclideo) — Si consideri l'insieme

$$E(3) := \{\Psi = (\mathbf{R}, \mathbf{v}, \mathbf{x}_0, t_0) | t_0 = 0 \quad \mathbf{v} = \mathbf{0}\}.$$

Si mostri che

- (1) $E(3)$ è un sottogruppo di $SGal(3)$;
- (2) Mostrare che il gruppo delle traslazioni spaziali,

$$G_t := \{\Psi = (\mathbf{R}, \mathbf{v}, \mathbf{x}_0, t_0) | t_0 = 0, \quad \mathbf{v} = \mathbf{0}, \quad \mathbf{R} = \mathbf{I}_3\} \subseteq E(3)$$

è un *sottogruppo normale*. Dato il sottogruppo

$$G_r := \{\Psi = (\mathbf{R}, \mathbf{v}, \mathbf{x}_0, t_0) | t_0 = 0, \quad \mathbf{v} = \mathbf{0}, \quad \mathbf{x}_0 = \mathbf{0}\} \subseteq E(3),$$

si mostri che ogni elemento di $E(n)$ è nella forma $\Psi_t \circ \Psi_r$, dove $\Psi_t \in G_t$ e $\Psi_r \in G_r$.

Nota: ogni volta che un certo gruppo G ha un sottogruppo normale N e un sottogruppo H tali che ogni elemento $g \in G$ possa scriversi univocamente nella forma $g = nh$, con $n \in N$ e $h \in H$, si dice che G è un prodotto semidiretto di N e H e si scrive $G = N \rtimes H$. Poiché nell'esercizio $G_t \cong \mathbb{R}^3$ e $G_r \cong SO(3)$, questo significa che $E(3) \cong \mathbb{R}^3 \rtimes SO(3)$.

2. Postulati della meccanica

2.1. Principî di Newton. Un *fatto fisico* è che i punti materiali sono in grado di influenzare reciprocamente le loro linee universo: in altre parole, le linee universo di due punti saranno soggette a delle reciproche condizioni matematiche. Queste proprietà sono specificate dai principî, o postulati, della meccanica. Anzitutto, introduciamo il seguente postulato, anche detto di Galilei, che assume l'esistenza di una classe speciale di sistemi di riferimento.

POSTULATO 2.1 (Primo postulato della meccanica). *Esiste uno speciale riferimento di coordinate, detto inerziale, nel quale l'accelerazione di un punto materiale isolato è nulla in ogni istante, qualunque sia il suo stato cinematico, i.e., la sua posizione e la sua velocità.*

Il postulato si basa sul concetto impreciso di “isolato”, che possiamo qualitativamente immaginare come equivalente a “infinitamente distante da ogni altro sistema con cui il punto materiale possa interagire”. Se esiste un riferimento inerziale, ne esistono infiniti altri: il gruppo di Galilei ha infatti la proprietà di lasciare invariate le accelerazioni delle linee di universo, e si può utilizzare per trasformare un dato riferimento inerziale in un nuovo riferimento inerziale in cui la proprietà continua a valere.

I successivi postulati fanno riferimento alle proprietà meccaniche di *coppie isolate* di punti materiali studiati in riferimenti di coordinate inerziali.

POSTULATO 2.2 (Secondo postulato della meccanica). *È possibile associare a ogni punto materiale P una quantità scalare positiva m , detta massa, indipendente dallo stato cinematico del punto, in modo che, considerato un sistema isolato di due punti materiali P_1 e P_2 di massa m_1 ed m_2 rispettivamente, le loro corrispondenti accelerazioni $\ddot{\mathbf{x}}_1$ e $\ddot{\mathbf{x}}_2$ in un riferimento inerziale soddisfino*

$$m_1 \|\ddot{\mathbf{x}}_1\| = m_2 \|\ddot{\mathbf{x}}_2\|.$$

Si noti che le masse sono definite a meno di un fattore arbitrario; ovvero, immaginando di riscalare $m \rightarrow \alpha m$, con $\alpha > 0$, tutte le masse di tutti i punti materiali nello spaziotempo, il contenuto del postulato rimane invariato: questa invarianza esprime l’arbitrarietà nella scelta della *scala* nella misura della massa. Il postulato suggerisce la definizione della seguente quantità.

DEFINIZIONE 2.1 (Forza). Dato un punto materiale P di massa m che evolve con traiettoria \mathbf{x} , si dice che su di esso è applicata la forza

$$\mathbf{F} := m \ddot{\mathbf{x}}.$$

In molti casi, come vedremo, informazioni sulla forma funzionale di \mathbf{F} (dovute per esempio all’esperienza sperimentale) renderanno a tutti gli effetti la definizione data una equazione differenziale per la dinamica del punto materiale.

Il terzo postulato ci informa sulle direzioni delle accelerazioni in un sistema isolato di due punti materiali.

POSTULATO 2.3 (Terzo postulato della meccanica). *Dato un sistema isolato di due punti materiali P_1 e P_2 in posizioni \mathbf{x}_1 e \mathbf{x}_2 rispettivamente in un riferimento inerziale, le corrispondenti accelerazioni $\ddot{\mathbf{x}}_1$ e $\ddot{\mathbf{x}}_2$ hanno la direzione di $\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1$ e versi tra loro opposti.*

I postulati dati finora sono ancora insufficienti per lo studio della meccanica, dato che riguardano sistemi isolati di al più due punti materiali. Il seguente postulato ausiliario permette di superare questa difficoltà e comporre gli effetti delle interazioni a due corpi finora considerate.

POSTULATO 2.4 (Principio di sovrapposizione). *L’accelerazione prodotta su un punto materiale P di massa m dall’interazione con N punti materiali in un riferimento inerziale è la somma delle accelerazioni che verrebbero prodotte se P interagisse con ciascuno di essi separatamente in un sistema isolato a due corpi.*

2.2. Determinismo di Newton. Dato un sistema isolato $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$ di N punti materiali, il tipo di dipendenza funzionale in \mathbf{F}_k , forza applicata sul punto P_k , dalle traiettorie $\{\mathbf{x}_i\}_{i=1}^N$ di tutti i punti, è dato implicitamente dal seguente

POSTULATO 2.5 (Principio di determinismo di Newton). *Lo stato cinematico di un sistema isolato, ovvero la posizione e le velocità di tutti i punti materiali che lo compongono, identifica univocamente il suo moto.*

Questo postulato ha infatti una conseguenza importante. Supponiamo che $\mathbf{F}_k(t, \mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}}, \ddot{\mathbf{X}}, \dots)$ sia la forza agente su un punto materiale P_k di traiettoria \mathbf{x}_k in un sistema isolato \mathcal{S} di N punti:

abbiamo indicato con $\mathbf{X} := (\mathbf{x}_k)_{k=1}^N$ la concatenazione delle posizioni di tutti i punti materiali del sistema. Se introduciamo inoltre la concatenazione

$$\boldsymbol{\phi}(t, \mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}}, \ddot{\mathbf{X}}, \dots) := \left(\frac{1}{m_k} \mathbf{F}_k(t, \mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}}, \ddot{\mathbf{X}}, \dots) \right)_{k=1}^N$$

tutte le equazioni del moto possono essere raggruppate in forma compatta come

$$\ddot{\mathbf{X}} = \boldsymbol{\phi}(t, \mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}}, \ddot{\mathbf{X}}, \dots).$$

Se accettiamo il postulato di Newton, $\boldsymbol{\phi}$ non può manifestare una dipendenza funzionale da derivate di \mathbf{X} di ordine superiore al primo: diversamente l'evoluzione del sistema non sarebbe univocamente determinata da posizioni e velocità in un certo istante, mancando le garanzie offerte (sotto opportune condizioni di regolarità dell'espressione della forza) dal teorema di Cauchy. In altre parole, $\boldsymbol{\phi} \equiv \boldsymbol{\phi}(t, \mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}})$. Notiamo inoltre che questa collezione di equazioni si può sempre scrivere come una equazione differenziale del *primo ordine in forma normale* introducendo una variabile $\mathbf{z} = (\mathbf{X}, \mathbf{Y}) \in \mathbb{R}^{6N}$ che soddisfa

$$\dot{\mathbf{z}} = \begin{pmatrix} \dot{\mathbf{X}} \\ \dot{\mathbf{Y}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Y} \\ \boldsymbol{\phi}(t, \mathbf{X}, \mathbf{Y}) \end{pmatrix} \equiv \boldsymbol{\Psi}(t, \mathbf{z}).$$

Incidentalmente, ha senso chiedersi perché escludiamo la dipendenza funzionale di $\boldsymbol{\phi}$ da derivate di ordine secondo, ovvero perché escludiamo il caso in cui $\boldsymbol{\phi}$ dipenda in forma funzionale dalle accelerazioni $\ddot{\mathbf{X}}$ dei punti del sistema (dipendenza pure compatibile in linea di principio con il teorema di Cauchy). La ragione è che una dipendenza siffatta può portare a delle inconsistenze fisiche. Infatti, supponiamo per semplicità di avere un punto materiale P di massa m , per cui, in presenza di un certo punto materiale P_0 , vale la legge $m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}_0(t, \ddot{\mathbf{x}})$. Dipendentemente dalla forma funzionale di \mathbf{F}_0 , il moto potrebbe non essere però univocamente determinato nonostante sia dato lo stato cinematico in un certo istante: il teorema di Cauchy è formulato infatti per equazioni differenziali *in forma normale*. Anche ignorando questo fatto, inconsistenze ulteriori possono emergere per via del principio di sovrapposizione. Supponiamo che l'interazione con un secondo punto materiale P_1 produca una forza $\mathbf{F}_1(t)$, di modo che in presenza del solo P_1 valga $m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}_1(t)$. Allora in presenza di entrambi i punti P_0 e P_1 , deve valere per P l'equazione $m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}_0(t, \ddot{\mathbf{x}}) + \mathbf{F}_1(t)$. Per il principio di sovrapposizione, l'accelerazione in presenza di entrambi i punti è la somma delle accelerazioni ottenute in presenza di un punto alla volta, $\ddot{\mathbf{x}} = \ddot{\mathbf{x}}_0 + \ddot{\mathbf{x}}_1$, ovvero

$$\mathbf{F}_0(t, \ddot{\mathbf{x}}_0 + \ddot{\mathbf{x}}_1) + \mathbf{F}_1(t) = m\ddot{\mathbf{x}}_0 + m\ddot{\mathbf{x}}_1 = \mathbf{F}_0(t, \ddot{\mathbf{x}}_0) + \mathbf{F}_1(t)$$

dove nel secondo passaggio è stato usato $m\ddot{\mathbf{x}}_0 = \mathbf{F}_0(t, \ddot{\mathbf{x}}_0)$ e $m\ddot{\mathbf{x}}_1 = \mathbf{F}_1(t)$. Ne segue che abbiamo ottenuto $\mathbf{F}_0(t, \ddot{\mathbf{x}}_0 + \ddot{\mathbf{x}}_1) = \mathbf{F}_0(t, \ddot{\mathbf{x}}_0)$, dove evidentemente risulta che \mathbf{F}_0 dipende da $\ddot{\mathbf{x}}_1$ (ovvero che l'interazione con P_0 dipende da quella, arbitraria, con P_1) il che non è fisico³.

2.2.1. Una nota sulle forze posizionali. Nel caso in cui su un punto materiale agisca una *forza posizionale*, ovvero una forza $\mathbf{F} \equiv \mathbf{F}(\mathbf{x})$, l'equazione del moto ha una caratteristica invarianza sotto *traslazioni temporali* e *inversioni temporali*. Ovvero, l'equazione $m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}(\mathbf{x})$ rimane invariata se si effettua il cambio di variabile $t \mapsto \tau \pm t$. Come conseguenza, se abbiamo una soluzione $\bar{\mathbf{x}}(t)$ al problema di Cauchy (assunto ben posto)

$$\begin{cases} m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}(\mathbf{x}) \\ \mathbf{x}(0) = \mathbf{x}_0 \\ \dot{\mathbf{x}}(0) = \mathbf{v}_0 \end{cases}$$

³Per ulteriori dettagli, si veda L. A. Pars, *A treatise on analytical mechanics* (1965).

allora $\hat{\mathbf{x}}(t) = \bar{\mathbf{x}}(\tau \pm t)$ è la soluzione al problema di Cauchy

$$\begin{cases} m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}(\mathbf{x}), \\ \mathbf{x}(\tau) = \mathbf{x}_0, \\ \dot{\mathbf{x}}(\tau) = \pm \mathbf{v}_0. \end{cases}$$

2.3. Invarianza galileiana. Abbiamo già detto che una trasformazione galileiana trasforma un sistema inerziale in un altro sistema inerziale. Un fatto notevole è che il contenuto di tutti e tre i postulati è *invariante* sotto queste trasformazioni: se si assume quindi che i tre postulati catturino la fisica del nostro universo, da questo segue che *tutte le leggi della fisica devono essere invarianti sotto trasformazioni galileiane*, dato che devono in ultima analisi essere compatibili con i postulati del moto. È questo un principio formulato nel 1632 da Galilei⁴, ed assunto valido per quasi trecento anni durante tutto lo sviluppo della meccanica *classica*. Abbiamo visto che ogni trasformazione galileiana si può pensare come decomposta in tre trasformazioni più elementari.

- L'invarianza per traslazione dell'origine del riferimento quadridimensionale manifesta l'assunzione che spazio e tempo siano *omogenei*, ovvero che una qualunque legge fisica non può dipendere da posizioni o istanti di tempo particolari.
- L'invarianza dello spazio sotto rotazioni ne esprime l'*isotropia*, ovvero il fatto che non vi sono direzioni privilegiate.
- L'invarianza sotto *boosts* galileiani implica che *non è possibile, per mezzo di un esperimento fisico realizzato entro un riferimento inerziale, rilevare se il riferimento stesso è in quiete o in moto rettilineo uniforme rispetto ad un altro riferimento inerziale*: ogni riferimento inerziale ha pari dignità.

L'ultimo punto porta alla negazione del concetto aristotelico di *spazio assoluto*: non è possibile *identificare* punti dello spazio in istanti diversi, dato che non abbiamo modo di seguire la posizione di un punto rispetto ad un riferimento assoluto, né ha senso farlo. È questa la ragione per cui lo spaziotempo non ammette la possibilità di parlare di distanza spaziale tra eventi riferiti a istanti diversi⁵.

Come il principio di determinismo di Newton, anche quello di invarianza galileiana ha conseguenze sulla forma funzionale delle forze. Supponiamo di avere un sistema isolato di N punti materiali $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$, e sia $\mathbf{X} = (\mathbf{x}_k)_{k=1}^N$ la concatenazione di tutte le posizioni di detti punti in un riferimento inerziale. La traiettoria di ciascun punto P_k soddisfa, in generale, l'equazione $\mathbf{F}_k(t, \mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}}) = m_k \ddot{\mathbf{x}}_k$, dove m_k è la sua massa.

Dato che il gruppo di Galilei include le traslazioni temporali, se richiediamo che le leggi della natura non dipendano da un tempo specifico t , deve essere $\mathbf{F}_k \equiv \mathbf{F}_k(\mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}})$, ovvero le forze non possono dipendere dal tempo. Il gruppo, d'altra parte, include anche *invarianza per traslazioni* e *invarianza per boosts*. Le forze potranno quindi dipendere solo da *differenze di posizioni* e *differenze di velocità*, ovvero dovrà essere

$$\mathbf{F}_k \equiv \mathbf{F}_k(\{\mathbf{x}_{ij}\}_{i < j}, \{\dot{\mathbf{x}}_{ij}\}_{i < j}), \quad \mathbf{x}_{ij} := \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j.$$

Infine, l'*isotropia dello spazio* implica che la legge del moto non può cambiare se eseguiamo una rotazione del riferimento. Detta $\mathbf{R} \in O(3)$, $\mathbf{F}_k(\{\mathbf{R}\mathbf{x}_{ij}\}_{i < j}, \{\mathbf{R}\dot{\mathbf{x}}_{ij}\}_{i < j}) = \mathbf{R}\mathbf{F}_k(\{\mathbf{x}_{ij}\}_{i < j}, \{\dot{\mathbf{x}}_{ij}\}_{i < j})$.

Una conseguenza di tutte le osservazioni fatte finora è che se si considera un *singolo punto materiale*, in assenza di altri punti materiali, esso deve essere sottoposto ad una forza nulla. Questo è apparentemente in contrasto con il gran numero di equazioni del moto per singoli punti

⁴G. Galilei, *Dialogo sopra i due massimi sistemi del mondo* (1632).

⁵Questo tipo di struttura può essere matematicamente formalizzata dal concetto di *fibrato*, in cui spazi euclidei tridimensionali costituiscono delle *fibre* associate ciascuna ad un punto della *base*, uno spazio euclideo unidimensionale che rappresenta il tempo. Una discussione di questo punto si può trovare in R. Penrose, *La strada che porta alla realtà* (1968).

materiali studiate in Meccanica nella forma $m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})$. Leggi di questo tipo, sebbene in violazione con l'invarianza galileiana, sono utili *approssimazioni* in cui l'effetto del moto di P sugli altri punti materiali con cui interagisce viene trascurato. Nel seguito ci focalizzeremo sulla meccanica del *singolo punto materiale* e su una dipendenza funzionale di \mathbf{F} del tipo indicato, ovvero $\mathbf{F} = \mathbf{F}(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})$, tenendo a mente del fatto che si tratta di una utile approssimazione.

2.4. Equazioni cardinali per sistemi di punti. Si consideri un sistema di N punti materiali $\mathcal{S} := \{P_k\}_{k=1}^N$. Come solito, indichiamo con m_k la massa del punto materiale P_k , di traiettoria \mathbf{x}_k in un riferimento inerziale dato, e sia \mathbf{F}_k la forza agente su di esso. Abbiamo così N equazioni del tipo

$$m_k \ddot{\mathbf{x}}_k = \mathbf{F}_k, \quad k = 1, \dots, N$$

per caratterizzare il moto di questo sistema. Questo sistema di equazioni può essere utilizzato per ottenere due equazioni rilevanti, dette *cardinali*, di una certa utilità quando il sistema \mathcal{S} è costituito da molti punti reciprocamente vincolati. Per discuterle, introduciamo le seguenti quantità.

DEFINIZIONE 2.2 (Centro di massa). Il centro di massa G del sistema \mathcal{S} è il punto individuato dalle coordinate

$$\mathbf{x}_G := \frac{1}{m} \sum_{k=1}^N m_k \mathbf{x}_k, \quad \text{dove } m := \sum_{k=1}^N m_k.$$

DEFINIZIONE 2.3 (Quantità di moto e momento della quantità di moto). La *quantità di moto* del sistema di punti \mathcal{S} è definita come

$$\mathbf{Q} := \sum_{k=1}^N \mathbf{Q}_k, \quad \mathbf{Q}_k := m_k \dot{\mathbf{x}}_k,$$

dove \mathbf{Q}_k è la quantità di moto del punto materiale P_k . Il *momento della quantità di moto*, o *momento angolare rispetto ad un polo A* di coordinate \mathbf{x}_A , è definito come

$$\mathbf{L}_A := \sum_{k=1}^N (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{Q}_k.$$

È immediato verificare che, se $m := \sum_k m_k$ è la massa totale del sistema, $\mathbf{Q} = m \dot{\mathbf{x}}_G$, che può essere pensata come la quantità di moto di un singolo punto di massa m in G . Esiste una relazione semplice tra \mathbf{L}_A , calcolato rispetto al polo A individuato da \mathbf{x}_A , e \mathbf{L}_B , calcolato rispetto al polo B individuato da \mathbf{x}_B , e quantità di moto, ovvero

$$\mathbf{L}_B = \mathbf{L}_A + (\mathbf{x}_A - \mathbf{x}_B) \wedge \mathbf{Q}.$$

Questa relazione è a volte detta *legge del cambiamento di polo*. Segue subito che se $\mathbf{Q} = \mathbf{0}$, allora $\mathbf{L}_A = \mathbf{L}_B$, ovvero il momento angolare totale non dipende dal polo. Inoltre, se $\mathbf{x}_B - \mathbf{x}_A$ e \mathbf{Q} sono paralleli, il momento angolare non cambia nel passare dal polo A al polo B .

DEFINIZIONE 2.4 (Momento torcente delle forze). Il *momento torcente totale* delle forze applicate al sistema di punti \mathcal{S} rispetto al polo A di coordinate \mathbf{x}_A è definito come

$$\boldsymbol{\tau} := \sum_{k=1}^N \boldsymbol{\tau}_{A,k}, \quad \boldsymbol{\tau}_{A,k} := (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{F}_k,$$

dove $\boldsymbol{\tau}_{A,k}$ è il momento torcente della forza \mathbf{F}_k applicata in \mathbf{x}_k rispetto al polo A .

Come nel caso del momento della quantità di moto, esiste una relazione semplice tra τ_A , calcolato rispetto al polo A individuato da \mathbf{x}_A , e τ_B , calcolato rispetto al polo B individuato da \mathbf{x}_B , ovvero

$$\tau_B = \tau_A + (\mathbf{x}_A - \mathbf{x}_B) \wedge \mathbf{R},$$

dove questa volta

$$\mathbf{R} := \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_k$$

è detta *risultante* delle forze.

Avendo introdotto queste quantità cruciali, possiamo derivare due relazioni tra esse,

$$(1.2) \quad \dot{\mathbf{Q}} = \sum_{k=1}^N m_k \ddot{\mathbf{x}}_k = \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_k =: \mathbf{R},$$

$$(1.3) \quad \dot{\mathbf{L}}_O = \sum_{k=1}^N \frac{d}{dt} (\mathbf{x}_k \wedge \mathbf{Q}_k) = \sum_{k=1}^N \mathbf{x}_k \wedge \mathbf{F}_k = \sum_k \tau_{O,k} =: \tau_O,$$

dove O è l'origine del riferimento. È possibile anche scegliere come polo rispetto a cui calcolare il momento angolare un punto P del sistema, sia esso per esempio il punto di coordinate \mathbf{x}_P : in tal caso, si vede facilmente che

$$\dot{\mathbf{L}}_P = \tau_P - \dot{\mathbf{x}}_P \wedge \mathbf{Q}.$$

Queste equazioni possono essere semplificate osservando che ciascuna forza \mathbf{F}_k applicata ad un punto materiale P_k contiene contributi di natura diversa. Vi sarà, anzitutto, un contributo *interno* $\mathbf{F}_k^{(in)}$, dovuto all'interazione di P_k con tutti gli altri elementi in \mathcal{S} , ed un contributo rimanente *esterno* $\mathbf{F}_k^{(ext)}$, dovuto all'interazione con punti materiali non in \mathcal{S} . Se indichiamo con \mathbf{F}_{kj} la contributo alla forza interna applicata a k dovuto alla presenza punto materiale j , di modo che $\mathbf{F}_k^{(in)} = \sum_{P_j \in \mathcal{S} \setminus \{P_i\}} \mathbf{F}_{kj}$, possiamo quindi decomporre $\mathbf{F}_k = \mathbf{F}_k^{(in)} + \mathbf{F}_k^{(ext)}$. Similmente possiamo definire la risultante delle forze interne e la risultante delle forze esterne come, rispettivamente,

$$\mathbf{R}^{(in)} := \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_k^{(in)}, \quad \mathbf{R}^{(ext)} := \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_k^{(ext)}.$$

ed analogamente il momento delle forze interne ed esterne rispetto ad un generico polo A di coordinate \mathbf{x}_A ,

$$\tau^{(in)} := \sum_{k=1}^N (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{F}_k^{(in)}, \quad \tau^{(ext)} := \sum_{k=1}^N (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{F}_k^{(ext)}.$$

TEOREMA 2.6. *La risultante e il momento delle forze interne di un sistema \mathcal{S} sono sempre nulli.*

DIMOSTRAZIONE. Per via del terzo postulato della meccanica, le forze interne sono a due a due opposte, ovvero $\mathbf{F}_{ij} = -\mathbf{F}_{ji}$. Ne segue che la risultante delle forze interne è nulla

$$\mathbf{R}^{(in)} = \sum_{P_i, P_j \in \mathcal{S}} \mathbf{F}_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{P_i, P_j \in \mathcal{S} \\ i \neq j}} (\mathbf{F}_{ij} + \mathbf{F}_{ji}) = \mathbf{0}.$$

Sempre usando il terzo postulato, il momento totale delle forze interne è

$$\tau_O^{(in)} = \sum_{P_i \in \mathcal{S}} \mathbf{x}_i \wedge \sum_{P_j \in \mathcal{S} \setminus \{P_i\}} \mathbf{F}_{ij} = \sum_{\substack{P_i, P_j \in \mathcal{S} \\ i \neq j}} \mathbf{x}_i \wedge \mathbf{F}_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{P_i, P_j \in \mathcal{S} \\ i \neq j}} (\mathbf{x}_i \wedge \mathbf{F}_{ij} + \mathbf{x}_j \wedge \mathbf{F}_{ji}) = \mathbf{0}.$$

Si noti che la scelta del polo è irrilevante essendo $\mathbf{R}^{(\text{in})} = \mathbf{0}$. \square

Come conseguenza di quanto detto, vale il seguente

COROLLARIO 2.7 (Prima e seconda equazione cardinale). *Valgono le seguenti equazioni cardinali per un sistema di punti*

$$(1.4) \quad \dot{\mathbf{Q}} = \mathbf{R}^{(\text{ext})},$$

$$(1.5) \quad \dot{\mathbf{L}}_O = \boldsymbol{\tau}_O^{(\text{ext})}.$$

Inoltre, dato un versore $\hat{\mathbf{u}}$, se $\langle \mathbf{R}^{(\text{ext})}, \hat{\mathbf{u}} \rangle = 0$ allora $\langle \mathbf{Q}, \hat{\mathbf{u}} \rangle$ si conserva. Similmente, se $\langle \boldsymbol{\tau}_O^{(\text{ext})}, \hat{\mathbf{u}} \rangle = 0$ allora $\langle \mathbf{L}_O, \hat{\mathbf{u}} \rangle$ si conserva.

Si noti che la prima equazione cardinale si può riscrivere come $m\ddot{\mathbf{x}}_G = \mathbf{R}^{(\text{ext})}$, da cui segue il seguente

COROLLARIO 2.8. *In assenza di forze esterne, il centro di massa G di un sistema di n punti materiali ha accelerazione nulla.*

Come vedremo, il centro di massa può quindi sempre essere considerato come conveniente “osservatore inerziale” rispetto al quale svolgere una analisi quando sul sistema considerato non sono applicate forze esterne, ovvero se il sistema è *isolato*.

2.5. Lavoro, energia cinetica e forze conservative. Concludiamo questa seconda parte introducendo alcuni concetti legati a quantificatori dell’azione delle forze lungo le traiettorie dei punti a cui esse sono applicate. Consideriamo un punto materiale P di massa m e traiettoria \mathbf{x} , soggetto ad una forza $\mathbf{F} = \mathbf{F}(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})$. Si definisce *potenza* associata all’azione della forza \mathbf{F} sul punto materiale al tempo t la quantità

$$\Pi(t) := \langle \mathbf{F}(t, \mathbf{x}(t), \dot{\mathbf{x}}(t)), \dot{\mathbf{x}}(t) \rangle.$$

L’integrale di questa quantità su un certo intervallo $[t_0, t]$ si definisce *lavoro* della forza nel medesimo intervallo,

$$W(t_0, t) := \int_{t_0}^t \Pi(\tau) d\tau = \int_{t_0}^t \langle \mathbf{F}(\tau, \mathbf{x}(\tau), \dot{\mathbf{x}}(\tau)), \dot{\mathbf{x}}(\tau) \rangle d\tau.$$

L’espressione dipende in generale dallo stato cinematico del corpo in tutti gli istanti tra t_0 e t , e ha suggerito l’introduzione della quantità *energia cinetica*.

DEFINIZIONE 2.5. L’energia cinetica di un punto materiale P di massa m che si muove con traiettoria \mathbf{x} è

$$T(\dot{\mathbf{x}}) := \frac{1}{2}m\|\dot{\mathbf{x}}\|^2.$$

Il legame tra lavoro, potenza ed energia cinetica è espresso dal seguente semplice ma importante

TEOREMA 2.9 (delle “forze vive”). *Dato un punto materiale P di massa m in moto lungo una traiettoria $\mathbf{x}(t)$, il lavoro svolto dalla forza totale agente su di esso tra un tempo t_0 e un tempo $t > t_0$ è uguale alla variazione della sua energia cinetica, ovvero*

$$T(\dot{\mathbf{x}}(t)) - T(\dot{\mathbf{x}}(t_0)) = W(t_0, t).$$

DIMOSTRAZIONE. Basta osservare che

$$\frac{dT(\dot{\mathbf{x}})}{dt} = m\langle \ddot{\mathbf{x}}, \dot{\mathbf{x}} \rangle = \langle \mathbf{F}, \dot{\mathbf{x}} \rangle = \Pi,$$

e integrare questa relazione nel tempo per ottenere la definizione di W . \square

2.5.1. Forze posizionali. Sia $\mathbf{F} \equiv \mathbf{F}(\mathbf{x})$, ovvero la forza applicata a P dipende esclusivamente dalla sua posizione (*forza posizionale*). Supponiamo inoltre che la traiettoria \mathbf{x} sia regolare ($\dot{\mathbf{x}} \neq \mathbf{0}$) in un certo intervallo $[t_0, t_1]$, di modo che sia possibile introdurre una parametrizzazione intrinseca $\boldsymbol{\gamma}: I \subseteq \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$ della traiettoria \mathbf{x} . Scelto infatti un punto sulla traiettoria \mathbf{x} come origine, sia esso per esempio $\mathbf{x}(t_0)$, basta introdurre l'ascissa curvilinea

$$s(t) := \int_{t_0}^t \|\dot{\mathbf{x}}(\tau)\| d\tau, \quad t \in [t_0, t_1],$$

così che $\mathbf{x} = \boldsymbol{\gamma} \circ s$, ovvero $\boldsymbol{\gamma} = \mathbf{x} \circ s^{-1}$. Il lavoro compiuto da \mathbf{F} nell'intervallo $[t_0, t_1]$ diventa così

$$W(t_0, t_1) = \int_{t_0}^{t_1} \langle \mathbf{F}(\mathbf{x}(t)), \dot{\mathbf{x}}(t) \rangle dt = \int_0^\ell \langle \mathbf{F}(\boldsymbol{\gamma}(s)), \boldsymbol{\gamma}'(s) \rangle ds = \int_{\boldsymbol{\gamma}} \langle \mathbf{F}(\boldsymbol{\gamma}), d\boldsymbol{\gamma} \rangle.$$

Nell'espressione sopra $\hat{\mathbf{v}}(s) := \boldsymbol{\gamma}'(s)$ è il versore tangente alla curva nel punto di ascissa curvilinea s , e abbiamo indicato con $s(t_1) = \ell$, lunghezza della traiettoria percorsa dal punto materiale tra t_0 e t_1 . L'espressione dipende quindi *puramente dalla traiettoria* percorsa e non da *come* essa è stata percorsa, ovvero è invariante per riparametrizzazioni temporali.

2.5.2. Forze conservative. Un'ulteriore semplificazione si verifica quando la forza è, oltre che posizionale, un *campo conservativo*, ovvero esiste un *potenziale*, detto *energia potenziale*, $V: A \subseteq \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}$, $V \in C^2(A)$, tale per cui

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = -\partial_{\mathbf{x}} V(\mathbf{x}).$$

Qui e in seguito indicheremo con $\partial_{\mathbf{x}} V(\mathbf{x}) \in \mathbb{R}^3$ il *gradiente* di V rispetto ad \mathbf{x} . Un campo di forze conservativo ha la proprietà di essere *irrotazionale*, ovvero $\text{rot } \mathbf{F} = \mathbf{0}$, come diretta conseguenza della sua definizione: viceversa l'irrotationalità garantisce l'esistenza di un potenziale purché il dominio di definizione di \mathbf{F} sia semplicemente connesso. Se ne calcoliamo il lavoro lungo una certa traiettoria $\mathbf{x} = \boldsymbol{\gamma} \circ s$, otteniamo

$$(1.6) \quad W(t_0, t_1) = \int_{\boldsymbol{\gamma}} \langle \mathbf{F}(\boldsymbol{\gamma}), d\boldsymbol{\gamma} \rangle = - \int_0^\ell \langle \partial_{\mathbf{x}} V(\boldsymbol{\gamma}(s)), \boldsymbol{\gamma}'(s) \rangle ds = - \int_{\mathbf{x}(t_0)}^{\mathbf{x}(t_1)} dV = V(\mathbf{x}(t_0)) - V(\mathbf{x}(t_1)),$$

ovvero il lavoro svolto dipende solo dalla posizione finale e iniziale della curva seguita. Legato al precedente risultato è il fatto seguente: se calcoliamo la potenza di una forza conservativa troveremo

$$(1.7) \quad \Pi = \langle \mathbf{F}(\mathbf{x}), \dot{\mathbf{x}} \rangle = -\langle \partial_{\mathbf{x}} V(\mathbf{x}), \dot{\mathbf{x}} \rangle = -\frac{dV(\mathbf{x})}{dt} \equiv -\dot{V}(\mathbf{x}).$$

Questo cruciale fatto permette di enunciare il seguente, importante teorema.

TEOREMA 2.10 (Conservazione dell'energia meccanica). *Dato un punto materiale P di traiettoria \mathbf{x} soggetto a sole forze conservative associate ad un potenziale V , la sua energia meccanica*

$$E(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) := T(\dot{\mathbf{x}}) + V(\mathbf{x})$$

rimane costante durante il moto.

DIMOSTRAZIONE. Il risultato si ottiene combinando l'Eq. (1.7) con il teorema delle forze vive, ovvero osservando che

$$\frac{dT}{dt} = \Pi = -\frac{dV}{dt} \Rightarrow \frac{d}{dt} (T(\dot{\mathbf{x}}) + V(\mathbf{x})) = 0. \quad \square$$

Il teorema rimane valido se sul punto materiale agiscono forze anche non conservative ma aventi potenza nulla.

3. Cambi di riferimento

3.1. Osservatori mobili. Nello studio della linea universo $P(t)$ di un certo punto materiale omonimo, abbiamo scelto un evento origine O e una base ortonormale $\{\hat{\mathbf{i}}_k\}_{k=1}^3$ in $\text{Ker}(\tau)$ per ottenere un sistema di coordinate $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$. Non è raro tuttavia scegliere, invece che un evento e una base fissa, una *linea universo non canonica* che funge da *osservatore di riferimento* $O_\alpha(t)$, e adottare una famiglia $\{\hat{\mathbf{a}}_1(t), \hat{\mathbf{a}}_2(t), \hat{\mathbf{a}}_3(t)\}_t$ di basi ortonormali per $\text{Ker}(\tau)$ che “evolve” con esso: assumeremo che, per ogni k , $\hat{\mathbf{a}}_k(t)$ sia differenziabile in t . Richiediamo che la linea universo “osservatore” sia parametrizzata in modo che $\tau(\overrightarrow{O_\alpha(t)P(t)}) = 0 \forall t$. La *traiettoria* di P rispetto all’osservatore O_α è quindi

$$\mathbf{x}^\alpha(t) := \overrightarrow{O_\alpha(t)P(t)} \in \text{Ker}(\tau),$$

dove abbiamo aggiunto un apice per ricordare che si tratta della traiettoria di P vista da O_α . Questa traiettoria potrà essere decomposta come

$$\mathbf{x}^\alpha(t) = \sum_{k=1}^3 x_k^\alpha(t) \hat{\mathbf{a}}_k(t).$$

Le coordinate $\mathbf{x}^\alpha(t) := (x_i^\alpha(t))_{i=1}^3$ sono ottenute in funzione di questo “riferimento mobile”. Quello costruito è, in generale, un riferimento *non inerziale* che indichiamo per brevità con $\alpha := O_\alpha \hat{\mathbf{a}}_1 \hat{\mathbf{a}}_2 \hat{\mathbf{a}}_3$ e vive “localmente” seguendo la linea universo O_α . In questo riferimento, la velocità di P è

$$\mathbf{v}^\alpha := \left. \frac{d\mathbf{x}^\alpha}{dt} \right|_\alpha := \sum_{k=1}^3 \dot{x}_k^\alpha \hat{\mathbf{a}}_k(t),$$

in quanto si assume che l’osservatore O_α veda la base $\{\hat{\mathbf{a}}_k\}_k$ come fissa nel tempo. Analogamente, l’accelerazione di P secondo il riferimento α è

$$\mathbf{a}^\alpha := \left. \frac{d^2 \mathbf{x}^\alpha}{dt^2} \right|_\alpha := \sum_{k=1}^3 \ddot{x}_k^\alpha \hat{\mathbf{a}}_k(t),$$

Se per ogni k si ha che x_k^α è indipendente dal tempo, si dice che P è *solidale* con $O_\alpha \hat{\mathbf{a}}_1 \hat{\mathbf{a}}_2 \hat{\mathbf{a}}_3$. Un sistema di riferimento globale del tipo già studiato (che *non* dipende da un parametro temporale t) può essere visto come un caso particolare. Basta in effetti scegliere, una base “costante” $\{\hat{\mathbf{i}}_k\}_k$ per $\text{Ker}(\tau)$ e una traiettoria costruita canonicamente da un evento origine O .

Sia ora $O_\beta: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{A}$ una diversa linea universo, associata ad un diverso osservatore O_β , che utilizza una diversa famiglia di basi ortonormali $\{\hat{\beta}_k(t)\}_{k=1}^3$: questo permette di introdurre un *secondo riferimento* $\beta := O_\beta \hat{\beta}_1 \hat{\beta}_2 \hat{\beta}_3$. La traiettoria di P rispetto a questo osservatore sarà

$$\mathbf{x}^\beta(t) := \overrightarrow{O_\beta(t)P(t)} \in \text{Ker}(\tau),$$

e potrà essere scritta come $\mathbf{x}^\beta(t) = \sum_{k=1}^3 x_k^\beta(t) \hat{\beta}(t)$. Varrà⁶

$$\mathbf{x}^\alpha(t) = \overrightarrow{O_\alpha(t)P(t)} = \overrightarrow{O_\alpha(t)O_\beta(t)} + \overrightarrow{O_\beta(t)P(t)} = \mathbf{x}_\beta^\alpha + \mathbf{x}^\beta(t),$$

avendo definito $\mathbf{x}_\beta^\alpha(t) := \overrightarrow{O_\alpha(t)O_\beta(t)}$, posizione di O_β rispetto a O_α .

Le due basi ortonormali vivono nello stesso spazio. Assumendo che esse abbiano la stessa orientazione, è possibile individuare una matrice di cambio di base $\mathbf{R}_\beta^\alpha(t) \in \text{SO}(3)$ che permette di passare dalla base $\{\hat{\mathbf{a}}_k\}_{k=1}^3$ alla base $\{\hat{\beta}_k\}_{k=1}^3$ come

$$(1.8) \quad \hat{\beta}_i(t) = \sum_{k=1}^3 \hat{\mathbf{a}}_k(t) [\mathbf{R}_\beta^\alpha(t)]_{ki}, \quad i = 1, 2, 3.$$

⁶I pedici in alto possono essere letti come “visto da”.

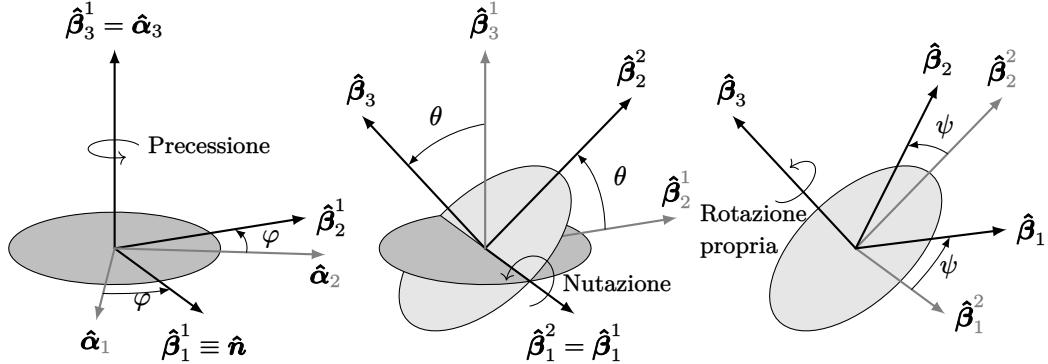


FIGURA 1. Angoli di Eulero.

Se quindi $\mathbf{u} = \sum_{k=1}^3 u_k^\alpha \hat{\alpha}_k = \sum_{i=1}^3 u_i^\beta \hat{\beta}_i$, allora

$$\sum_{i=1}^3 u_i^\beta \sum_{k=1}^3 [\mathbf{R}_\beta^\alpha]_{ki} \hat{\alpha}_k = \sum_{k=1}^3 u_k^\alpha \hat{\alpha}_k \Rightarrow \mathbf{u}^\alpha = \mathbf{R}_\beta^\alpha \mathbf{u}^\beta.$$

Ciò significa che si ha la seguente relazione tra le coordinate di P nel riferimento α e quelle nel riferimento β ,

$$(1.9) \quad \mathbf{x}^\alpha(t) = \mathbf{x}_\beta^\alpha(t) + \mathbf{R}_\beta^\alpha(t) \mathbf{x}^\beta(t).$$

La dipendenza tra le coordinate in α e le coordinate β richiede perciò, per essere esplicitata, la conoscenza delle coordinate \mathbf{x}_β^α dell'osservatore mobile in funzione di quello fisso e della matrice \mathbf{R}_β^α in funzione del tempo.

3.2. Angoli di Eulero e velocità angolare. Ogni matrice $\mathbf{R} \in \text{SO}(3)$ è caratterizzata da soli tre parametri arbitrari: ciò significa che per specificare un cambio di riferimento ortonormale sono necessarie le tre coordinate $\mathbf{x}_\beta^\alpha(t)$ di O_β rispetto al riferimento α , e tre parametri per fissare la matrice $\mathbf{R}_\beta^\alpha(t)$, come si vede dall'Eq. (1.9). Per introdurre una opportuna parametrizzazione di \mathbf{R}_β^α utilizzeremo il metodo di Eulero: questo metodo *non* è unico, e in effetti altre scelte di metodo sono possibili, ma è quello più diffusamente utilizzato per via di una serie di vantaggi legati a come la parametrizzazione di \mathbf{R}_β^α viene introdotta.

Immaginiamo quindi di voler fare il cambio di terna ortonormale (omettiamo la dipendenza temporale per semplicità)

$$(\hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_2, \hat{\alpha}_3) \rightarrow (\hat{\beta}_1, \hat{\beta}_2, \hat{\beta}_3)$$

che avverrà con una certa generica matrice $\mathbf{R}_\beta^\alpha \in \text{SO}(3)$ in modo che valga l'Eq. (1.8). Utilizziamo l'isomorfismo di $\text{Ker}(\tau)$ con \mathbb{R}^3 per dare una rappresentazione grafica della costruzione in Fig. 1. Supponiamo che $\hat{\alpha}_3 \wedge \hat{\beta}_3 \neq \mathbf{0}$ (ovvero che $\hat{\alpha}_3$ e $\hat{\beta}_3$ non siano paralleli) e definiamo il versore

$$\hat{n} = \frac{\hat{\alpha}_3 \wedge \hat{\beta}_3}{\|\hat{\alpha}_3 \wedge \hat{\beta}_3\|}.$$

Questo versore indica il cosiddetto *asse dei nodi*. In base a questo asse possiamo definire tre angoli, detti *angoli di Eulero*, che identificano altrettante rotazioni successive (in senso antiorario) attorno a direzioni della base, e che permettono di ottenere in tre passi la base di $\{\hat{\beta}_k\}_{k=1}^3$ a partire da $\{\hat{\alpha}_k\}_{k=1}^3$:

Precessione: Ruotiamo $\hat{\alpha}_1$ di un opportuno angolo $\varphi \in [0, 2\pi]$ nel piano ortogonale a $\hat{\alpha}_3$ per sovrapporlo a \hat{n} . Questo avverrà applicando una matrice di rotazione

$$\mathbf{R}^{(3)}(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow \hat{\beta}_i^{(1)} = \sum_{j=1}^3 \hat{\alpha}_j R_{ji}^{(3)}(\varphi) \quad \forall i.$$

Nutazione: Ruotiamo $\hat{\alpha}_3$ di un opportuno angolo $\theta \in [0, \pi]$ nel piano ortogonale a \hat{n} fino a sovrapporlo a $\hat{\beta}_3$, ciò corrisponde all'applicazione della matrice

$$\mathbf{R}^{(1)}(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \Rightarrow \hat{\beta}_i^{(2)} = \sum_{j=1}^3 \hat{\beta}_j^{(1)} R_{ji}^{(1)}(\theta) \quad \forall i.$$

Rotazione propria: Ruotiamo \hat{n} di un opportuno angolo $\psi \in [0, 2\pi]$ per sovrapporlo a $\hat{\beta}_1$ nel piano ortogonale a $\hat{\beta}_3$. Questa rotazione corrisponde all'azione di

$$\mathbf{R}^{(3)}(\psi) = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow \hat{\beta}_i = \sum_{j=1}^3 \hat{\beta}_j^{(2)} R_{ji}^{(3)}(\psi) \quad \forall i.$$

In conclusione otteniamo

$$\hat{\beta}_i = \sum_{j=1}^3 \hat{\beta}_j^{(2)} R_{ji}^{(3)}(\psi) = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \hat{\beta}_j^{(1)} R_{kj}^{(2)}(\theta) R_{ji}^{(3)}(\psi) = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{\ell=1}^3 \hat{\alpha}_{\ell} R_{\ell k}^{(3)}(\varphi) R_{kj}^{(2)}(\theta) R_{ji}^{(3)}(\psi),$$

ovvero

$$[\mathbf{R}_{\beta}^{\alpha}]_{\ell i} = \sum_{jk} R_{\ell k}^{(3)}(\varphi) R_{kj}^{(2)}(\theta) R_{ji}^{(3)}(\psi) \Leftrightarrow \mathbf{R}_{\beta}^{\alpha} = \mathbf{R}^{(3)}(\varphi) \mathbf{R}^{(2)}(\theta) \mathbf{R}^{(3)}(\psi).$$

La parametrizzazione della rotazione $\mathbf{R}_{\beta}^{\alpha}$ qui introdotta richiede che $\hat{\alpha}_3$ e $\hat{\beta}_3$ non siano paralleli: questa difficoltà, ovvero l'impossibilità di associare biunivocamente tutte le rotazioni ad un singolo tipo di parametrizzazione, appare per *qualsiasi* costruzione. Se d'altra parte $\hat{\beta}_3 = \hat{\alpha}_3$, è chiaro che abbiamo bisogno solo di un movimento di precessione, in cui $\hat{\alpha}_1 \rightarrow \hat{\beta}_1$, per cui $\mathbf{R}_{\beta}^{\alpha} = \mathbf{R}^{(3)}(\alpha)$. In questo caso, α è semplicemente detto *angolo di rotazione*. Si noti che questa parametrizzazione *mantiene l'orientazione della base*, e infatti in tutti i casi $\det \mathbf{R}_{\beta}^{\alpha} = 1$.

3.2.1. Formula di Poisson. Per studiare in forma *differenziale* i cambi di riferimento introdotti, immaginiamo di avere un certo vettore $\mathbf{u} \in \text{Ker}(\tau)$, dipendente dal parametro t . Sia la sua decomposizione nelle due basi

$$\mathbf{u}(t) = \sum_{k=1}^2 u_k^{\alpha}(t) \hat{\alpha}_k(t) = \sum_{k=1}^3 u_k^{\beta}(t) \hat{\beta}_k(t) = \sum_{k=1}^3 \hat{\alpha}_j(t) [\mathbf{R}_{\beta}^{\alpha}(t)]_{jk} u_k^{\beta}(t).$$

Questo significa che le sue coordinate \mathbf{u}^{α} ed \mathbf{u}^{β} rispetto ai riferimenti α e β soddisfano la relazione

$$\mathbf{u}^{\alpha}(t) = \mathbf{R}_{\beta}^{\alpha}(t) \mathbf{u}^{\beta}(t).$$

Come esprimere le derivate rispetto al tempo di questa espressione? Consideriamo il seguente Lemma preliminare.

LEMMA 3.1. *Sia data una applicazione matriciale $\mathbf{R}(t)$, tale che $\mathbf{R}: \mathbb{R} \rightarrow \text{SO}(n)$ differenziabile in t . La matrice*

$$\boldsymbol{\Omega} := \dot{\mathbf{R}} \mathbf{R}^{\top},$$

è antisimmetrica, ovvero $\boldsymbol{\Omega} = -\boldsymbol{\Omega}^{\top}$.

DIMOSTRAZIONE. Essendo $\mathbf{R}(t)$ ortogonale, vale $\forall t$

$$\mathbf{R} \mathbf{R}^{\top} = \mathbf{I} \Rightarrow \dot{\mathbf{R}} \mathbf{R}^{\top} = -\mathbf{R} \dot{\mathbf{R}}^{\top} = -(\dot{\mathbf{R}} \mathbf{R}^{\top})^{\top}. \quad \square$$

Questo lemma è utile per provare il seguente teorema, dovuto a Poisson, che fornisce una informazione particolarmente utile su come evolvono questi versori ortonormali.

TEOREMA 3.2 (Poisson). *Siano dati due sistemi di riferimento $O_\alpha \hat{\alpha}_1 \hat{\alpha}_2 \hat{\alpha}_3$ e $O_\beta \hat{\beta}_1 \hat{\beta}_2 \hat{\beta}_3$ come sopra. Allora esiste un unico vettore ω_β^α , detto vettore velocità angolare tale per cui*

$$(1.10) \quad \frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\alpha = \frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\beta + \omega_\beta^\alpha \wedge \mathbf{u}.$$

DIMOSTRAZIONE. Deriviamo $\mathbf{u}^\alpha = \mathbf{R}_\beta^\alpha \mathbf{u}^\beta$ espressione che lega \mathbf{u}^α ad \mathbf{u}^β , vettori delle componenti di \mathbf{u} rispetto alle due basi, ottenendo

$$\dot{\mathbf{u}}^\alpha = \mathbf{R}_\beta^\alpha \dot{\mathbf{u}}^\beta + \dot{\mathbf{R}}_\beta^\alpha \mathbf{u}^\beta = \mathbf{R}_\beta^\alpha \dot{\mathbf{u}}^\beta + \dot{\mathbf{R}}_\beta^\alpha \mathbf{R}_\beta^{\alpha\top} \mathbf{R}_\beta^\alpha \mathbf{u}^\beta \equiv \mathbf{R}_\beta^\alpha \dot{\mathbf{u}}^\beta + \Omega \mathbf{u}^\alpha.$$

Per il Lemma 3.1, la matrice $\Omega_\beta^\alpha := \dot{\mathbf{R}}_\beta^\alpha \mathbf{R}_\beta^{\alpha\top}$ può essere scritta come

$$\Omega = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix}$$

per cui

$$\Omega_\beta^\alpha \mathbf{u}^\alpha = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1^\alpha \\ u_2^\alpha \\ u_3^\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_2 u_3^\alpha - \omega_3 u_2^\alpha \\ \omega_3 u_1^\alpha - \omega_1 u_3^\alpha \\ \omega_1 u_2^\alpha - \omega_2 u_1^\alpha \end{pmatrix}$$

In forma vettoriale, l'espressione ottenuta è quindi

$$\sum_k \dot{u}_k^\alpha \hat{\alpha}_k = \sum_{ik} \hat{\alpha}_k [\mathbf{R}_\beta^\alpha]_{ki} \dot{u}_i^\beta + \sum_{ik} \hat{\alpha}_k [\dot{\mathbf{R}}_\beta^\alpha]_{ki} u_i^\beta = \sum_i \dot{u}_i^\beta \hat{\beta}_i + \sum_{ijk} \epsilon_{ijk} \omega_i u_j^\alpha \hat{\alpha}_k.$$

Notiamo ora che

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\alpha := \sum_{k=1}^3 \dot{u}_k^\alpha \hat{\alpha}_k, \quad \frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\beta := \sum_{k=1}^3 \dot{u}_k^\beta \hat{\beta}_k$$

sono rispettivamente le derivate temporali di \mathbf{u} rispetto al riferimento α e β . Invece l'ultimo termine si può scrivere come

$$\sum_{ijk} \epsilon_{ijk} \omega_i u_j^\alpha \hat{\alpha}_k = \omega_\beta^\alpha \wedge \mathbf{u}^\alpha, \quad \text{dove } \omega_\beta^\alpha := \sum_k \omega_k \mathbf{a}_k.$$

Si ottiene così l'Eq. (1.10). Naturalmente la relazione può essere invertita scrivendo

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\beta = \frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\alpha - \omega_\beta^\alpha \wedge \mathbf{u} \equiv \frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\alpha + \omega_\alpha^\beta \wedge \mathbf{u}, \quad \omega_\beta^\alpha = -\omega_\alpha^\beta.$$

Il vettore ω_β^α , in generale dipendente dal tempo, è unico (se esistesse un diverso $\bar{\omega}_\beta^\alpha$ tale per cui la relazione precedente è soddisfatta, si avrebbe $(\omega_\beta^\alpha - \bar{\omega}_\beta^\alpha) \wedge \mathbf{u} = \mathbf{0}$ per ogni vettore \mathbf{u}). \square

COROLLARIO 3.3. *Vale*

$$\frac{d\hat{\alpha}_k}{dt} \Big|_\beta = \omega_\alpha^\beta \wedge \hat{\alpha}_k, \quad \frac{d\hat{\beta}_k}{dt} \Big|_\alpha = \omega_\beta^\alpha \wedge \hat{\beta}_k, \quad k = 1, \dots, 3,$$

dove $\omega_\beta^\alpha = -\omega_\alpha^\beta$. Inoltre, se un osservatore con riferimento $c = O_\gamma \hat{\gamma}_1 \hat{\gamma}_2 \hat{\gamma}_3$ è solidale con l'osservatore $O_\beta \hat{\beta}_1 \hat{\beta}_2 \hat{\beta}_3$,

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\alpha = \frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_\gamma + \omega_\beta^\alpha \wedge \mathbf{u}.$$

DIMOSTRAZIONE. La prima parte del corollario discende direttamente dall'applicazione del teorema di Poisson ai vettori di base. Per la seconda parte, scriviamo

$$\frac{d\hat{\gamma}_i}{dt}\Big|_{\alpha} = \sum_{j=1}^3 \frac{d}{dt} (\langle \hat{\gamma}_i, \hat{\beta}_j \rangle \hat{\beta}_j) = \sum_{j=1}^3 \langle \hat{\gamma}_i, \hat{\beta}_j \rangle \frac{d\hat{\beta}_j}{dt}\Big|_{\alpha} = \omega_{\beta}^{\alpha} \wedge \sum_{j=1}^3 \langle \hat{\gamma}_i, \hat{\beta}_j \rangle \hat{\beta}_j = \omega_{\beta}^{\alpha} \wedge \hat{\gamma}_i$$

dove abbiamo usato il fatto che $\langle \hat{\gamma}_i, \hat{\beta}_j \rangle$ non dipende dal tempo. \square

COROLLARIO 3.4. *Il vettore ω_{β}^{α} si può scrivere come*

$$(1.11) \quad \omega_{\beta}^{\alpha} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \hat{\beta}_i \wedge \frac{d\hat{\beta}_i}{dt}\Big|_{\alpha}.$$

DIMOSTRAZIONE. Usando l'identità $\mathbf{a} \wedge (\mathbf{b} \wedge \mathbf{c}) = \mathbf{b}\langle \mathbf{a}, \mathbf{c} \rangle - \mathbf{c}\langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \rangle$ per tre generici vettori in uno spazio vettoriale tridimensionale, basta infatti osservare che

$$(1.12) \quad \sum_{i=1}^3 \hat{\beta}_i \wedge \frac{d\hat{\beta}_i}{dt}\Big|_{\alpha} = \sum_{i=1}^3 \hat{\beta}_i \wedge (\omega_{\beta}^{\alpha} \wedge \hat{\beta}_i) = \sum_{i=1}^3 (\omega_{\beta}^{\alpha} - \langle \omega_{\beta}^{\alpha}, \hat{\beta}_i \rangle \hat{\beta}_i) = 3\omega_{\beta}^{\alpha} - \omega_{\beta}^{\alpha} = 2\omega_{\beta}^{\alpha}. \quad \square$$

COROLLARIO 3.5. *Vale*

$$(1.13) \quad \frac{d\omega_{\beta}^{\alpha}}{dt}\Big|_{\alpha} = \frac{d\omega_{\beta}^{\alpha}}{dt}\Big|_{\beta}.$$

Esempio 1.5 — Consideriamo il caso in cui la base $\{\hat{\beta}_k\}_{k=1}^3$ possa essere espressa in funzione di una certa base $\{\hat{\alpha}_k\}_{k=1}^3$ come

$$\hat{\beta}_1 = \cos \theta \hat{\alpha}_1 + \sin \theta \hat{\alpha}_2, \quad \hat{\beta}_2 = -\sin \theta \hat{\alpha}_1 + \cos \theta \hat{\alpha}_2, \quad \hat{\beta}_3 = \hat{\alpha}_3,$$

con $\theta: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ funzione differenziabile. Si tratta di un moto di rotazione attorno all'asse fisso $\hat{\alpha}_3$. Dalla formula sopra

$$\omega_{\beta}^{\alpha} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \hat{\beta}_k \wedge \frac{d\hat{\beta}_k}{dt}\Big|_{\theta} = \dot{\theta} \hat{\alpha}_3 \equiv \dot{\theta} \hat{\beta}_3,$$

ovvero ω_{β}^{α} quantifica la velocità di variazione dell'angolo di rotazione θ ed è diretto come l'asse di rotazione $\hat{\alpha}_3 \equiv \hat{\beta}_3$: questo ne giustifica il nome *velocità angolare*.

3.3. Trasformazioni delle quantità cinematiche. Avendo ottenuto la relazione tra derivate temporali in due sistemi di riferimento per un generico vettore, possiamo ora applicare questo risultato al vettore posizione \mathbf{x} associato al punto materiale P per ottenere l'espressione delle *velocità* nei due riferimenti $\alpha = O_{\alpha} \hat{\alpha}_1 \hat{\alpha}_2 \hat{\alpha}_3$ e $\beta = O_{\beta} \hat{\beta}_1 \hat{\beta}_2 \hat{\beta}_3$. Abbiamo già stabilito che vale la relazione

$$\mathbf{x}^{\alpha} = \mathbf{x}_{\alpha}^{\beta} + \mathbf{x}^{\beta}.$$

Derivando rispetto al tempo nel riferimento α otterremo

$$\mathbf{v}^{\alpha} := \frac{d\mathbf{x}^{\alpha}}{dt}\Big|_{\alpha} = \frac{d\mathbf{x}_{\alpha}^{\beta}}{dt}\Big|_{\beta} + \frac{d\mathbf{x}^{\beta}}{dt}\Big|_{\alpha}.$$

Per quanto detto sopra

$$\frac{d\mathbf{x}^{\beta}}{dt}\Big|_{\alpha} = \frac{d\mathbf{x}^{\beta}}{dt}\Big|_{\beta} + \omega_{\beta}^{\alpha} \wedge \mathbf{x}^{\beta} \equiv \mathbf{v}^{\beta} + \omega_{\beta}^{\alpha} \wedge \mathbf{x}^{\beta}.$$

Abbiamo ottenuto così la *legge di composizione delle velocità di Galilei*: indicando con $\mathbf{v}_\beta^\alpha := \frac{d\mathbf{x}_\beta^\alpha}{dt} \Big|_\alpha$ la velocità di O_β visto da O_α , possiamo scrivere

$$(1.14) \quad \mathbf{v}^\alpha = \mathbf{v}^\beta + \mathbf{v}^t, \quad \text{dove } \mathbf{v}^t := \mathbf{v}_\beta^\alpha + \boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha \wedge \mathbf{x}^\beta.$$

Il termine di differenza tra le velocità nei due riferimenti, \mathbf{v}^t , è detta *velocità di trascinamento*.

Ripetendo i ragionamenti sopra sulla formula per le velocità otteniamo la legge delle composizioni per le accelerazioni. Derivando rispetto al tempo l'Eq. (1.14) secondo il riferimento α , otteniamo infatti

$$(1.15a) \quad \mathbf{a}^\alpha = \frac{d^2 \mathbf{x}^\alpha}{dt^2} \Big|_\alpha = \frac{d^2 \mathbf{x}^\beta}{dt^2} \Big|_\beta + \mathbf{a}^{\text{tr}} + \mathbf{a}^C \equiv \mathbf{a}^\beta + \mathbf{a}^{\text{tr}} + \mathbf{a}^C,$$

dove abbiamo scritto

$$(1.15b) \quad \mathbf{a}^{\text{tr}} := \mathbf{a}_\beta^\alpha + \dot{\boldsymbol{\omega}}_\beta^\alpha \wedge \mathbf{x}^\beta + \boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha \wedge (\boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha \wedge \mathbf{x}^\beta), \quad \mathbf{a}^C := 2\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{v}^\beta.$$

Abbiamo indicato con $\dot{\boldsymbol{\omega}}_\beta^\alpha$ la derivata rispetto al tempo della velocità angolare, che sappiamo non dipendere dal riferimento in cui la si calcola. Queste ultime due quantità sono dette rispettivamente *accelerazione di trascinamento* e *accelerazione di Coriolis*. L'accelerazione di trascinamento corrisponde all'accelerazione di un punto solidale con il riferimento mobile. Il termine di Coriolis è dovuto ad una ulteriore accelerazione che appare quando $\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{v}^\beta \neq \mathbf{0}$.

Se $\boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha = \dot{\boldsymbol{\omega}}_\beta^\alpha = \mathbf{0}$, ovvero la velocità angolare è costantemente nulla, la legge di composizione delle velocità è semplicemente $\mathbf{v}^\alpha = \mathbf{v}_\beta^\alpha + \mathbf{v}^\beta$. Si dice in questo caso che il riferimento β è un *osservatore mobile traslante* rispetto al riferimento α . Se anche $\mathbf{a}_\beta^\alpha = \mathbf{0}$, le accelerazioni nei due riferimenti sono uguali: in questo caso, la trasformazione è *galileiana*, ovvero il riferimento β è semplicemente un riferimento ottenuto da α per mezzo di un elemento del gruppo di Galilei, per cui se il riferimento α è inerziale, lo sarà anche β .

La legge di trasformazione delle accelerazioni ha importanti conseguenze sulla forma che il secondo Postulato della Meccanica assume cambiando riferimento. Supponiamo, per esempio, che α sia un riferimento inerziale: in questo riferimento, il punto materiale P di massa m soddisfa la relazione $\mathbf{F} = m\mathbf{a}^\alpha$. Se ora applichiamo la trasformazione sopra otteniamo che

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}^\alpha = m\mathbf{a}^\beta - \mathbf{F}^{\text{tr}} - \mathbf{F}^C \Rightarrow m\mathbf{a}^\alpha = \mathbf{F} + \mathbf{F}^{\text{tr}} + \mathbf{F}^C,$$

ovvero nel riferimento β verranno in generale osservate due altre forze, dette *apparenti*, ovvero

$$\mathbf{F}^{\text{tr}} := -m\mathbf{a}_\beta^\alpha + \mathbf{F}^E + \mathbf{F}^{\text{cf}}, \quad \mathbf{F}^E := -m\dot{\boldsymbol{\omega}}_\beta^\alpha \wedge \mathbf{x}^\beta, \quad \mathbf{F}^{\text{cf}} := -m\boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha \wedge (\boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha \wedge \mathbf{x}^\beta), \quad \mathbf{F}^C := -2m\boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha \wedge \mathbf{v}^\beta,$$

dette rispettivamente *forza di trascinamento*, *forza di Eulero*, *forza centrifuga* e *forza di Coriolis*. Tutte queste forze sono assenti se anche β è inerziale, e inoltre la forza di Coriolis è sempre assente se il punto materiale è in quiete nel nuovo riferimento. La forza centrifuga, d'altra parte, è sempre *normale* a $\boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha$.

Esercizio 1.7 — Si supponga che $\dot{\boldsymbol{\omega}}_\beta^\alpha = \mathbf{0}$, ovvero che la velocità angolare sia un vettore costante. Indichiamo con $\hat{\boldsymbol{\omega}}$ il versore associato in modo che $\boldsymbol{\omega}_\beta^\alpha = \omega \hat{\boldsymbol{\omega}}$. Si dimostri che la forza centrifuga è, nel riferimento β , il gradiente del potenziale

$$V^{\text{cf}}(\mathbf{x}^\beta) := -\frac{m\omega^2}{2} \|\mathbf{x}^\beta - \langle \mathbf{x}^\beta, \hat{\boldsymbol{\omega}} \rangle \hat{\boldsymbol{\omega}}\|^2.$$

In altre parole, la forza centrifuga è *conservativa*. Si noti che $\langle \mathbf{x}^\beta, \hat{\boldsymbol{\omega}} \rangle \hat{\boldsymbol{\omega}}$ individua il punto sull'asse passante per O_β di direzione $\hat{\boldsymbol{\omega}}$ a distanza minima da \mathbf{x}^β , per cui $\|\mathbf{x}^\beta - \langle \mathbf{x}^\beta, \hat{\boldsymbol{\omega}} \rangle \hat{\boldsymbol{\omega}}\|$ non è altro che la distanza di \mathbf{x}^β da questo asse.

Per concludere, vediamo come si compongono le *velocità angolari*. Consideriamo un vettore \mathbf{u} solidale ad un riferimento $\gamma = O_\gamma \hat{\gamma}_1 \hat{\gamma}_2 \hat{\gamma}_3$, solidale ad un osservatore O_γ . Rispetto ai due riferimenti α e β già introdotti, si avrà

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_{\alpha} = \boldsymbol{\omega}_{\gamma}^{\alpha} \wedge \mathbf{u}, \quad \frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_{\beta} = \boldsymbol{\omega}_{\gamma}^{\beta} \wedge \mathbf{u}.$$

Ma d'altronde vale anche

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_{\alpha} = \frac{d\mathbf{u}}{dt} \Big|_{\beta} + \boldsymbol{\omega}_{\beta}^{\alpha} \wedge \mathbf{u}.$$

Questo significa che

$$\boldsymbol{\omega}_{\beta}^{\alpha} \wedge \mathbf{u} = (\boldsymbol{\omega}_{\gamma}^{\alpha} - \boldsymbol{\omega}_{\gamma}^{\beta}) \wedge \mathbf{u}.$$

Dovendo valere questa relazione per ogni vettore \mathbf{u} solidale a γ , otteniamo la legge

$$\boldsymbol{\omega}_{\beta}^{\alpha} + \boldsymbol{\omega}_{\gamma}^{\beta} = \boldsymbol{\omega}_{\gamma}^{\alpha}.$$

3.3.1. Teoremi di König. I teoremi di König permettono di mettere in relazione il momento angolare e l'energia cinetica di un sistema di N punti materiali $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$ calcolati in un certo sistema di riferimento⁷ $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ con un *sistema di riferimento traslante* centrato nel centro di massa G del sistema, ovvero un sistema di riferimento $\gamma = G\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ a velocità angolare $\boldsymbol{\omega}_{\gamma} = \mathbf{0}$ rispetto al riferimento fisso (qui e nel seguito omettiamo apici per quantità calcolate relativamente a $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$).

TEOREMA 3.6 (Primo teorema di König). *Dato un sistema di punti materiali $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$ di quantità di moto \mathbf{Q} in $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ e centro di massa G , vale la seguente relazione*

$$\mathbf{L}_A = (\mathbf{x}_G - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{Q} + \mathbf{L}^{\gamma},$$

dove \mathbf{x}_A individua la posizione di un generico punto A e \mathbf{L}_A è il momento angolare di \mathcal{S} rispetto ad A in un riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$, mentre \mathbf{L}^{γ} è il momento angolare di \mathcal{S} calcolato in un riferimento traslante $\gamma = G\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ centrato nel centro di massa G .

DIMOSTRAZIONE. Indichiamo con $\mathbf{x}_k = \overrightarrow{OP_k}$ la posizione del punto materiale P_k nel riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$. Per ogni elemento del sistema, la velocità di P_k nel riferimento fisso \mathbf{v}_k e quella nel riferimento traslante \mathbf{v}_k^{γ} sono legate dalla semplice relazione $\mathbf{v}_k = \mathbf{v}_G + \mathbf{v}_k^{\gamma}$. Se \mathbf{x}_G è il vettore che identifica G nel riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$, abbiamo

$$\begin{aligned} \text{I.16} & \sum_{k=1}^N m_k (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{v}_k = \sum_{k=1}^N m_k (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge (\mathbf{v}_k^{\gamma} + \mathbf{v}_G) = \sum_{k=1}^N m_k (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{v}_k^{\gamma} + \sum_{k=1}^N m_k (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{v}_G \\ & = \sum_{k=1}^N m_k (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{v}_k^{\gamma} + (\mathbf{x}_G - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{Q} \equiv \sum_{k=1}^N m_k (\mathbf{x}_k^{\gamma} - \mathbf{x}_A^{\gamma}) \wedge \mathbf{v}_k^{\gamma} + (\mathbf{x}_G - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{Q} \equiv \mathbf{L}_A^{\gamma} + (\mathbf{x}_G - \mathbf{x}_A) \wedge \mathbf{Q} \end{aligned}$$

dove il termine \mathbf{L}_A^{γ} è il momento angolare rispetto ad A nel riferimento traslante. Il fatto notevole, ora, è che questo momento *non* dipende dal punto A e può quindi essere indicato semplicemente con \mathbf{L}^{γ} . In tale riferimento traslante infatti il centro di massa ha velocità nulla, e quindi la quantità di moto \mathbf{Q}^{γ} è nulla: di conseguenza, per via della legge di cambiamento di polo, il punto rispetto al quale il momento angolare viene calcolato è irrilevante. \square

COROLLARIO 3.7. *Il momento angolare \mathbf{L}_G calcolato rispetto a G nel riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ coincide con il momento angolare \mathbf{L}^{γ} calcolato nel riferimento traslante centrato nel centro di massa G .*

Veniamo ora al secondo teorema di König, che riguarda invece l'energia cinetica.

⁷Il riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ può essere pensato come inerziale, ma non è necessario.

TEOREMA 3.8 (Secondo teorema di König). *L'energia cinetica di un sistema materiale di massa m può essere espressa come*

$$T = \frac{1}{2}m\|\mathbf{v}_G\|^2 + T^\gamma$$

dove T^γ è l'energia cinetica del sistema in un riferimento traslante con origine il centro di massa.

DIMOSTRAZIONE. Consideriamo il caso di un corpo composto da n punti materiali $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$ e indichiamo con \mathbf{x}_k la posizione di un punto materiale P_k di massa m_k nel riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$. Sia inoltre il centro di massa G del sistema individuato dal vettore \mathbf{x}_G nello stesso riferimento. Possiamo usare la legge di composizione delle velocità di Galilei e scrivere

$$\mathbf{v}_k = \mathbf{v}_k^\gamma + \mathbf{v}_G,$$

dove \mathbf{v}_k^γ è la velocità di P_k rispetto ad un riferimento *traslante* centrato in G . Abbiamo quindi che

$$\|\mathbf{v}_k\|^2 = \langle \mathbf{v}_k, \mathbf{v}_k \rangle = \|\mathbf{v}_k^\gamma\|^2 + \|\mathbf{v}_G\|^2 + 2\langle \mathbf{v}_k^\gamma, \mathbf{v}_G \rangle.$$

Dunque possiamo scrivere

$$T = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k \|\mathbf{v}_k\|^2 = \frac{1}{2} \|\mathbf{v}_G\|^2 \sum_{k=1}^N m_k + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k \|\mathbf{v}_k^\gamma\|^2 + \sum_{k=1}^N m_k \langle \mathbf{v}_k^\gamma, \mathbf{v}_G \rangle = \frac{1}{2}m\|\mathbf{v}_G\|^2 + T^\gamma.$$

Nell'ultimo passaggio abbiamo usato la linearità del prodotto scalare: infatti, $\sum_{k=1}^N m_k \langle \mathbf{v}_k^\gamma, \mathbf{v}_G \rangle = \langle \sum_{k=1}^N m_k \mathbf{v}_k^\gamma, \mathbf{v}_G \rangle = 0$, dato che $\sum_{k=1}^N m_k \mathbf{v}_k^\gamma$ è la quantità di moto nel riferimento del centro di massa, che è zero. \square

CAPITOLO 2

Meccanica lagrangiana

La sua voce è molto debole, almeno nel senso che non si scalda mai; ha un accento italiano molto marcato e pronuncia la ‘s’ come una ‘z’. Gli studenti, che per la maggior parte sono incapaci di apprezzarlo, gli riservano una scarsa accoglienza, ma i professori compensano questa mancanza.

Joseph Fourier su Giuseppe Luigi Lagrangia, 1795

1. Le equazioni di Lagrange

La necessità di sviluppare una adeguata teoria per sistemi di punti materiali *vincolati* e gestire in maniera efficace le conseguenti *reazioni vincolari* ha motivato la nascita della *meccanica lagrangiana*, che può essere vista come una riformulazione geometrica della meccanica newtoniana e ha permesso di individuare proprietà non banali dei fondamenti della fisica meno evidenti nel formalismo iniziale.

Per introdurre il problema, supponiamo di considerare un sistema di N punti materiali, $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$ in uno spaziotempo galileiano in cui abbiamo fissato un riferimento inerziale $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$. In questo riferimento, ogni punto P_k è quindi associato ad una certa terna di coordinate $\mathbf{x}_k \in \mathbb{R}^3$: usiamo la concatenazione $\mathbf{X} = (\mathbf{x}_k)_{k=1}^N \in \mathbb{R}^{3N}$ per rappresentare la configurazione del sistema. Se qualsivoglia configurazione è ammessa, il sistema si dice *libero*, e lo spazio esplorabile da \mathbf{X} è effettivamente \mathbb{R}^{3N} . Viceversa, un sistema *vincolato* presenta una condizione su \mathbf{X} da rispettare durante tutta l’evoluzione. Considereremo qui la presenza di vincoli *olonomi bilateri*¹, ovvero vincoli nella forma

$$\boldsymbol{\varphi}(t, \mathbf{X}) = \mathbf{0}, \quad \boldsymbol{\varphi}: \mathbb{R} \times \mathbb{R}^{3N} \rightarrow \mathbb{R}^{3N-n},$$

con $n \leq 3N$. Si noti che il vincolo può essere *mobile*, ovvero l’applicazione $\boldsymbol{\varphi}$ dipende, in generale, esplicitamente dal tempo t . Il vincolo determinerà un sottoinsieme di \mathbb{R}^{3N} , eventualmente dipendente dal tempo, che è lo *spazio delle configurazioni* del sistema,

$$(2.1) \quad \mathcal{M}(t) := \{\mathbf{X} \in \mathbb{R}^{3N} : \boldsymbol{\varphi}(t, \mathbf{X}) = \mathbf{0}\}.$$

Nel caso in cui \mathcal{M} (ovvero $\boldsymbol{\varphi}$) sia *indipendente* dal tempo, si dice che il vincolo è *scleronomo*, viceversa si dice *reonomo*. Per dare una più adeguata descrizione matematica del vincolo, è utile introdurre il concetto di *sottovarietà regolare*, cosa che faremo a breve parentesi.

1.1. Sottovarietà regolari. Il concetto di cui faremo uso per studiare i moti vincolati è introdotto dalla seguente

DEFINIZIONE 1.1 (Sottovarietà regolare). Si consideri un aperto connesso $\mathcal{A} \subset \mathbb{R}^K$, con $K > 1$. Sia definita su di esso l’applicazione $\boldsymbol{\varphi}: \mathcal{A} \rightarrow \mathbb{R}^s$, $1 \leq s < K$, $\boldsymbol{\varphi} \in \mathcal{C}^p(\mathcal{A})$, con $p \geq 2$, e definiamo l’insieme

$$\mathcal{M} := \{\mathbf{x} \in \mathcal{A} : \boldsymbol{\varphi}(\mathbf{x}) = \mathbf{0}\}$$

¹L’aggettivo *bilatero* fa riferimento al fatto che il vincolo è imposto tramite una uguaglianza, e non una disuguaglianza.

supposto non vuoto. Se la matrice jacobiana dell'applicazione φ ha rango s in ogni punto di \mathcal{M} , allora \mathcal{M} si dice sottovarietà regolare di dimensione $n = K - s$ di \mathbb{R}^K e ordine p .

TEOREMA 1.1. *Sia data una sottovarietà regolare n -dimensionale $\mathcal{M} := \{\mathbf{x} \in \mathcal{A}: \varphi(\mathbf{x}) = \mathbf{0}\} \subset \mathbb{R}^K$, $\varphi \in C^p(\mathcal{A})$, $\mathcal{A} \subseteq \mathbb{R}^K$ aperto connesso. Per ogni $\mathbf{x}_0 \in \mathcal{M}$ esiste un intorno aperto $\mathcal{V} \subset \mathbb{R}^n$ ove è definita unica una funzione iniettiva $\boldsymbol{\chi}: \mathcal{V} \rightarrow \mathbb{R}^K$ differenziabile con continuità tale che $\mathbf{x}_0 = \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0)$ per un certo $\mathbf{q}_0 \in \mathcal{V}$ e tale che $\boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) \in \mathcal{M}$ per $\mathbf{q} \in \mathcal{V}$.*

DIMOSTRAZIONE. Consideriamo un punto $\mathbf{x}_0 \in \mathcal{M}$: per ipotesi, il rango dello jacobiano di φ è massimo in tale punto, e supponiamo in particolare che

$$\det \left(\frac{\partial \varphi_a}{\partial x_b}(\mathbf{x}_0) \right)_{\substack{1 \leq a \leq s \\ 1 \leq b \leq s}} \neq 0$$

(possiamo sempre riordinare le variabili in modo da realizzare la condizione sopra). Scriviamo $(x_1, \dots, x_n) \equiv \mathbf{q}$ e $(x_{n+1}, \dots, x_K) = \mathbf{y}$, di modo che $\mathbf{x} = (\mathbf{q}, \mathbf{y})$. In particolare, indichiamo $\mathbf{x}_0 = (\mathbf{q}_0, \mathbf{y}_0)$. Per il teorema della funzione implicita, la condizione $\det \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{q}}(\mathbf{q}_0, \mathbf{y}_0) \neq 0$ implica che esiste un aperto $\mathcal{V} \subset \mathbb{R}^n$ contenente \mathbf{q}_0 , un aperto $\mathcal{W} \subset \mathbb{R}^{K-n}$ contenente \mathbf{y}_0 ed un'unica funzione $\psi: \mathcal{V} \rightarrow \mathcal{W}$ di classe C^p tale che $\psi(\mathbf{q}_0) = \mathbf{y}_0$ e $\varphi(\mathbf{q}, \psi(\mathbf{q})) = \mathbf{0}$ per ogni $\mathbf{q} \in \mathcal{V}$. La funzione $\boldsymbol{\chi}$ desiderata è quindi $\boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) = (\mathbf{q}, \psi(\mathbf{q}))$. Essa è iniettiva, dato che, dati $\mathbf{q}, \mathbf{q}' \in \mathcal{V}$, $\boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) = \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}') \Leftrightarrow (\mathbf{q}, \psi(\mathbf{q})) = (\mathbf{q}', \psi(\mathbf{q}')) \Rightarrow \mathbf{q} = \mathbf{q}'$. \square

Esempio 2.1 (Curve regolari) — Una sottovarietà regolare $\mathcal{M} = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^K: \varphi(\mathbf{x}) = \mathbf{0}\}$, $\varphi: \mathcal{A} \subseteq \mathbb{R}^K \rightarrow \mathbb{R}^{K-1}$ con $K > 1$, non è altro che (in generale) un insieme di *curve regolari*. In un intorno di ciascun suo punto \mathbf{x}_0 , esisterà una mappa $\boldsymbol{\chi}: I \rightarrow \mathbb{R}^K$, con I intervallo aperto di \mathbb{R} , tale che per un certo $q_0 \in I$, $\boldsymbol{\chi}(q_0) = \mathbf{x}_0$, e $\boldsymbol{\chi}(q) \in \mathcal{M}$ per ogni $q \in I$. La mappa $\boldsymbol{\chi}$ fa perciò *localmente* le veci di una curva regolare. Infatti, in questo caso la condizione di regolarità della sottovarietà comporta precisamente che $\boldsymbol{\chi}'(q) \neq \mathbf{0}$, consistentemente con la definizione di regolarità di una curva. La quantità $\hat{\mathbf{v}} = \|\boldsymbol{\chi}'(q_0)\|^{-1} \boldsymbol{\chi}'(q_0)$ è proprio un *versore* tangente alla curva in \mathbf{x}_0 e lo diremo tangente ad \mathcal{M} in \mathbf{x}_0 .

Se l'insieme \mathcal{M} è connesso, allora esso è esattamente una singola curva regolare ed è possibile trovare un'unica $\boldsymbol{\chi}$ che lo parametrizza globalmente, ovvero una funzione $\boldsymbol{\chi}: I \rightarrow \mathbb{R}^K$ tale che $\text{Im}(\boldsymbol{\chi}) = \mathcal{M}$. Questo discende da un teorema che enunciamo ma non dimostriamo².

TEOREMA 1.2. *Ogni sottovarietà regolare unidimensionale connessa è diffeomorfa con un intervallo $I \subseteq \mathbb{R}$ o con \mathbb{S}^1 .*

La dimostrazione si basa sull'idea che, una volta trovata una parametrizzazione $\boldsymbol{\chi}$ locale, questa può essere estesa fino a coprire tutto \mathcal{M} , fornendo una parametrizzazione *globale* per una curva possibilmente chiusa se $I = [a, b]$ e $\boldsymbol{\chi}(a) = \boldsymbol{\chi}(b)$.

È noto che è sempre possibile scegliere una *parametrizzazione naturale* per la nostra curva, introducendo l'ascissa curvilinea s : preso un punto della curva come riferimento, sia $\mathbf{x}_0 = \boldsymbol{\chi}(q_0)$ per $q_0 \in I$, possiamo definire l'ascissa curvilinea di un generico punto della curva individuato da $\mathbf{x} = \boldsymbol{\chi}(q)$ come $s(q) := \int_{q_0}^q \|\boldsymbol{\chi}'(\bar{q})\| d\bar{q}$: l'ascissa curvilinea associa cioè a \mathbf{x} la lunghezza dell'arco orientato (e quindi con segno), tra \mathbf{x}_0 e \mathbf{x} .

Esempio 2.2 (Superfici regolari) — Il caso $K = 3$ e $n = 2$ è particolarmente interessante, poiché è associato al concetto di *superficie regolare*. In altre parole, una sottovarietà regolare bidimensionale \mathcal{M} in \mathbb{R}^3 è detta anche *superficie regolare* (data in forma implicita). In questo caso, dato $\mathbf{x}_0 \in \mathcal{M}$, esiste localmente una funzione $\boldsymbol{\chi}: \mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathcal{M}$ tale che $\mathbf{x}_0 = \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0)$, con $\mathbf{q} \in \mathcal{V}$, che localmente parametrizza la

²La dimostrazione del risultato, dato in una forma leggermente più generale, può essere trovata in Appendice del volumetto di John W. Milnor, *Topology from the differentiable viewpoint*, Princeton University Press (1997).

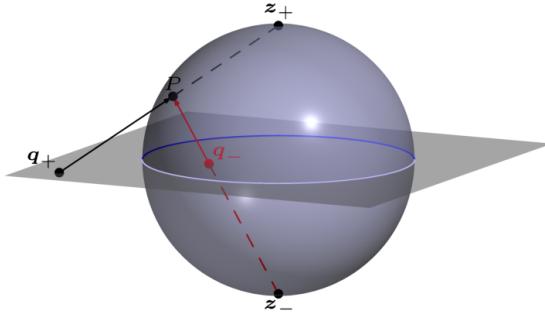


FIGURA 1. Proiezione stereografica.

superficie e tale che $\partial_1 \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q})$ e $\partial_2 \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q})$ siano linearmente indipendenti. Questa condizione di indipendenza è espressa talvolta come

$$\partial_1 \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) \wedge \partial_2 \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) \neq \mathbf{0},$$

in quanto la lineare indipendenza di due vettori in uno spazio tridimensionale equivale alla loro non-collinearità.

Esempio 2.3 — La sfera S^2 in \mathbb{R}^3

$$S^2 := \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 : \varphi(\mathbf{x}) = x_1^2 + x_2^2 + x_3 - 1 = 0\}$$

è una sottovarietà regolare di dimensione 2, essendo

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} \right) = \begin{pmatrix} 2x_1 & 2x_2 & 2x_3 \end{pmatrix}$$

di rango 1 in ogni punto di S^2 . La mappa data da

$$\boldsymbol{\chi}_+(\mathbf{q}) = \frac{1}{1 + \|\mathbf{q}\|^2} \begin{pmatrix} 2q_1 \\ 2q_2 \\ \|\mathbf{q}\|^2 - 1 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\chi}_+ : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^3,$$

permette di parametrizzare l'intorno di qualsivoglia punto di S^2 *eccezion fatta* per il polo nord $\mathbf{z}_+ = (0, 0, 1)^\top$, mentre la mappa

$$\boldsymbol{\chi}_-(\mathbf{q}) = \frac{1}{1 + \|\mathbf{q}\|^2} \begin{pmatrix} 2q_1 \\ 2q_2 \\ 1 - \|\mathbf{q}\|^2 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\chi}_- : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^3,$$

permette di parametrizzare l'intorno di qualsivoglia punto di S^2 eccezion fatta per il polo sud $\mathbf{z}_- = (0, 0, -1)^\top$. Ciascuna delle due mappe introdotte corrisponde ad una *proiezione stereografica* della sfera, vedasi Fig. 1.

1.1.1. Spazio tangente e spazio normale. Sia data una parametrizzazione locale di una sottovarietà regolare \mathcal{M} , $\boldsymbol{\chi} : \mathcal{V} \rightarrow \mathcal{M}$ nella forma $\boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) = (\mathbf{q}, \boldsymbol{\psi}(\mathbf{q}))$, come individuata dal teorema precedente in un intorno di un punto $\mathbf{x}_0 = \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0)$. Allora

$$\text{rank} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 & \partial_1 \psi_1(\mathbf{q}_0) & \dots & \partial_1 \psi_{K-n}(\mathbf{q}_0) \\ 0 & 1 & \dots & 0 & \partial_2 \psi_1(\mathbf{q}_0) & \dots & \partial_2 \psi_{K-n}(\mathbf{q}_0) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 & \partial_n \psi_1(\mathbf{q}_0) & \dots & \partial_n \psi_{K-n}(\mathbf{q}_0) \end{pmatrix} = n,$$

dove qui e in seguito per brevità $\partial_a \equiv \frac{\partial}{\partial q_a}$. Questo fatto significa che gli n vettori $\partial_a \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0)$ sono *linearmente indipendenti* e sono una *base* per uno spazio vettoriale di dimensione n , che chiamiamo *spazio tangente* ad \mathcal{M} in \mathbf{x}_0 , definito come

$$T_{\mathbf{x}_0} \mathcal{M} := \text{span}\{\partial_a \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0)\}_{a=1}^n.$$

Per spiegare le ragioni di questa terminologia, consideriamo una curva regolare in \mathcal{V} , $\mathbf{q}: (-\epsilon, \epsilon) \rightarrow \mathcal{V}$, tale che $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$, e la sua immagine $\mathbf{x} = \boldsymbol{\chi} \circ \mathbf{q}$ su \mathcal{M} . Il vettore tangente a \mathbf{x} in \mathbf{x}_0 è

$$\mathbf{x}'(0) = \sum_{a=1}^n q'_a(0) \partial_a \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0).$$

Si ha perciò che $\mathbf{x}'(0) \in T_{\mathbf{x}_0} \mathcal{M}$ e in particolare si può intendere $\mathbf{q}'(0)$ come il vettore delle componenti della tangente a \mathbf{x} in \mathbf{x}_0 secondo la base $\{\partial_a \boldsymbol{\chi}\}_a$. Lo spazio tangente è quindi lo spazio in cui vivono i vettori tangentì alle curve su \mathcal{M} passanti per \mathbf{x}_0 , cioè lo spazio dei vettori tangentì ad \mathcal{M} in \mathbf{x}_0 . L'unione disgiunta degli spazi tangenti di \mathcal{M} è detta *fibrato tangente* e si indica con

$$T\mathcal{M} := \bigcup_{\mathbf{x} \in \mathcal{M}} \{\mathbf{x}\} \times T_{\mathbf{x}} \mathcal{M} \equiv \bigsqcup_{\mathbf{x} \in \mathcal{M}} T_{\mathbf{x}} \mathcal{M}.$$

Lo spazio $(K - n)$ -dimensionale ortogonale a $T_{\mathbf{x}_0} \mathcal{M}$ è detto *spazio normale* ad \mathcal{M} in \mathbf{x}_0 : questo è generato dai vettori $\{\partial_{\mathbf{x}} \varphi_j(\mathbf{x}_0)\}_{j=1}^{K-n}$, la cui lineare indipendenza è garantita proprio dalla condizione di rango massimo di $\boldsymbol{\varphi}$ su \mathcal{M} . Per vedere che questi vettori sono effettivamente ortogonali allo spazio tangente, consideriamo nuovamente la generica curva $\mathbf{x} = \boldsymbol{\chi} \circ \mathbf{q}: (-\epsilon, \epsilon) \rightarrow \mathcal{M}$ definita sopra, passante per $\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(0) = \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0)$. Abbiamo che deve valere

$$\frac{d}{du} \varphi_j(\mathbf{x}(u))|_{u=0} = \sum_{a=1}^n \langle \partial_{\mathbf{x}} \varphi_j(\mathbf{x}_0), \partial_a \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0) \rangle q'_a(0) = 0,$$

che vale per qualsivoglia curva regolare poiché la curva stessa deve giacere in \mathcal{M} , ovvero

$$\langle \partial_{\mathbf{x}} \varphi_j(\mathbf{x}_0), \partial_a \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0) \rangle = 0.$$

I vettori $\partial_{\mathbf{x}} \varphi_j(\mathbf{x}_0)$ sono perciò effettivamente normali allo spazio tangente. Scriveremo

$$(T_{\mathbf{x}_0} \mathcal{M})^\perp = \text{span}\{\partial_{\mathbf{x}} \varphi_j(\mathbf{x}_0)\}_{j=1}^{K-n}.$$

1.1.2. Cambio di parametrizzazione. La parametrizzazione di una sottovarietà regolare n -dimensionale \mathcal{M} in un intorno di un suo punto \mathbf{x}_0 non è in generale unica. Supponiamo per esempio di disporre di una parametrizzazione $\boldsymbol{\chi}: \mathcal{V} \rightarrow \mathcal{M}$, $\mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^n$ aperto connesso, di modo che $\mathbf{x}_0 = \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}_0)$, e sia $\boldsymbol{\phi}: \hat{\mathcal{V}} \rightarrow \mathcal{V}$, con $\hat{\mathcal{V}} \subseteq \mathbb{R}^n$ aperto connesso, un C^p -diffeomorfismo³. La mappa $\hat{\boldsymbol{\chi}} = \boldsymbol{\chi} \circ \boldsymbol{\phi}: \hat{\mathcal{V}} \rightarrow \mathcal{U}$ è anch'essa una parametrizzazione di \mathcal{U} . Se indichiamo con $\mathbf{q} = \boldsymbol{\phi}(\hat{\mathbf{q}})$, e quindi $\mathbf{q}_0 = \boldsymbol{\phi}(\hat{\mathbf{q}}_0)$, abbiamo

$$\frac{\partial \hat{\boldsymbol{\chi}}}{\partial \hat{q}_a}(\hat{\mathbf{q}}_0) = \sum_b \frac{\partial \boldsymbol{\chi}}{\partial q_b}(\boldsymbol{\phi}(\hat{\mathbf{q}}_0)) \frac{\partial \phi_b}{\partial \hat{q}_a}(\hat{\mathbf{q}}_0) = \sum_b \frac{\partial \boldsymbol{\chi}}{\partial q_b}(\mathbf{q}_0) \frac{\partial \phi_b}{\partial \hat{q}_a}(\hat{\mathbf{q}}_0) \in T_{\mathbf{x}_0} \mathcal{M},$$

e d'altronde, essendo la matrice jacobiana della funzione $\boldsymbol{\phi}$ di rango n , $\text{rank} \frac{\partial \hat{\boldsymbol{\chi}}}{\partial \hat{\mathbf{q}}}(\hat{\mathbf{q}}_0) = n$ ovvero

$$T_{\mathbf{x}_0} \mathcal{M} = \text{span} \left\{ \frac{\partial \hat{\boldsymbol{\chi}}}{\partial \hat{q}_a}(\hat{\mathbf{q}}_0) \right\}_a.$$

Di conseguenza, anche lo spazio normale rimane inalterato.

³Ricordiamo che un C^p -diffeomorfismo tra aperti è una applicazione biettiva con derivate continue fino all'ordine p , la cui inversa esiste e ha derivate continue fino all'ordine p .

1.2. Coordinate lagrangiane. Torniamo ora al nostro problema meccanico. Come abbiamo anticipato, ci occuperemo principalmente di sistemi meccanici soggetti a condizioni olo-nome nella forma dell'Eq. (2.1). Assumeremo in seguito che il vincolo esprima una *famiglia* di sottovarietà regolari⁴ n -dimensionali indicizzata dal tempo t ,

$$\mathcal{M}(t) = \{\mathbf{X} \in \mathbb{R}^{3N} : \boldsymbol{\varphi}(t, \mathbf{X}) = \mathbf{0}\} \subseteq \mathbb{R}^{3N}, \quad \boldsymbol{\varphi}: \mathbb{R}^{3N} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{3N-n}.$$

Sia $\mathbf{X}_0: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{3N}$ una configurazione ammessa per un sistema di N punti materiali al tempo t , ovvero $\mathbf{X}_0 \in \mathcal{M}(t)$. Per ipotesi, esiste nell'intorno di $\mathbf{X}_0 \in \mathcal{M}(t)$ una mappa $\boldsymbol{\chi}(t, \bullet): \mathcal{V} \rightarrow M(t)$ con \mathcal{V} intorno di un certo $\mathbf{q}_0 \in \mathbb{R}^n$ tale che

$$\mathbf{X}_0 = \boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q}_0).$$

L'applicazione $\boldsymbol{\chi}(t, \bullet): \mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathcal{M}(t)$ è indicizzata dalla variabile tempo $t \in \mathbb{R}$. Lo spazio $\mathcal{V} \in \mathbb{R}^n$ è lo spazio in cui vivono n parametri, detti nel contesto della meccanica *coordinate lagrangiane*. Assumeremo che l'insieme \mathcal{V} non dipenda da t e che solo $\boldsymbol{\chi}$ si faccia carico della dipendenza da questo indice, e che lo faccia in modo da essere differenziabile almeno due volte con continuità rispetto ad esso. Se i vincoli sono scleronomi, allora la mappa $\boldsymbol{\chi}$ non dipende da t .

Se ora siamo interessati a studiare una *traiettoria* nello spazio delle configurazioni $\mathbf{X}(t)$, ovvero una posizione in \mathbb{R}^{3N} dipendente dal tempo, avremo in generale $\mathbf{X}(t) = \boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q}(t))$, dove \mathbf{q} manifesta anch'essa una dipendenza da t indotta dalla dipendenza temporale nella traiettoria.⁵. Assumeremo che, nei moti in esame, \mathbf{q} abbia derivate continue almeno fino alla seconda in t .

In base a quanto detto, ha senso riesprimere le quantità cinematiche legate a \mathbf{X} in termini delle coordinate lagrangiane in \mathcal{V} . Per esempio,

$$\dot{\mathbf{X}} = \frac{d\boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q}(t))}{dt} = \sum_{a=1}^n \dot{q}_a \partial_a \boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q}) + \partial_t \boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q}),$$

che esibisce due termini diversi: il primo,

$$\sum_a \dot{q}_a \partial_a \boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q}) \in T_{\mathbf{X}} \mathcal{M}(t)$$

è detto *velocità virtuale* e vive in $T_{\mathbf{X}} \mathcal{M}(t)$. Si tratta del contributo alla velocità "a vincolo fisso" dato che non contiene il contributo di derivata rispetto alla dipendenza esplicita da t dell'applicazione $\boldsymbol{\chi}$. Questo primo contributo è tangente a $\mathcal{M}(t)$ nell'istante t . Il secondo termine, $\partial_t \boldsymbol{\chi} \equiv \partial_t \boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q})$ è dovuto invece alla sola dipendenza del vincolo dal tempo: questa velocità è detta *velocità di trascinamento* ed è nulla se i vincoli sono scleronomi, ovvero $\boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q}) \equiv \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q})$.

Esempio 2.4 — Consideriamo un punto materiale vincolato a muoversi lungo un'asta infinita passante per l'origine in un riferimento cartesiano come in Fig. 2. L'asta mantiene un angolo fisso $\alpha \in (0, \pi/2)$ rispetto alla direzione x_3 , mentre precede attorno a tale asse, in modo che l'angolo tra l'asse x_1 e il piano contenente l'asse x_3 e l'asta sia $\theta = \omega t$ per un qualche $\omega \in \mathbb{R}$. L'asta mobile è in effetti una sottovarietà

⁴Più propriamente, quindi, lo spazio in cui ha luogo il moto è un fibrato che ha come base \mathbb{R} , dove vive la variabile temporale,

$$\mathcal{C} := \bigcup_{t \in \mathbb{R}} \{t\} \times \mathcal{M}(t) \equiv \bigsqcup_{t \in \mathbb{R}} \mathcal{M}(t) \subseteq \mathbb{R} \times \mathbb{R}^{3N}.$$

Si parla talvolta di *fibrato delle configurazioni esteso*. Un punto in questo spazio è quindi una coppia (t, \mathbf{X}) che, per definizione, soddisfa l'equazione $\boldsymbol{\varphi}(t, \mathbf{X}) = \mathbf{0}$. Su questo spazio è definita in maniera naturale la proiezione $\pi: \mathcal{C} \rightarrow \mathbb{R}$ tale che $\pi(t, \mathbf{X}) = t$ quando $\mathbf{X} \in \mathcal{M}(t)$: l'insieme $\pi^{-1}(t) = \mathcal{M}(t)$ si dice essere la *fibra* associata a t .

⁵Si dice che la mappa $t \mapsto (t, \mathbf{X}(t))$ è una *sezione* del fibrato \mathcal{C} .

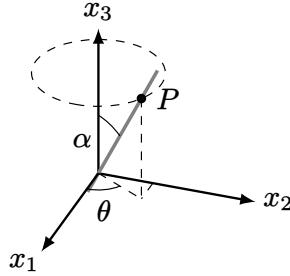


FIGURA 2. Asta rotante con punto materiale vincolato su di essa.

regolare di \mathbb{R}^3 , spazio delle configurazioni del punto, su cui quest'ultimo è vincolato. Essa è identificata dalla condizione

$$\mathcal{M}(t) : \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 : \boldsymbol{\varphi}(t, \mathbf{x}) = \mathbf{0}\}, \quad \text{dove} \quad \boldsymbol{\varphi}(t, \mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \sin \omega t x_1 - \cos \omega t x_2 \\ x_1 - \tan \alpha \sin \omega t x_3 \end{pmatrix}, \quad t \in \mathbb{R}.$$

La matrice jacobiana associata è

$$\frac{\partial \boldsymbol{\varphi}}{\partial \mathbf{x}} = \begin{pmatrix} \sin \omega t & -\cos \omega t & 0 \\ 1 & 0 & -\tan \alpha \sin \omega t \end{pmatrix}$$

che ha rango 2 in ogni punto di $\mathcal{M}(t)$ e per ogni t , per cui $\mathcal{M}(t)$ ha dimensione 1 (come già sappiamo, essendo un'asta ideale!). Una applicazione $\mathbf{x}: \mathbb{R} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$ che permette di parametrizzare globalmente $\mathcal{M}(t)$ è la seguente

$$\mathbf{x}(t, q) = \begin{pmatrix} q \sin \alpha \cos \omega t \\ q \sin \alpha \sin \omega t \\ q \cos \alpha \end{pmatrix}.$$

In altre parole, q è la distanza (con segno) lungo l'asta di P dall'origine. In particolare, la traiettoria $\mathbf{x}(t)$ del punto P può essere parametrizzata come $\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}(t, q(t))$, di modo che

$$\dot{\mathbf{x}} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial q} \dot{q} + \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} = \dot{q} \begin{pmatrix} \sin \alpha \cos \omega t \\ \sin \alpha \sin \omega t \\ \cos \alpha \end{pmatrix} + q \omega \sin \alpha \begin{pmatrix} -\sin \omega t \\ \cos \omega t \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Il primo termine, come si vede, è diretto come \mathbf{x} , ovvero nella direzione dell'asta, e corrisponde infatti alla componente della velocità *tangente* a $\mathcal{M}(t)$ nell'istante t . Il secondo termine, invece, è ortogonale all'asse x_3 (tangente alla circonferenza tratteggiata in figura) ed è esclusivamente dovuto al fatto che l'asta è in movimento (è infatti identicamente nullo per $\omega = 0$).

1.3. Principio di d'Alembert–Lagrange. In un sistema di N punti materiali vincolati di modo che $\mathbf{X}(t) \in \mathcal{M}(t)$, sottovarietà regolare di dimensione n , ciascun punto P_k è sottoposto ad una forza totale \mathbf{F}_k . Questa forza può essere decomposta in due contributi. Un contributo, sia $\mathbf{F}_k^{(v)}$, è dovuto alla mera presenza del vincolo. La restante parte $\mathbf{F}_k^{(a)}$ è detta *attiva* ed è usualmente il frutto dell'interazione tra P_k e altri punti materiali interni o esterni al sistema. In definitiva,

$$\mathbf{F}_k = \mathbf{F}_k^{(a)} + \mathbf{F}_k^{(v)}.$$

Possiamo concatenare tali contributi vincolari in un unico vettore di dimensione $3N$ scrivendo $\mathbf{F}^{(v)} := (\mathbf{F}_k^{(v)})_{k=1}^N$, concatenare le forze attive $\mathbf{F}^{(a)} := (\mathbf{F}_k^{(a)})_{k=1}^N$ e introdurre ugualmente la concatenazione $\mathbf{Q} := (m_k \dot{\mathbf{x}}_k)_{k=1}^N$, dove abbiamo indicato con \mathbf{x}_k il vettore di coordinate di P_k e con m_k la sua massa. Possiamo quindi scrivere in forma compatta le N equazioni del moto come

$$\dot{\mathbf{Q}} = \mathbf{F}^{(a)} + \mathbf{F}^{(v)}.$$

Questa riscrittura permette di scrivere in forma compatta una serie di quantità. Per esempio, indicando con $\mathbf{X}(t) = \boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q}(t))$, la *potenza* espressa dalle reazioni vincolari può essere scritta come

$$\Pi^{(v)} := \sum_{k=1}^N \langle \dot{\mathbf{x}}_k, \mathbf{F}_k^{(v)} \rangle = \langle \dot{\mathbf{X}}, \mathbf{F}^{(v)} \rangle = \sum_{a=1}^n \dot{q}_a \left\langle \partial_a \boldsymbol{\chi}, \mathbf{F}^{(v)} \right\rangle + \left\langle \partial_t \boldsymbol{\chi}, \mathbf{F}^{(v)} \right\rangle.$$

Il primo contributo nell'espressione precedente si dice *potenza virtuale della reazione vincolare* proprio perché legata a direzioni di variazione "a vincolo fisso". Questo termine è centrale nel seguente principio, che introduce il concetto di *vincolo liscio*, o *ideale*.

DEFINIZIONE 1.2 (Principio di d'Alembert–Lagrange). Un sistema olonomo si dice *a vincoli ideali o lisci* se la potenza virtuale delle reazioni vincolari è nulla in qualsiasi istante e in corrispondenza di qualunque stato cinematico del sistema.

In altre parole, in un vincolo liscio per qualsivoglia vettore $\delta \mathbf{X} \in T_{\mathbf{X}}\mathcal{M}(t)$, $\langle \mathbf{F}^{(v)}, \delta \mathbf{X} \rangle = 0$, ovvero le reazioni vincolari vivono nello spazio normale al vincolo.

Il principio può essere espresso in forme diverse. Una di queste si ottiene osservando che $\mathbf{F}^{(v)} = \dot{\mathbf{Q}} - \mathbf{F}^{(a)}$, per cui

$$\langle \mathbf{F}^{(a)} - \dot{\mathbf{Q}}, \delta \mathbf{X} \rangle = 0 \quad \forall \delta \mathbf{X} \in T_{\mathbf{X}}\mathcal{M}(t).$$

In questa formulazione, $\delta \mathbf{X} \in T_{\mathbf{X}}\mathcal{M}(t)$ viene detto *spostamento virtuale*. Il principio ha il grande pregio di *non* dipendere dalle forze vincolari, ma solo dalla geometria del vincolo e dalle forze attive. Se le forze attive sono conservative e i vincoli fissi e lisci, vale la seguente

PROPOSIZIONE 1.3. *Se il sistema è soggetto a sole forze conservative e vincoli lisci e fissi, la sua energia meccanica si conserva.*

DIMOSTRAZIONE. Supponiamo che le forze attive derivino da un potenziale V . Poiché per ipotesi $\Pi^{(v)}$ è nullo (dato che anche $\langle \partial_t \mathbf{X}, \mathbf{F}^{(v)} \rangle = 0$ essendo i vincoli fissi), l'unico contributo alla potenza è dovuto alle forze conservative, ovvero, detta T l'energia cinetica del sistema, $\dot{T} = \Pi = \Pi^{(a)} = -\dot{V}$ da cui segue la conservazione dell'energia meccanica $E = T + V$. \square

1.4. Equazioni di Lagrange. Immaginiamo ora di avere un sistema olonomo composto da N punti materiali $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$, vincolato in modo che il suo moto sia descritto da $\mathbf{X}(t) = (\mathbf{x}_k(t))_{k=1}^N \in \mathcal{M}(t)$, sottovarietà regolare di dimensione $n \leq 3N$. Ricordando che localmente $\mathbf{X} = \boldsymbol{\chi}(t, \mathbf{q})$, essa può essere riscritta in coordinate locali come

$$T = \frac{1}{2} \sum_k m_k \langle \dot{\mathbf{x}}_k, \dot{\mathbf{x}}_k \rangle = \frac{1}{2} \sum_{ab} \dot{q}_a \dot{q}_b A_{ab}(t, \mathbf{q}) + \sum_a \dot{q}_a B_a(t, \mathbf{q}) + C(t, \mathbf{q}).$$

dove abbiamo denotato con

$$A_{ab}(t, \mathbf{q}) := \sum_k m_k \left\langle \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial q_a}, \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial q_b} \right\rangle, \quad B_a(t, \mathbf{q}) := \sum_k m_k \left\langle \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial t}, \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial q_a} \right\rangle, \quad C(t, \mathbf{q}) := \frac{1}{2} \sum_k m_k \left\langle \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial t}, \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial t} \right\rangle,$$

dove si intende $\mathbf{x}_k(t) = \boldsymbol{\chi}_k(t, \mathbf{q}(t))$, $\boldsymbol{\chi}_k \in \mathbb{R}^3$ terna in $\boldsymbol{\chi}$ corrispondente alle coordinate del punto P_k . L'espressione si riscrive in forma più compatta come

$$T(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{A}(t, \mathbf{q}) \dot{\mathbf{q}} \rangle + \langle \mathbf{B}(t, \mathbf{q}), \dot{\mathbf{q}} \rangle + C(t, \mathbf{q}).$$

Nel caso di *vincoli fissi*, localmente $\mathbf{x}_k(t) \equiv \boldsymbol{\chi}_k(\mathbf{q}(t))$, e quindi i termini in \mathbf{B} e C sono nulli essendo $\partial_t \boldsymbol{\chi}_k = \mathbf{0}$. La matrice $\mathbf{A}(t, \mathbf{q}) \in \mathbb{R}^{n \times n}$, a volte detta *matrice di massa* o *cinetica*, ha l'importante proprietà stabilita dal seguente teorema.

TEOREMA 1.4. *La forma*

$$\hat{T}: \mathrm{T}\mathcal{M}(t) \rightarrow \mathbb{R}, \quad (\mathbf{q}, \mathbf{v}) \mapsto \frac{1}{2} \langle \mathbf{v}, \mathbf{A}(t, \mathbf{q}) \mathbf{v} \rangle$$

è quadratica simmetrica definita positiva in \mathbf{v} , ovvero $\mathbf{A}(t, \mathbf{q})$ è simmetrica definita positiva per ogni \mathbf{q} e t .

DIMOSTRAZIONE. Sia $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^n$ tale che $\|\mathbf{v}\| \neq 0$. Basta semplicemente esplicitare la forma:

$$\langle \mathbf{v}, \mathbf{A}(t, \mathbf{q}) \mathbf{v} \rangle = \sum_{k=1}^N m_k \left\langle \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{v}, \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{v} \right\rangle = \sum_{k=1}^N m_k \left\| \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{v} \right\|^2 > 0.$$

La disuguaglianza è stretta: infatti la somma può annullarsi se e solo se sono nulli tutti i contributi in essa, ovvero

$$\sum_{k=1}^N \left\| \frac{\partial \mathbf{x}_k}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{v} \right\|^2 = \left\| \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{v} \right\|^2 = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{v} = \sum_{a=1}^n v_a \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial q_a} = \mathbf{0},$$

ma ciò è impossibile per via della lineare indipendenza dei vettori $\partial_a \mathbf{X} \equiv \partial_a \mathbf{x}$, a meno che $\mathbf{v} = \mathbf{0}$. La simmetria infine si nota osservando direttamente che $A_{ab} := \sum_k m_k \langle \partial_a \mathbf{x}_k, \partial_b \mathbf{x}_k \rangle = A_{ba}$. \square

Osserviamo ora che

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{\mathbf{q}}} = \mathbf{A} \dot{\mathbf{q}} + \mathbf{B}$$

ha un significato geometrico. Le componenti di questo vettore sono infatti le cosiddette *componenti lagrangiane* del vettore \mathbf{Q} , ovvero le proiezioni della quantità di moto \mathbf{Q} sullo spazio tangente $\mathrm{T}_{\mathbf{X}}\mathcal{M}(t)$ lungo i vettori $\partial_a \mathbf{X}(t, \mathbf{q})$,

$$\langle \mathbf{Q}, \partial_a \mathbf{X} \rangle = \sum_k m_k \langle \dot{\mathbf{x}}_k, \partial_a \mathbf{x}_k \rangle = \sum_k m_k \sum_b \dot{q}_b \langle \partial_b \mathbf{x}_k, \partial_a \mathbf{x}_k \rangle + \sum_k m_k \langle \partial_t \mathbf{x}_k, \partial_a \mathbf{x}_k \rangle = \sum_b A_{ab} \dot{q}_b + B_a.$$

Derivando ulteriormente questa espressione rispetto al tempo

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_a} \right) = \langle \dot{\mathbf{Q}}, \partial_a \mathbf{X} \rangle + \langle \mathbf{Q}, \partial_a \dot{\mathbf{X}} \rangle = \langle \mathbf{F}, \partial_a \mathbf{X} \rangle + \langle \mathbf{Q}, \partial_a \dot{\mathbf{X}} \rangle.$$

L'ultimo termine a destra si può scrivere come

$$\langle \mathbf{Q}, \partial_a \dot{\mathbf{X}} \rangle = \sum_k m_k \langle \dot{\mathbf{x}}_k, \partial_a \dot{\mathbf{x}}_k \rangle = \frac{\partial T}{\partial q_a}.$$

In definitiva abbiamo ottenuto l'equazione

$$(2.2) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_a} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_a} = f_a, \quad f_a := \langle \mathbf{F}, \partial_a \mathbf{X} \rangle.$$

Di nuovo, le quantità f_a sono le componenti lagrangiane della forza totale, dette *forze generalizzate*⁶. Quelle ottenute per $a = 1, \dots, n$ sono le *equazioni di Lagrange*.

⁶In molti testi, f_a viene indicata con \mathcal{Q}_a — eviteremo però questa notazione dato che potrebbe indurre in confusione con la quantità di moto.

1.4.1. Forze conservative e vincoli lisci. Più interessante è il caso in cui le forze attive siano *conservative*, ovvero che esista un potenziale V tale che

$$\mathbf{F}^{(a)} = -\partial_{\mathbf{x}} V \quad \text{ovvero} \quad \mathbf{F}_k^{(a)} = -\partial_{\mathbf{x}_k} V.$$

In questo caso, si ha che il contributo dovuto alla forza attiva $\mathbf{F}^{(a)}$ alla forza generalizzata è

$$\langle \mathbf{F}^{(a)}, \partial_a \mathbf{x} \rangle = -\langle \partial_{\mathbf{x}} V, \partial_a \mathbf{x} \rangle = -\partial_a V,$$

dove, nell'ultimo passaggio, V è da intendersi ristretta alla sottovarietà, di modo che il suo argomento sia parametrizzato per mezzo di \mathbf{x} , ovvero $V = V(\mathbf{x}(t, \mathbf{q}))$, e che in seguito indicheremo $V(t, \mathbf{q})$ per brevità. Le equazioni di Lagrange diventano così

$$(2.3) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} = \langle \mathbf{F}^{(v)}, \partial_a \mathbf{x} \rangle,$$

dove abbiamo introdotto la funzione *lagrangiana*

$$\mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) := T(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) - V(t, \mathbf{q}).$$

Una lagrangiana nella forma sopra può più in generale ottenersi se esiste una funzione $\hat{V}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$ tale che

$$\langle \mathbf{F}^{(a)}, \partial_a \mathbf{x} \rangle = -\frac{\partial \hat{V}}{\partial q_a} + \frac{d}{dt} \frac{\partial \hat{V}}{\partial \dot{q}_a},$$

quindi non esclusivamente con forze conservative: anche in questo caso si ottengono le stesse equazioni di Lagrange nella forma in Eq. (2.3). Una funzione \hat{V} che soddisfi le equazioni la condizione precedente è detta *potenziale generalizzato*.

Se i vincoli sono lisci, $\langle \mathbf{F}^{(v)}, \partial_a \mathbf{x} \rangle = 0$ per via del principio di d'Alembert, e l'equazione di Lagrange assume la forma molto compatta, e assolutamente fondamentale

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} = 0.$$

La corrispondenza tra equazione di Lagrange e lagrangiana associata *non* è biunivoca: le stesse equazioni, e quindi lo stesso moto, possono essere prodotte da più lagrangiane. Supponiamo infatti di considerare

$$\hat{\mathcal{L}}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) + \frac{d h(t, \mathbf{q})}{dt}$$

per una generica funzione $h(t, \mathbf{q})$ differenziabile di classe almeno C^2 rispetto a tutti i suoi argomenti. Allora, osservando che

$$\frac{d h(t, \mathbf{q})}{dt} = \sum_a \frac{\partial h(t, \mathbf{q})}{\partial q_a} \dot{q}_a + \frac{\partial h(t, \mathbf{q})}{\partial t},$$

possiamo verificare che

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \hat{\mathcal{L}}}{\partial \dot{q}_a} \right) - \frac{\partial \hat{\mathcal{L}}}{\partial q_a} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial h}{\partial q_a} \right) - \sum_b \frac{\partial^2 h}{\partial q_a \partial q_b} \dot{q}_b - \frac{\partial^2 h}{\partial q_a \partial t} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a}.$$

Esempio 2.5 (Potenziali generalizzati) — Un caso particolare ma importante di potenziale generalizzato è quello utile per lo studio del moto di punti materiali carichi in campo elettromagnetico. Si assume che esistano due campi $\mathbf{E}: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ e $\mathbf{B}: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ definiti in tutto lo spazio \mathbb{R}^3 , di modo che la forza applicata ad un punto materiale P di carica e sia espressa dalla *forza di Lorentz*

$$\mathbf{F} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c} \wedge \mathbf{B} \right)$$

dove c è la velocità della luce e $\dot{\mathbf{x}}$ la velocità del punto. I campi \mathbf{E} ed \mathbf{B} devono soddisfare le *equazioni di Maxwell*, che in presenza di una densità di carica ϱ e di una densità di corrente \mathbf{j} nello spazio assumono la forma⁷

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \wedge \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\varrho, \quad \nabla \wedge \mathbf{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}.$$

Immaginiamo che la particella sia soggetta *esclusivamente* all'azione di \mathbf{E} ed \mathbf{B} : in questo caso, quindi, non sarà necessario introdurre coordinate lagrangiane: potremo utilizzare $(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \equiv (\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})$ essendo $\mathcal{M} \equiv \mathbb{R}^3$.

La prima equazione di Maxwell permette di scrivere $\mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A}$, per un certo campo $\mathbf{A}: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ detto *potenziale vettore*. La seconda equazione può quindi essere scritta come

$$\nabla \wedge \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla \varphi,$$

per una certa funzione scalare $\varphi: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}$. La forza di Lorentz si può quindi riscrivere

$$\mathbf{F} = e \left(-\nabla \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{x}} \wedge (\nabla \wedge \mathbf{A}) \right).$$

Ora utilizziamo l'identità formale $\mathbf{a} \wedge (\nabla \wedge \mathbf{b}) = \nabla \langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \rangle - \langle \mathbf{a}, \nabla \rangle \mathbf{b}$ per riscrivere

$$\dot{\mathbf{x}} \wedge (\nabla \wedge \mathbf{A}) = \nabla \langle \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{A} \rangle - \langle \dot{\mathbf{x}}, \nabla \rangle \mathbf{A} = \nabla \langle \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{A} \rangle - \frac{d \mathbf{A}}{dt} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}.$$

Sostituendo nell'espressione di \mathbf{F} abbiamo

$$\mathbf{F} = e \left(-\nabla \varphi + \frac{1}{c} \nabla \langle \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{A} \rangle - \frac{1}{c} \frac{d \mathbf{A}}{dt} \right) = -\nabla \hat{V} + \frac{d}{dt} \frac{\partial \hat{V}}{\partial \dot{\mathbf{x}}}, \quad \hat{V} := \varphi - \frac{1}{c} \langle \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{A} \rangle.$$

Detta m la massa del punto materiale, la lagrangiana è quindi

$$(2.4) \quad \mathcal{L}(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) = \frac{1}{2} m \|\dot{\mathbf{x}}\|^2 - e \left(\varphi(\mathbf{x}) - \frac{1}{c} \langle \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{A}(\mathbf{x}) \rangle \right).$$

Esempio 2.6 (Forze dissipative) — Non tutti i vincoli sono lisci e, se il principio di d'Alembert–Lagrange non è soddisfatto, si parla di *vincoli scabri*. Si osserva sperimentalmente che spesso, nel caso di vincoli scabri, su ciascun punto materiale agisce una reazione vincolare $\mathbf{F}_k^{(v)}$ con un contributo $\mathbf{F}_{k,\text{att}}^{(v)}$ lungo lo spazio tangente alla sottovarietà, ed in particolare tale che lungo il moto nella forma $\mathbf{F}_{k,\text{att}}^{(v)} = -\mu_k \dot{\mathbf{x}}_k$ per un qualche coefficiente di attrito dinamico $\mu_k > 0$, oltre a eventuali componenti normali ai vincoli $\mathbf{F}_{k,n}$.

Supponiamo per semplicità che i vincoli siano fissi. Se $\mathbf{F}_k^{(v)} = \mathbf{F}_{k,n} + \mathbf{F}_{k,\text{att}}$, una forza siffatta non soddisfa il principio di d'Alembert e produce nel contributo nell'equazione di Lagrange

$$\langle \mathbf{F}^{(v)}, \partial_a \mathbf{x} \rangle = - \sum_{k=1}^N \sum_{b=1}^n \mu_k \dot{q}_b \langle \partial_b \mathbf{x}_k, \partial_a \mathbf{x}_k \rangle.$$

Questa espressione può essere però pensata come il risultato di un “potenziale” delle variabili cinematiche, detto *funzione di dissipazione di Rayleigh*,

$$\mathcal{R}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) := \frac{1}{2} \sum_k \sum_{ab} \mu_k \dot{q}_a \dot{q}_b \langle \partial_a \mathbf{x}_k, \partial_b \mathbf{x}_k \rangle \Rightarrow \langle \mathbf{F}^{(v)}, \partial_a \mathbf{x} \rangle = - \frac{\partial \mathcal{R}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})}{\partial \dot{q}_a}.$$

Se le reazioni vincolari dissipative sono solo in questa forma, allora le equazioni di Lagrange sono

$$(2.5) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} + \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \dot{q}_a} = 0.$$

⁷In questo esempio adottiamo la notazione usuale in termini di vettore simbolico ∇ per gradiente, divergenza e rotore.

1.5. Cambi di riferimento nel formalismo lagrangiano. Abbiamo finora assunto di operare in un sistema di riferimento inerziale, in cui un sistema di punti materiali \mathcal{S} viene globalmente descritto da un insieme di $3N$ coordinate \mathbf{X} , possibilmente soggetto a vincoli olonomi bilaterali lisci che permettono una parametrizzazione locale in termini di un set di $n \leq 3N$ variabili lagrangiane $\mathbf{q} \in \mathbb{R}^n$. È però naturale chiedersi come questa descrizione cambia passando da un siffatto riferimento, sia esso $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$, ad un generico riferimento $O_\alpha\hat{\mathbf{a}}_1\hat{\mathbf{a}}_2\hat{\mathbf{a}}_3$ possibilmente non inerziale, in moto con velocità angolare $\boldsymbol{\omega}_\alpha$ rispetto al riferimento inerziale (ometteremo apici quando le quantità sono riferite al riferimento inerziale). Sia $\mathbf{X}(t) = \mathbf{x}(t, \mathbf{q}(t))$ la concatenazione della traiettoria del sistema di $3N$ punti materiali nel riferimento inerziale, parametrizzata da n variabili lagrangiane \mathbf{q} secondo una opportuna mappa che tenga conto del vincolo, e $\mathbf{X}^\alpha(t) = \mathbf{x}^\alpha(t, \mathbf{q}^\alpha(t))$ la stessa traiettoria nel riferimento (in generale) non inerziale, parametrizzato da n (diverse) variabili $\mathbf{q}^\alpha(t)$ e una diversa mappa \mathbf{x}^α nel riferimento $O_\alpha\hat{\mathbf{a}}_1\hat{\mathbf{a}}_2\hat{\mathbf{a}}_3$. Sappiamo che deve valere, per ciascuna tripletta \mathbf{x}_k corrispondente al k -esimo punto del sistema rappresentato in in \mathbf{X} , la relazione

$$(2.6) \quad \mathbf{x}_k(t) = \mathbf{x}_\alpha(t) + \mathbf{R}_\alpha(t)\mathbf{x}_k^\alpha(t) \Leftrightarrow \mathbf{x}_k(t, \mathbf{q}) = \mathbf{x}_\alpha(t) + \mathbf{R}_\alpha(t)\mathbf{x}_k^\alpha(t, \mathbf{q}^\alpha)$$

per una opportuna matrice di rotazione $\mathbf{R}_\alpha(t)$ e un vettore di coordinate \mathbf{x}_α che esprime la posizione di O_α rispetto al riferimento inerziale. La mappa \mathbf{x} d'altra parte è un omeomorfismo sulla sua immagine (a t fissato), quindi la collezione di Eq. (2.6) può essere invertita per esprimere i parametri \mathbf{q} in termini dei parametri \mathbf{q}^α ,

$$\mathbf{q}(t) = \mathbf{q}(t, \mathbf{q}^\alpha(t)).$$

Nelle nostre ipotesi, la mappa che permette di passare dalla parametrizzazione \mathbf{q}^α alla parametrizzazione \mathbf{q} deve essere un diffeomorfismo di classe almeno C^2 (poiché abbiamo assunto che la sottovarietà regolare sia di ordine maggiore o uguale a 2): deve cioè valere

$$\det \left(\frac{\partial q_i}{\partial q_j^\alpha} \right)_{\substack{1 \leq i \leq n \\ 1 \leq j \leq n}} \neq 0$$

di modo che il cambio di parametrizzazione locale della stessa sottovarietà regolare da \mathbf{q} a \mathbf{q}^α sia legittimo.

Supponiamo che, nel riferimento inerziale, la dinamica del sistema sia descritta da una lagrangiana $\mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$, e sia

$$\mathcal{L}^\alpha(t, \mathbf{q}^\alpha, \dot{\mathbf{q}}^\alpha) \equiv \mathcal{L}(t, \mathbf{q}(t, \mathbf{q}^\alpha), \dot{\mathbf{q}}(t, \mathbf{q}^\alpha, \dot{\mathbf{q}}^\alpha))$$

la lagrangiana riespressa nel nuovo sistema di coordinate lagrangiane. Nell'espressione precedente $\dot{\mathbf{q}}(t, \mathbf{q}^\alpha, \dot{\mathbf{q}}^\alpha) := \partial_t \mathbf{q}(t, \mathbf{q}^\alpha) + \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathbf{q}(t, \mathbf{q}^\alpha)}{\partial q_a^\alpha} \dot{q}_a^\alpha$. Calcoliamo, per $i = 1, \dots, n$,

$$\frac{\partial \mathcal{L}^\alpha}{\partial \dot{q}_i^\alpha} = \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \frac{\partial \dot{q}_a}{\partial \dot{q}_i^\alpha} = \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \frac{\partial q_a}{\partial q_i^\alpha}, \quad \frac{\partial \mathcal{L}^\alpha}{\partial q_i^\alpha} = \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} \frac{\partial q_a}{\partial q_i^\alpha} + \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \frac{\partial \dot{q}_a}{\partial q_i^\alpha}.$$

Nelle precedenti abbiamo osservato che, per ogni $i, j \in \{1, \dots, n\}$,

$$\dot{q}_i = \sum_{a=1}^n \frac{\partial q_i}{\partial q_a^\alpha} \dot{q}^\alpha + \frac{\partial q_i}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial \dot{q}_j^\alpha} = \frac{\partial q_i}{\partial q_j^\alpha}.$$

Applichiamo quindi l'equazione di Eulero–Lagrange alla lagrangiana \mathcal{L}^α valutandola su una traiettoria del sistema:

$$(2.7) \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}^\alpha}{\partial \dot{q}_i^\alpha} - \frac{\partial \mathcal{L}^\alpha}{\partial q_i^\alpha} = \frac{d}{dt} \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \frac{\partial q_a}{\partial q_i^\alpha} - \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} \frac{\partial q_a}{\partial q_i^\alpha} - \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} \frac{\partial \dot{q}_a}{\partial q_i^\alpha} = \sum_{a=1}^n \left(\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} \right) \frac{\partial q_a}{\partial q_i^\alpha} = 0,$$

dove nell'ultimo passaggio abbiamo imposto la validità delle equazioni di Eulero–Lagrange sulla traiettoria nel riferimento inerziale. La conseguenza di questa derivazione è che nel nuovo riferimento le equazioni di Eulero–Lagrange mantengono la loro validità, purché si esegua un opportuno cambio di variabile $\mathbf{q} = \mathbf{q}(t, \mathbf{q}^\alpha)$ nella lagrangiana. Questa invarianza formale delle equazioni del moto è una delle più interessanti caratteristiche del formalismo lagrangiano.

Un'ultima importante osservazione è la seguente. Gli argomenti precedenti si applicano anche nel caso in cui si esegua un cambio di *parametrizzazione* della sottovarietà regolare su cui avviene il moto, senza eseguire cambi di riferimento, ovvero nel caso in cui si voglia passare da un insieme di coordinate lagrangiane \mathbf{q} ad un altro $\bar{\mathbf{q}}$, con $\mathbf{q} = \mathbf{q}(t, \bar{\mathbf{q}})$ diffeomorfismo locale. Le equazioni di Eulero–Lagrange sono quindi invarianti sotto riparametrizzazione della sottovarietà.

2. Il moto unidimensionale

Consideriamo un sistema di N punti materiali, $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$, vincolato con vincoli *olonomi e fissi* ad evolvere su una sottovarietà regolare unidimensionale connessa immersa in uno spazio \mathbb{R}^{3N} . Come abbiamo visto, ciò vuol dire che \mathcal{M} è una curva regolare, che immaginiamo parametrizzata globalmente da una certa applicazione $\boldsymbol{x}: I \subseteq \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{3N}$. Quantità come l'energia cinetica e la matrice di massa sono calcolate di conseguenza. Per esempio, la matrice di massa è in questo caso una semplice funzione scalare A ed ha la forma

$$A(q) := \sum_{k=1}^N m_k \langle \boldsymbol{x}'_k(q), \boldsymbol{x}'_k(q) \rangle \Rightarrow T = \frac{1}{2} A(q) \dot{q}^2.$$

Alternativamente alla parametrizzazione offerta da \boldsymbol{x} , è estremamente comune ricorrere alla *parametrizzazione naturale della curva*, ovvero scegliere un punto $\boldsymbol{x}(q_0)$ della curva, che utilizzeremo come origine lungo la curva, e introdurre l'*ascissa curvilinea*

$$s(q) := \int_{q_0}^q \|\boldsymbol{x}'(\bar{q})\| d\bar{q}, \quad q \in I.$$

Questa funzione fornisce la lunghezza dell'arco di curva (con segno) tra $\boldsymbol{x}(q_0)$ e $\boldsymbol{x}(q)$ e può essere utilizzata come variabile lagrangiana al posto di q stesso per parametrizzare la curva. Si tratta di una scelta standard: la traiettoria, parametrizzata in termini di s , verrà denotata $\boldsymbol{\gamma}$, di modo che $\boldsymbol{x} = \boldsymbol{\gamma} \circ s$. Come noto dall'Analisi, la nuova parametrizzazione è tale che $\boldsymbol{\gamma}'(s)$ è un *versore* tangente alla curva nel punto di ascissa curvilinea s . L'energia cinetica assume la forma generale che abbiamo già visto ma espressa rispetto al nuovo parametro lagrangiano s ,

$$T = \frac{1}{2} A_\gamma(s) \dot{s}^2, \quad A_\gamma(s) := \sum_{k=1}^N m_k \langle \boldsymbol{\gamma}'_k(s), \boldsymbol{\gamma}'_k(s) \rangle.$$

Il vantaggio nell'utilizzare la parametrizzazione naturale diventa evidente quando $N = 1$, ovvero quando lo studio è focalizzato su un singolo punto materiale di massa m soggetto ad una forza \mathbf{F} . In questo caso, $A_\gamma(s) = m \langle \boldsymbol{\gamma}'(s), \boldsymbol{\gamma}'(s) \rangle \equiv m$, ovvero $A_\gamma(s)$ coincide esattamente con la massa del punto materiale ed è costante. L'Eq. (2.2) diventa perciò

$$m \ddot{s} = f.$$

Come nel caso generale, la forza generalizzata $f := \langle \mathbf{F}, \boldsymbol{\gamma}' \rangle$ è la proiezione della forza totale sulla direzione tangente alla sottovarietà, ovvero in questo caso alla curva. La legge $s(t)$ soluzione dell'equazione precedente è detta *legge oraria* del moto. Ci focalizzeremo in particolare sul caso in cui \mathbf{F} è *posizionale*, ovvero $f \equiv f(s)$.

2.1. Forze posizionali nel moto unidimensionale. Come sappiamo, in generale, $f \equiv f(t, s, \dot{s})$ dato che la forza \mathbf{F} può dipendere dal tempo, dalla posizione e dalla velocità del punto materiale. Se la forza è però *posizionale*, allora $f \equiv f(s)$ e il problema dello studio del moto del punto si riconduce a quello dello studio del problema di Cauchy nella forma

$$\begin{cases} m\ddot{s} = f(s), \\ s(0) = s_0, \\ \dot{s}(0) = v_0, \end{cases}$$

dove s_0 e v_0 sono opportune condizioni iniziali per s e \dot{s} . La posizionalità della forza semplifica molto il problema perché permette di trattare la dinamica *come se* il sistema fosse soggetto ad una *forza attiva conservativa* a prescindere dalla natura dell'originale forza posizionale. È infatti possibile introdurre il potenziale

$$V(s) := - \int_0^s f(x) dx,$$

nell'ipotesi che f sia integrabile sull'intervallo considerato. Le equazioni del moto possono quindi essere pensate come le equazioni di Lagrange sulla lagrangiana

$$\mathcal{L}(s, \dot{s}) = \frac{1}{2}m\dot{s}^2 - V(s).$$

Esempio 2.7 (Moto armonico) — Sia data la lagrangiana

$$(2.8) \quad \mathcal{L}(s, \dot{s}) = \frac{1}{2}m\dot{s}^2 - \frac{1}{2}ks^2$$

dove $k > 0$. Si tratta di una lagrangiana che descrive la presenza di una forza di richiamo che dipende linearmente dalla sola distanza (lungo la curva) da $s = 0$, indotta dal potenziale quadratico, detto *armonico*, $V(s) = \frac{1}{2}ks^2$. L'equazione del moto è quindi

$$m\ddot{s} + ks = 0 \Leftrightarrow \ddot{s} + \omega^2 s = 0, \quad \omega^2 := \frac{k}{m}.$$

Il problema di Cauchy su questa equazione viene completato da due opportune condizioni iniziali, siano $s(0) = s_0$ e $\dot{s}(0) = v_0$. Si tratta di una equazione lineare omogenea a coefficienti costanti del *secondo* ordine, per risolvere la quale abbiamo bisogno di *due* soluzioni linearmente indipendenti, che indichiamo con s_1 ed s_2 , ovvero tali che, dati due numeri reali c_1 e c_2 , $c_1 s_1(t) + c_2 s_2(t) = 0$ identicamente se e solo se $c_1 = c_2 = 0$. A questo punto, la soluzione generale dell'equazione omogenea avrà la forma $s(t) = \alpha_1 s_1(t) + \alpha_2 s_2(t)$, dove α_1 e α_2 andranno fissati per mezzo delle condizioni iniziali. Nel nostro caso, si verifica che $s_1(t) = \cos \omega t$ e $s_2(t) = \sin(\omega t)$ soddisfano le condizioni richieste, per cui la soluzione da cercare è nella forma $s(t) = \alpha_1 \cos \omega t + \alpha_2 \sin \omega t$. Imponendo le condizioni iniziali, troviamo

$$s(t) = s_0 \cos \omega t + \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t.$$

Si tratta di una soluzione periodica, di periodo

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

L'utilità dell'aver introdotto V sta anche nel fatto che la quantità

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

risulta conservata durante il moto, come si vede derivando rispetto al tempo, e dunque essa rimane uguale al valore assunto nell'istante iniziale, che assumiamo essere $t = 0$, $E = E(s_0, v_0)$. La presenza di questa quantità conservata è estremamente utile per l'integrazione delle equazioni.

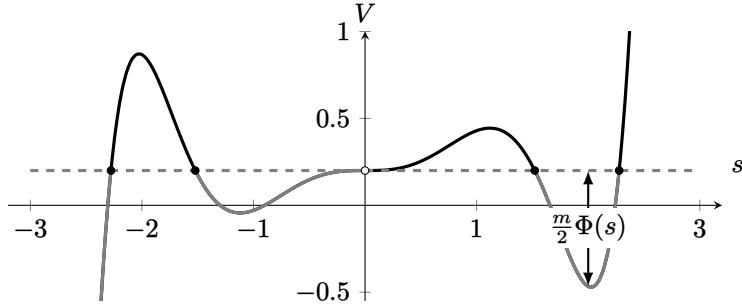


FIGURA 3. Esempio di potenziale unidimensionale $V(s)$. È tracciato il livello di energia E (linea tratteggiata) compatibile con il moto, e in grigio sono evidenziati gli intervalli in cui il moto è ammesso. In nero sono evidenziati punti di inversione, mentre in bianco sono evidenziati i punti corrispondenti a zeri multipli di $\Phi(s)$.

Assumiamo infatti che $v_0 \neq 0$: in un intorno di s_0 dove $E - V(s) > 0$, l'espressione dell'energia meccanica implica

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

che può essere riscritta come

$$1 = \frac{\text{sign}(v_0) \, ds}{\sqrt{\Phi(s)} \, dt} \Rightarrow t(s) = \int_{s_0}^s \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{\Phi(x)}} \, dx,$$

che esprime il tempo a cui il punto raggiunge la posizione di ascissa curvilinea s : l'espressione è formalmente la soluzione per quadrature del problema. La funzione $\Phi(s)$ contiene in particolare tutte le informazioni sulle traiettorie ammesse, come anticipato. Il moto può infatti verificarsi solo nelle regioni in cui $\Phi(s) > 0$, delimitate dagli (eventuali) zeri della funzione: in questi punti, la velocità del punto materiale è *nulla*. Se \hat{s} è uno zero di $\Phi(s)$, l'equazione differenziale $\dot{s} = \sqrt{\Phi(s)}$ è sempre risolta da $s(t) = \hat{s}$.

Per fissare meglio le idee, supponiamo che $v_0 > 0$ e che

$$\hat{s} = \inf\{s > s_0 : \Phi(s) = 0\}$$

(possibilmente pari a $+\infty$ se l'insieme è vuoto). Allora, per ogni $s \in (s_0, \hat{s})$ la funzione

$$t(s) = \int_{s_0}^s \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} \, dx$$

ha derivata strettamente positiva ed è quindi invertibile: essa quantifica il tempo (finito) necessario al punto materiale per raggiungere s a partire da s_0 . D'altronde il tempo necessario per raggiungere $\hat{s} > s_0$ partendo da s_0 , dato da

$$(2.9) \quad t(\hat{s}) = \int_{s_0}^{\hat{s}} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} \, dx$$

può essere una quantità finita o infinita. Assumendo in particolare che $\hat{s} \in \mathbb{R}$ e che Φ sia analitica in tale punto, possono verificarsi due casi distinti.

Se \hat{s} è uno zero semplice di $\Phi(s)$, cioè $\Phi(s) = (\hat{s} - s)\phi(s)$ con $\phi(s) > 0$ in un intorno di \hat{s} , l'Eq. (2.9) fornisce una quantità finita: questo vuol dire che esiste una soluzione del moto che, partendo da s_0 , raggiunge \hat{s} in tempo finito. In \hat{s} la forza generalizzata agente sul punto materiale è $f(\hat{s}) = -V'(\hat{s}) = \frac{m}{2}\Phi'(\hat{s}) = -\phi(\hat{s}) < 0$, per cui una volta giunto in \hat{s} , il punto materiale accelera nella direzione negativa e torna verso s_0 . Il tempo necessario per raggiungere s_0 da \hat{s} partendo a velocità nulla è dato dalla stessa espressione in Eq. (2.9). D'altra parte, sappiamo che esiste un'altra possibile soluzione con $s(0) = \hat{s}$ che soddisfa la stessa equazione $\dot{s}^2 = \Phi(s)$, ovvero la soluzione costante $s(t) = \hat{s}$. La coesistenza di due distinte soluzioni con stessa condizione iniziale per la stessa equazione differenziale del primo ordine è segno del fatto che il teorema di Cauchy non è applicabile a questa situazione. In effetti $\sqrt{\Phi(s)}$ non è lipschitziana in un intorno di \hat{s} se \hat{s} è uno zero semplice. La soluzione fisica è quella compatibile con le accelerazioni in \hat{s} , ovvero che prevede che il punto materiale torni indietro verso s_0 e per questo \hat{s} si dice *punto di inversione*. Vale il seguente teorema.

TEOREMA 2.1. *Il moto tra due zeri semplici consecutivi \hat{s}_- ed \hat{s}_+ è periodico di periodo*

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

DIMOSTRAZIONE. Siano \hat{s}_- ed \hat{s}_+ due zeri semplici consecutivi di $\Phi(s)$. Per ipotesi, nell'intervallo $[\hat{s}_-, \hat{s}_+]$ possiamo scrivere $\Phi(s) = (s - \hat{s}_-)(\hat{s}_+ - s)\phi(s)$ con $\phi(s) > 0$ per $s \in [\hat{s}_-, \hat{s}_+]$. La velocità del punto materiale si annulla in \hat{s}_{\pm} mentre la forza ha in questi punti segno opposto:

$$\frac{2}{m}f(\hat{s}_+) = \Phi'(\hat{s}_+) = -(\hat{s}_+ - \hat{s}_-)\phi(\hat{s}_+) < 0, \quad \frac{2}{m}f(\hat{s}_-) = \Phi'(\hat{s}_-) = (\hat{s}_+ - \hat{s}_-)\phi(\hat{s}_-) > 0,$$

il che fa sì che il moto si inverta in questi punti estremali. Partendo da $s_0 \in (\hat{s}_-, \hat{s}_+)$ con $v_0 > 0$ al tempo $t = 0$, il moto prosegue quindi fino a \hat{s}_+ dove la velocità si annulla e, per effetto di una forza negativa, il punto materiale 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 τ : da qui in poi il moto si riproduce identico essendosi verificate nuovamente, al tempo τ , le stesse condizioni cinematiche osservate al tempo $t = 0$. Il periodo quindi è

$$\tau = \int_{s_0}^{\hat{s}_+} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx - \int_{\hat{s}_+}^{\hat{s}_-} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx + \int_{\hat{s}_-}^{s_0} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx = 2 \int_{\hat{s}_-}^{\hat{s}_+} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx. \quad \square$$

Se \hat{s} è uno zero multiplo di $\Phi(s)$, ovvero in un intorno di \hat{s} si ha che $\Phi(s) = (\hat{s} - s)^{\kappa}\phi(s)$ con $\kappa > 1$ e $\phi(s) > 0$, l'integrale in Eq. (2.9) diverge: questo fatto è coerente con il teorema di Cauchy sull'unicità delle soluzioni delle equazioni differenziali. Osservando infatti che le equazioni del moto si scrivono come $\dot{s} = \pm\sqrt{\Phi(s)}$, nel caso in cui \hat{s} sia uno zero multiplo, la quantità $\sqrt{\Phi(s)}$ è lipschitziana in un intorno di \hat{s} , fatto che garantisce l'unicità della soluzione: dato che $s(t) = \hat{s}$ esiste come soluzione avente condizione iniziale $s(0) = \hat{s}$, questa può essere l'unica soluzione per questa condizione iniziale. Ogni altra traiettoria può solo avvicinarsi al punto \hat{s} senza mai toccarlo (diversamente, vi sarebbero due possibili soluzioni passanti per \hat{s}). Si noti inoltre che, coerentemente con questo fatto, la forza applicata al punto materiale in uno zero multiplo \hat{s} è nulla, $\Phi'(\hat{s}) = \frac{2}{m}f(\hat{s}) = 0$, per cui in effetti un punto materiale in \hat{s} non accelera.

3. Equilibrio e spazio delle fasi in sistemi autonomi

3.1. Spazio delle fasi. Abbiamo visto che le equazioni di Lagrange nella loro forma più generale si scrivono

$$(2.10) \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_a} - \frac{\partial T}{\partial q_a} = f_a, \quad a = 1, \dots, n,$$

dove appaiono le forze generalizzate $f_a = \langle \mathbf{F}, \partial_a \mathbf{X} \rangle$. Se introduciamo il vettore $\mathbf{f} = (f_a)_a$ avente come componenti le forze generalizzate, le equazioni di Lagrange possono essere scritte in forma compatta come

$$\mathbf{A}\ddot{\mathbf{q}} + \dot{\mathbf{A}}\dot{\mathbf{q}} + \mathbf{B} - \partial_{\mathbf{q}}T = \mathbf{f}.$$

Osservando ora che \mathbf{A} è una matrice simmetrica definita positiva, possiamo invertirla e scrivere

$$(2.11) \quad \ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{A}^{-1} (\mathbf{f} - \dot{\mathbf{A}}\dot{\mathbf{q}} - \mathbf{B} + \partial_{\mathbf{q}}T) =: \boldsymbol{\phi}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}).$$

Si tratta quindi di un sistema di equazioni del secondo ordine *in forma normale*. Il termine a destra *non* dipende da derivate di \mathbf{q} di ordine superiore al primo, dato che $\mathbf{f} \equiv \mathbf{f}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$, mentre l'energia cinetica dipende in generale da \mathbf{q} e $\dot{\mathbf{q}}$, per cui anche il gradiente $\partial_{\mathbf{q}}T$ dipende al più da derivate temporali del primo ordine di \mathbf{q} . L'integrazione univoca delle equazioni del moto in un intorno di un certo tempo iniziale, sia $t = 0$ richiede, secondo il teorema di Cauchy, un insieme di condizioni iniziali $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$ e $\dot{\mathbf{q}}(0) = \mathbf{v}_0$, purché il termine a destra sia sufficientemente regolare, ovvero lipschitziano. Nell'analisi che segue assumeremo che tali ipotesi di regolarità siano verificate e che quindi la soluzione al problema di Cauchy esista unica, *a meno che non sia esplicitamente dichiarato diversamente*.

In questa sezione, ci focalizzeremo su una sottoclasse di sistemi meccanici di particolare importanza, detti *sistemi autonomi*, ovvero tali da non esibire una dipendenza esplicita dal tempo né in \mathcal{M} (vincoli scleronomi) né nelle forze applicate. In questo caso quindi $T = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{A}(\mathbf{q})\dot{\mathbf{q}} \rangle$, mentre $\mathbf{f} \equiv \mathbf{f}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$, per cui $\boldsymbol{\phi}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \equiv \boldsymbol{\phi}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$. Le equazioni di Lagrange possono essere così scritte come un sistema di equazioni del primo ordine

$$(2.12) \quad \begin{cases} \dot{\mathbf{q}} = \mathbf{v}, \\ \dot{\mathbf{v}} = \boldsymbol{\phi}(\mathbf{q}, \mathbf{v}). \end{cases}$$

Insieme ad una coppia di condizioni iniziali $\mathbf{q}(0) = \mathbf{q}_0$ e $\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0$, le due equazioni determinano univocamente l'evoluzione del sistema (a condizione che le ipotesi del teorema di Cauchy siano soddisfatte), così che i valori di $\mathbf{z} := (\mathbf{q}, \mathbf{v}) \in \mathbb{R}^{2n}$ evolvono in uno spazio di dimensione $2n$ detto *spazio delle fasi*. Un vettore \mathbf{z} nello spazio delle fasi identifica lo *stato cinematico* del sistema, dato che contiene informazioni sulla sua posizione e sulla sua velocità. Il sistema in Eq. (2.12) può essere scritto come

$$(2.13) \quad \dot{\mathbf{z}} = \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{z}), \quad \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{z}) := \begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ \boldsymbol{\phi}(\mathbf{q}, \mathbf{v}) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{z} := (\mathbf{q}, \mathbf{v}).$$

In questo spazio, indichiamo con

$$\mathbf{g}^t(\mathbf{q}_0, \mathbf{v}_0) := (\mathbf{q}(t), \mathbf{v}(t))$$

il valore della soluzione del sistema di equazioni al tempo t ottenuta utilizzando le condizioni iniziali $(\mathbf{q}_0, \mathbf{v}_0)$ per $t = 0$. La mappa \mathbf{g}^t che associa a $(\mathbf{q}_0, \mathbf{v}_0)$ la sua evoluzione dopo un tempo t è il cosiddetto *flusso di fase* associato al sistema in coordinate locali, mentre la curva $\mathbf{z}(t) = (\mathbf{q}(t), \mathbf{v}(t)) \in \mathbb{R}^{2n}$ viene anche detta *curva di fase* passante per $(\mathbf{q}_0, \mathbf{v}_0)$. Il flusso di fase ha una cruciale proprietà di semigruppo, ovvero, detti $t, t' > 0$,

$$\mathbf{g}^{t+t'} \mathbf{z} = \mathbf{g}^t(\mathbf{g}^{t'} \mathbf{z}).$$

Questo discende dal fatto che il sistema è autonomo e, nella variabile \mathbf{z} , del primo ordine, $\dot{\mathbf{z}} = \Psi(\mathbf{z})$: la forma della legge di evoluzione non cambia nel tempo e la traiettoria $\mathbf{g}^t \mathbf{z}$ per $t > t_0$ dipende esclusivamente dal valore $\mathbf{g}^{t_0} \mathbf{z}$, sotto opportune condizioni di regolarità per Ψ che supporremo sempre soddisfatte. Le caratteristiche di questo flusso, e del suo comportamento attorno a speciali punti, saranno oggetto di questa sezione.

3.2. Funzioni di Ljapunov. Il concetto di spazio delle fasi permette di introdurre in maniera più precisa quelli di *equilibrio* e di *stabilità secondo Ljapunov*. Fissiamo anzitutto la notazione: indichiamo con $\mathbf{z}_0 = (\mathbf{q}_0, \mathbf{v}_0)$ un generico punto dello spazio delle fasi, e con $\mathcal{B}_r(\mathbf{z}_0) = \{\mathbf{z} \in \mathbb{R}^{2n} : \|\mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| < r\}$ la palla aperta centrata in \mathbf{z}_0 di raggio $r > 0$. Nel seguito indicheremo, come sempre, $\chi: \mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^{3N}$ la parametrizzazione locale della sottovarietà n -dimensionale che esprime il vincolo, e che assumiamo *fissa*.

DEFINIZIONE 3.1 (Equilibrio). Una configurazione $\mathbf{X}_0 = \chi(\mathbf{q}_0) \in \mathcal{M}$ è detta *di equilibrio* se la coppia $\mathbf{z}_0 := (\mathbf{q}_0, \mathbf{0})$ nello spazio delle fasi è soluzione del problema in Eq. (2.12), ovvero

$$\phi(\mathbf{q}_0, \mathbf{0}) = [\mathbf{A}(\mathbf{q}_0)]^{-1} \mathbf{f}(\mathbf{q}_0, \mathbf{0}) = \mathbf{0} \iff \mathbf{f}(\mathbf{q}_0, \mathbf{0}) = \mathbf{0}.$$

Se questo è il caso, allora $\mathbf{X} = \mathbf{X}_0$, soluzione costante, risolve le equazioni del moto. La definizione sopra può essere riletta per mezzo del principio di d'Alembert–Lagrange. Infatti $\mathbf{f} = (f_a)_a$ è la concatenazione delle proiezioni $f_a = \langle \mathbf{F}, \partial_a \chi \rangle$. Poiché stiamo considerando vincoli ideali, questo significa in particolare che $f_a = \langle \mathbf{F}, \partial_a \chi \rangle = \langle \mathbf{F}^{(a)}, \partial_a \chi \rangle$, dove $\mathbf{F}^{(a)}$ è la concatenazione delle forze attive, dato che le reazioni vincolari sono, per il principio di d'Alembert–Lagrange, a proiezione nulla sullo spazio tangente. La condizione di equilibrio $\mathbf{f}(\mathbf{q}_0, \mathbf{0}) = \mathbf{0}$ equivale a dire che per ogni spostamento virtuale $\delta \mathbf{X} = \sum_{a=1}^n \delta X_a \partial_a \chi(\mathbf{q}_0)$ varrà $\langle \mathbf{F}^{(a)}, \delta \mathbf{X} \rangle = \sum_a \delta X_a f_a = 0$, ovvero al seguente teorema.

TEOREMA 3.1 (Principio dei lavori virtuali). *Perché $\mathbf{X}_0 = \chi(\mathbf{q}_0)$ sia punto di equilibrio di un sistema vincolato su una sottovarietà regolare \mathcal{M} , è necessario e sufficiente che la concatenazione $\mathbf{F}^{(a)}$ delle forze attive sia nello spazio normale $(T_{\mathbf{X}_0} \mathcal{M})^\perp$.*

Le configurazioni di equilibrio possono essere ulteriormente classificate in base alla loro *stabilità*, introdotta dalla seguente

DEFINIZIONE 3.2 (Equilibrio stabile). Una configurazione di equilibrio \mathbf{X}_0 è *stabile secondo Ljapunov* se per ogni $\epsilon > 0$ esiste $\delta > 0$, tali che

$$\mathbf{z} \in \mathcal{B}_\delta(\mathbf{z}_0) \Rightarrow \mathbf{g}^t \mathbf{z} \in \mathcal{B}_\epsilon(\mathbf{z}_0), \quad \forall t > 0.$$

In particolare, una configurazione di equilibrio stabile si dice *asintoticamente stabile* se esiste $\mathcal{B}_\delta(\mathbf{z}_0)$ tale che

$$\mathbf{z} \in \mathcal{B}_\delta(\mathbf{z}_0) \Rightarrow \lim_{t \rightarrow +\infty} \|\mathbf{g}^t \mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| = 0.$$

Una configurazione di equilibrio che non è stabile si dice *instabile*.

Per dare un criterio di stabilità per un sistema meccanico, è utile introdurre il seguente concetto da applicarsi ad una generica funzione scalare sullo spazio delle fasi.

DEFINIZIONE 3.3 (Derivata di Lie). Sia data una funzione $\Lambda: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$, $\Lambda \in C^1(\Omega)$, definita su un aperto Ω spazio delle fasi del sistema che soddisfa $\dot{\mathbf{z}} = \Psi(\mathbf{z})$. La funzione

$$\dot{\Lambda}(\mathbf{z}) := \langle \partial_{\mathbf{z}} \Lambda(\mathbf{z}), \Psi(\mathbf{z}) \rangle$$

è detta *derivata di Lie* di Λ lungo il flusso \mathbf{g}^t .

La derivata di Lie di Λ non è altro che la forma che una derivata temporale totale di Λ assume quando calcolata lungo una traiettoria determinata dalle equazioni del moto. Infatti se $\mathbf{z}(t)$ è una traiettoria nello spazio delle fasi

$$\frac{d\Lambda(\mathbf{z}(t))}{dt} = \langle \partial_{\mathbf{z}}\Lambda(\mathbf{z}), \dot{\mathbf{z}} \rangle = \langle \partial_{\mathbf{z}}\Lambda(\mathbf{z}), \Psi(\mathbf{z}) \rangle.$$

Il seguente teorema, dovuto ad Aleksandr M. Ljapunov, permette di caratterizzare i punti di equilibrio stabili in virtù di una speciale funzione scalare la cui derivata di Lie soddisfa opportune condizioni.

TEOREMA 3.2 (Ljapunov). *Sia $\mathbf{z}_0 = (\mathbf{q}_0, \mathbf{0})$ una configurazione di equilibrio di un sistema autonomo che evolve come $\dot{\mathbf{z}} = \Psi(\mathbf{z})$, con Ψ lipschitziana nei suoi argomenti. Supponiamo che esista una funzione $\Lambda \in C^1(\Omega)$, detta funzione di Ljapunov, su un intorno aperto Ω di \mathbf{z}_0 tale che*

- (1) $\Lambda(\mathbf{z}) > \Lambda(\mathbf{z}_0) \quad \forall \mathbf{z} \in \Omega \setminus \{\mathbf{z}_0\}$;
- (2) $\dot{\Lambda}(\mathbf{z}) \leq 0, \quad \forall \mathbf{z} \in \Omega$.

Allora \mathbf{z}_0 è di equilibrio stabile. In particolare, se in aggiunta $\dot{\Lambda}(\mathbf{z}) < 0$ per ogni $\mathbf{z} \in \Omega \setminus \{\mathbf{z}_0\}$, il punto \mathbf{z}_0 è asintoticamente stabile.

DIMOSTRAZIONE. Assumiamo, senza perdere in generalità, che $\Lambda(\mathbf{z}_0) = 0$. Sia dunque $\bar{\mathcal{B}}_\epsilon(\mathbf{z}_0) \subset \Omega$ una palla chiusa di raggio ϵ centrata in \mathbf{z}_0 . Per il teorema di Weierstrass, essendo la sua frontiera $\partial\bar{\mathcal{B}}_\epsilon(\mathbf{z}_0)$ una superficie sferica chiusa e limitata, la funzione Λ ammetterà su di essa un minimo, sia esso

$$2\lambda := \min_{\mathbf{z} \in \partial\bar{\mathcal{B}}} \Lambda(\mathbf{z}) > 0.$$

Definiamo ora l'insieme

$$\Omega_\lambda := \bar{\mathcal{B}}_\epsilon(\mathbf{z}_0) \cap \Lambda^{-1}([0, \lambda]) \subset \Omega.$$

Questo insieme è *limitato* per costruzione, ed è anche *chiuso* essendo l'intersezione di due chiusi: è quindi *compatto* per il teorema di Heine–Borel. Si noti che Ω_λ è *interno* a $\bar{\mathcal{B}}_\epsilon(\mathbf{z}_0)$: se così non fosse, esisterebbe $\mathbf{z} \in \Omega_\lambda \cap \partial\bar{\mathcal{B}}_\epsilon(\mathbf{z}_0)$, che è un assurdo essendo, per $\mathbf{z} \in \Omega_\lambda$, $\Lambda(\mathbf{z}) \leq \lambda < \min_{\mathbf{x} \in \partial\bar{\mathcal{B}}} \Lambda(\mathbf{x}) = 2\lambda$. Inoltre, $\mathbf{z}_0 \in \Omega_\lambda$, naturalmente, essendo $\Lambda(\mathbf{z}_0) = 0$. Ora avviene che

$$\mathbf{z} \in \Omega_\lambda \Rightarrow \mathbf{g}^t \mathbf{z} \in \Omega_\lambda, \quad \forall t \geq 0,$$

per via del fatto che la funzione $\Lambda(\mathbf{g}^t \mathbf{z})$ è non crescente in t , e quindi $\Lambda(\mathbf{g}^t \mathbf{z}) \leq \lambda$ per tutti i tempi successivi a $t = 0$: si dice che Ω_λ è un insieme *positivamente invariante*. Essendo Λ continua per ipotesi, esiste $\mathcal{B}_\delta(\mathbf{z}_0)$ tale che $\mathbf{z} \in \mathcal{B}_\delta(\mathbf{z}_0) \Rightarrow \Lambda(\mathbf{z}) < \lambda$, e in particolare vi sarà un $\delta > 0$ tale per cui $\mathcal{B}_\delta(\mathbf{z}_0) \subset \Omega_\lambda$. Pertanto, ogni punto di tale intorno, $\mathbf{z} \in \mathcal{B}_\delta(\mathbf{z}_0)$, ha $\mathbf{g}^t \mathbf{z} \in \Omega_\lambda \subset \mathcal{B}_\epsilon(\mathbf{z}_0)$ che prova la stabilità secondo Ljapunov.

Supponiamo ora che la disegualanza su $\dot{\Lambda}$ sia stretta. Consideriamo un certo $\mathbf{z} \in \Omega_\lambda$: la funzione $\Lambda(\mathbf{g}^t \mathbf{z})$ è strettamente decrescente in t ed è limitata inferiormente, per cui esiste $\lim_{t \rightarrow +\infty} \Lambda(\mathbf{g}^t \mathbf{z}) = \bar{\lambda} \in [0, \lambda]$. Supponiamo per assurdo che $\mathbf{g}^t \mathbf{z} \not\rightarrow \mathbf{z}_0$ e quindi $\bar{\lambda} > 0$, e definiamo l'insieme

$$\mathcal{K}_{\bar{\lambda}} := \Omega_\lambda \cap \Lambda^{-1}([\bar{\lambda}, \lambda]).$$

Questo insieme è compatto, essendo limitato e chiuso (è intersezione di due chiusi). Poiché $\dot{\Lambda}(\mathbf{z}) < 0$, preso $\mathbf{z} \in \mathcal{K}_{\bar{\lambda}}$, l'intera traiettoria $\mathbf{g}^t \mathbf{z} \in \mathcal{K}_{\bar{\lambda}}$. Inoltre, essendo la funzione $\dot{\Lambda}$ continua rispetto a \mathbf{z} , questa quantità ha perciò un massimo su $\mathcal{K}_{\bar{\lambda}}$

$$-\eta := \max_{\mathbf{z} \in \mathcal{K}_{\bar{\lambda}}} \dot{\Lambda}(\mathbf{z})$$

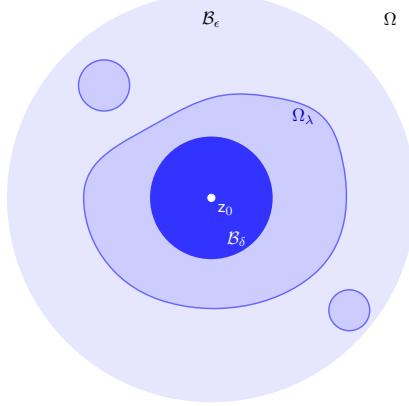


FIGURA 4. Illustrazione pittorica degli intorni nella dimostrazione del teorema di Ljapunov.

dove per ipotesi $\eta > 0$. Allora possiamo scrivere

$$\Lambda(\mathbf{g}^t \mathbf{z}) - \Lambda(\mathbf{z}) = \int_0^t \dot{\Lambda}(\mathbf{g}^\tau \mathbf{z}) d\tau \leq -\eta t \Rightarrow 0 < \Lambda(\mathbf{g}^t \mathbf{z}) \leq \Lambda(\mathbf{z}) - \eta t.$$

Per t sufficientemente grande, questa diseguaglianza induce una contraddizione. \square

Nel teorema precedente la stabilità asintotica di \mathbf{z}_0 nasce dalla richiesta che $\dot{\Lambda} < 0$ in un intorno di \mathbf{z}_0 . Questa ipotesi può essere lievemente rilassata, come mostrato nel seguente

TEOREMA 3.3 (Principio di Barbashin–Krasovskii–LaSalle). *Si consideri un sistema autonomo descritto da $\dot{\mathbf{z}} = \Psi(\mathbf{z})$, dove Ψ è una funzione lipschitziana nei suoi argomenti. Sia \mathbf{z}_0 un punto di equilibrio stabile e sia data una funzione di Ljapunov Λ su un intorno aperto Ω di \mathbf{z}_0 tale che*

- (1) $\Lambda(\mathbf{z}) > \Lambda(\mathbf{z}_0) \forall \mathbf{z} \in \Omega \setminus \{\mathbf{z}_0\}$;
- (2) $\dot{\Lambda}(\mathbf{z}) \leq 0, \forall \mathbf{z} \in \Omega$;
- (3) l'insieme $\{\mathbf{z} \in \Omega : \dot{\Lambda}(\mathbf{z}) = 0\} \setminus \{\mathbf{z}_0\}$ non contiene traiettorie del sistema.

DIMOSTRAZIONE. Assumiamo $\Lambda(\mathbf{z}_0) = 0$ e come sopra definiamo $\Omega_\lambda = \Omega \cap \Lambda^{-1}([0, \lambda])$, insieme positivamente invariante e compatto. Per ogni $\mathbf{z} \in \Omega_\lambda$, possiamo identificare la traiettoria $\mathbf{g}^t \mathbf{z}$ ed in particolare definire il suo insieme limite

$$\omega(\mathbf{z}) := \{\bar{\mathbf{z}} \in \mathbb{R}^{2n} : \exists \{t_k\}_{k \in \mathbb{N}} \text{ tale che } \mathbf{g}^{t_k} \mathbf{z} \rightarrow \bar{\mathbf{z}}\},$$

dove abbiamo indicato con $\{t_k\}_{k \in \mathbb{N}}$ una successione temporale strettamente crescente. Il fatto che $\omega(\mathbf{z})$ sia non vuoto discende dalla compattezza di Ω_λ . Si tratta inoltre di un insieme compatto (è limitato, ed inoltre chiuso in quanto insieme di punti di accumulazione della traiettoria $\mathbf{g}^t \mathbf{z}$) e positivamente invariante: se $\{t_k\}_k$ è una successione che produce $\lim_k \mathbf{g}^{t_k} \mathbf{z} = \bar{\mathbf{z}} \in \omega(\mathbf{z})$, allora $\lim_k \mathbf{g}^{t_k + \tau} \mathbf{z} = \mathbf{g}^\tau \lim_k \mathbf{g}^{t_k} \mathbf{z} = \mathbf{g}^\tau \bar{\mathbf{z}} \in \omega(\mathbf{z})$. Il valore di Λ su $\omega(\mathbf{z})$ è costante: poiché il limite $\lim_{t \rightarrow +\infty} \Lambda(\mathbf{g}^t \mathbf{z}) = \bar{\lambda}$ esiste per via del fatto che Λ è non-crescente e inferiormente limitata, tale limite sarà uguale al valore $\Lambda(\bar{\mathbf{z}})$ per ogni $\bar{\mathbf{z}} \in \omega(\mathbf{z})$. Ma questo vuol dire che $\dot{\Lambda}(\mathbf{g}^\tau \mathbf{z}) = 0$ lungo le traiettorie in $\omega(\mathbf{z})$, che è una contraddizione a meno di ammettere che $\omega(\mathbf{z}) = \{\mathbf{z}_0\}$, ovvero l'insieme limite di tutte le traiettorie è il punto di equilibrio \mathbf{z}_0 . \square

Il teorema quindi rilassa l'assunzione $\dot{\Lambda} < 0$ purché l'uguaglianza a zero non avvenga costantemente lungo intere curve di fase.

3.3. Equilibrio in sistemi con vincoli lisci e fissi e forze conservative. Il caso dei vincoli lisci e forze conservative indotte da un potenziale V è particolarmente semplice da studiare: in questo caso infatti

$$\mathbf{f} \equiv \mathbf{f}(\mathbf{q}) = -\frac{\partial V(\mathbf{q})}{\partial \mathbf{q}}.$$

Vale il seguente

TEOREMA 3.4. *In un sistema olonomo soggetto a forze conservative indotte dal potenziale V differenziabile e vincoli lisci e fissi, la configurazione $\mathbf{z}_0 = (\mathbf{q}_0, \mathbf{0})$ è di equilibrio se e solo se \mathbf{q}_0 è un punto critico del potenziale, ovvero $\partial_{\mathbf{q}}V(\mathbf{q}_0) = \mathbf{0}$.*

DIMOSTRAZIONE. Sul punto $\mathbf{z}_0 = (\mathbf{q}_0, \mathbf{0})$ così dato abbiamo che

$$\boldsymbol{\phi}(\mathbf{q}_0, \mathbf{0}) = -[\mathbf{A}(\mathbf{q}_0)]^{-1}\partial_{\mathbf{q}}V(\mathbf{q}_0).$$

Essendo \mathbf{A} definita positiva, $\boldsymbol{\phi}(\mathbf{q}_0, \mathbf{0}) = \mathbf{0}$ se e solo se $\partial_{\mathbf{q}}V(\mathbf{q}_0) = \mathbf{0}$. \square

Una conseguenza di questo risultato, per esempio, è che, dato un sistema olonomo a vincoli fissi e lisci le cui forze attive sono solo dovute alla gravità, le posizioni di equilibrio stabile sono minimi isolati della quota del centro di massa.

Esempio 2.8 — Si noti che la differenziabilità è necessaria per richiedere che un minimo isolato sia di equilibrio. Consideriamo per esempio la lagrangiana

$$\mathcal{L}(q, \dot{q}) = \frac{1}{2}\dot{q}^2 - |q|, \quad q \in \mathbb{R},$$

ottenuta utilizzando il potenziale $V(q) = |q|$: questo potenziale ha un minimo locale isolato in $q = 0$, ma le equazioni di Eulero–Lagrange non sono definite in tale punto e non è possibile applicare la definizione di equilibrio data sopra. Il punto è di equilibrio in un senso generalizzato, che qui non investigheremo e che ricorre al concetto di *subdifferenziale*.

TEOREMA 3.5 (Lagrange–Dirichlet). *Sia dato un sistema olonomo con vincoli lisci e fissi, e soggetto a forze conservative indotte da un potenziale V differenziabile. Se \mathbf{q}_0 è un minimo locale isolato dell'energia potenziale, la corrispondente configurazione è di equilibrio stabile.*

DIMOSTRAZIONE. Essendo \mathbf{q}_0 punto di minimo, $\partial_{\mathbf{q}}V(\mathbf{q}_0) = \mathbf{0}$. Per dimostrare che si tratta di un punto di equilibrio stabile, basta utilizzare come funzione di Ljapunov l'energia meccanica,

$$E(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \frac{1}{2}\langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{A}\dot{\mathbf{q}} \rangle + V(\mathbf{q}) \equiv \Lambda(\mathbf{z}), \quad \mathbf{z} = (\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}),$$

che, nelle ipotesi del teorema, si conserva, $\dot{\Lambda} = 0$. Inoltre, se \mathbf{q}_0 è un minimo locale isolato del potenziale, detto $\mathbf{z}_0 = (\mathbf{q}_0, \mathbf{0})$, esiste un intorno Ω di \mathbf{z}_0 nello spazio delle fasi in cui, per $\mathbf{z} = (\mathbf{q}, \mathbf{v}) \in \Omega \setminus \{\mathbf{z}_0\}$ si ha che $\Lambda(\mathbf{z}) = \frac{1}{2}\langle \mathbf{v}, \mathbf{A}\mathbf{v} \rangle + V(\mathbf{q}) \geq V(\mathbf{q}) \geq V(\mathbf{q}_0) = \Lambda(\mathbf{z}_0)$: in particolare la prima diseguaglianza è stretta se $\mathbf{v} \neq \mathbf{0}$, mentre la seconda è stretta se $\mathbf{q} \neq \mathbf{q}_0$, ed almeno una di queste due condizioni deve essere sempre verificata. \square

Il teorema di Lagrange–Dirichlet è valido a maggior ragione nel caso in cui siano presenti forze *dissipative*, ovvero tali da far diminuire (strettamente) l'energia meccanica durante il moto: l'applicazione del teorema di Ljapunov in questo caso mostra che il minimo locale isolato è in particolare asintoticamente stabile.

Esempio 2.9 — Se è vero che un punto di minimo isolato locale di V è di equilibrio stabile secondo Ljapunov, non è in generale vero il viceversa. Supponiamo, per esempio, di considerare un punto materiale

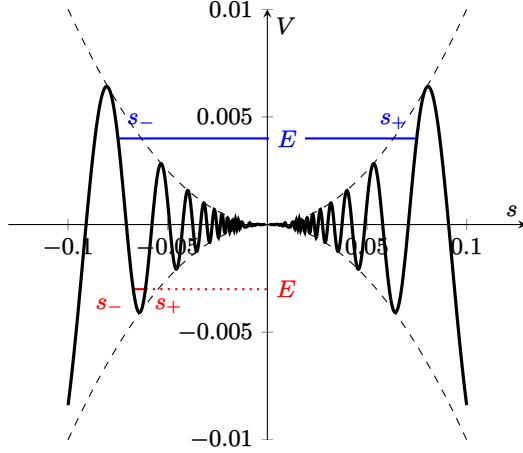


FIGURA 5. Potenziale nell’Esempio 2.9 e due intervalli ammessi per il moto per diversi valori di E .

di massa unitaria, in moto su una sottovarietà unidimensionale parametrizzata dall’ascissa curvilinea $s \in \mathbb{R}$, soggetto al potenziale

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

L’energia potenziale considerata non ammette una espansione in serie in un intorno di $s = 0$, e tale punto non è di minimo relativo per $V(s)$, dato che per ogni $\delta > 0$ esiste un s tale che $0 < |s| < \delta$ per cui $V(s) < V(0) = 0$. Tuttavia, $s = 0$ è di equilibrio, essendo $V(s)$ differenziabile in $s = 0$ con $V'(0) = 0$. Inoltre, $s = 0$ è di equilibrio stabile secondo Ljapunov. Supponiamo infatti che il sistema abbia energia positiva, $E > 0$. Possiamo individuare in questo regime due punti di inversione $s_{\pm}(E)$, di modo che il moto avvenga sempre nell’intervallo $[s_{-}(E), s_{+}(E)]$ (vedasi Fig. 5) con $|s_{\pm}(E)| \rightarrow 0$ per $E \rightarrow 0^{+}$. Inoltre, in tale intervallo, $V(s) > -E$ e quindi $E = \frac{1}{2}\dot{s}^2 + V(s) > \frac{1}{2}s^2 - E \Rightarrow |\dot{s}| < \sqrt{2E}$. La misura dell’intorno nel piano delle fasi in cui avviene il moto, $[s_{-}(E), s_{+}(E)] \times [-\sqrt{2E}, \sqrt{2E}]$, può quindi essere resa piccola a piacere. 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 nel piano delle fasi sia arbitrariamente piccolo per $E \rightarrow 0^{-}$. Di conseguenza, $s = 0$ è una posizione di equilibrio stabile secondo Ljapunov.

3.4. Diagramma delle fasi per i moti unidimensionali. Lo studio delle traiettorie nello spazio delle fasi è in generale complesso e difficile da visualizzare avendo lo spazio dimensione $2n$, eccezion fatta per il caso in cui $n = 1$, ovvero nel caso di moti unidimensionali. Consideriamo un sistema autonomo unidimensionale, la cui evoluzione è descritta da equazioni nella forma

$$m\ddot{s} = f(s, \dot{s}), \quad s \in I \subseteq \mathbb{R}.$$

Come nel caso generale, scriviamo questa equazione differenziale del secondo ordine come un sistema di due equazioni differenziali del primo ordine, cambiando leggermente la notazione utilizzata sopra:

$$\begin{cases} \dot{x} = y, \\ \dot{y} = \phi(x, y), \end{cases} \quad \phi(x, y) := \frac{1}{m}f(x, y).$$

Possiamo rappresentare il campo vettoriale $\Psi(x, y) = (y, \phi(x, y))^{\top}$ associato al flusso in un *diagramma bidimensionale* in cui ad ogni coppia di coordinate (x, y) viene associato un vettore

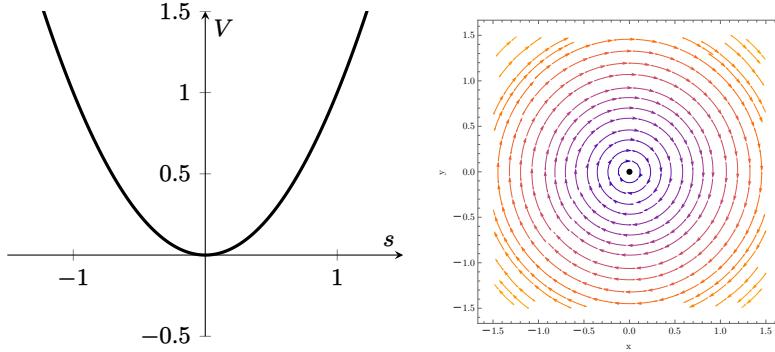


FIGURA 6. Potenziale e piano delle fasi associato con rappresentazione del flusso di fase relativo all'esempio 2.10.

$\Psi(x, y)$: questo vettore è per costruzione tangente ad una curva di fase passante per (x, y) , se $\Psi(x, y) \neq \mathbf{0}$.

Se le forze sono posizionali, ovvero $f \equiv f(s)$, le equazioni del moto implicano, come abbiamo visto, la conservazione dell'energia $E(s, \dot{s}) := \frac{1}{2}m\dot{s}^2 + V(s)$, dove come sopra $-V'(s) = f(s)$, pertanto le curve di fase sono *isoenergetiche*, ovvero $E(x, y)$ non cambia lungo una curva di fase: fissato $e \in \mathbb{R}$, l'insieme di livello

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

contiene le curve di fase di energia e . L'insieme $\Gamma(e)$ è in generale costituito da diverse componenti connesse, la cui regolarità è garantita se $\nabla E(x, y) = (V'(x), my) \neq \mathbf{0}$ in ogni loro punto. Questa condizione equivale a richiedere $\Psi(x, y) \neq \mathbf{0}$ e in definitiva che il punto *non* sia di equilibrio: infatti, $(x_0, 0)$ corrisponde ad una posizione di equilibrio precisamente se $V'(x_0) = 0$, come sappiamo. I punti di equilibrio sono perciò i punti *critici* nel diagramma di fase, ovvero i punti in cui la regolarità di $\Gamma(e)$ viene meno. Un punto critico $(x_0, 0)$ è in corrispondenza con uno zero *multiplo* della funzione $\Phi(x) = \frac{2}{m}(E - V(x))$, essendo $\Phi(x_0) = y_0 = 0$, e dovendo essere $\Phi'(x_0) = -\frac{2}{m}V'(x_0) = 0$. Ciò significa che tali punti sono raggiunti solo *asintoticamente* dal moto, oppure sono punti di equilibrio stabile compatibili con la sola soluzione costante.

DEFINIZIONE 3.4. In un moto unidimensionale soggetto a forza posizionale, un insieme $\Gamma(e)$ 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.

Esempio 2.10 — Un punto materiale di massa $m = 1$ soggetto alla legge armonica $\ddot{s} = -s$ ha energia meccanica

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

che si conserva essendo la forza posizionale e associabile al potenziale $V(s) = \frac{1}{2}s^2$. Gli insiemi di livello del problema sono semplici circonferenze nel piano delle fasi, vedasi Fig. 6. Esiste un unico punto critico, di equilibrio stabile, corrispondente a $(x, y) = (0, 0)$, senza alcuna separatrice.

Esempio 2.11 — Consideriamo un punto materiale di massa $m = 1$ soggetto al potenziale $V(s) = s^2(s^2 - 1)$ in moto su una curva con $s \in \mathbb{R}$. In Fig. 7 è possibile osservare il piano delle fasi e alcune

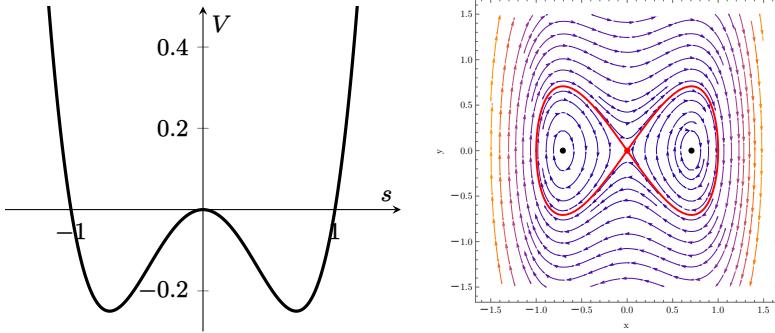


FIGURA 7. Potenziale nell’Esempio 2.11 e piano delle fasi associato con rappresentazione del flusso di fase. Sono indicati i punti critici e le separatrici (in rosso) per un punto materiale di massa $m = 1$.

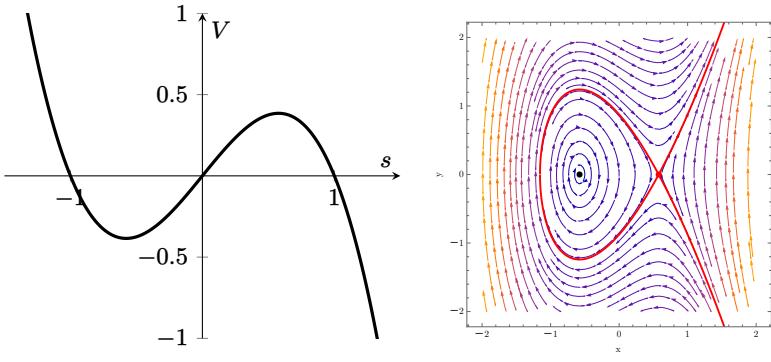


FIGURA 8. Potenziale nell’Esempio 2.12 e piano delle fasi associato con rappresentazione del flusso di fase. Sono indicati i punti critici e le separatrici (in rosso) per un punto materiale di massa $m = 1$.

curve di fase per diversi valori dell’energia meccanica totale E . Si ottiene facilmente che $s = \pm 1/\sqrt{2}$ sono posizioni di equilibrio stabile, mentre $s = 0$ è di equilibrio instabile: per esso passano le separatrici, corrispondenti a energia $E = 0$.

Esempio 2.12 — Consideriamo un punto materiale di massa $m = 1$ soggetto al potenziale $V(s) = s(1 - s^2)$. In Fig. 8 è possibile osservare il piano delle fasi e alcune curve per diversi valori dell’energia meccanica totale E . Un punto di equilibrio stabile si trova in $s = -1/\sqrt{3}$, mentre $s = 1/\sqrt{3}$ è di equilibrio instabile: per tale punto critico passa la separatrice, ottenuta per $E = \frac{2}{3\sqrt{3}}$.

4. Piccole oscillazioni

Supponiamo ora che \mathbf{q}_0 sia un minimo isolato del potenziale di un sistema soggetto a vincoli fissi e lisci e forze attive conservative, ovvero, che esso corrisponda ad una configurazione di equilibrio stabile. Il moto attorno a \mathbf{q}_0 può essere trattato riscrivendo la lagrangiana, in generale nella forma $\mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \frac{1}{2}\langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{A}(\mathbf{q})\dot{\mathbf{q}} \rangle - V(\mathbf{q})$ in una *approssimazione quadratica*. Anzitutto, possiamo sempre assumere $V(\mathbf{q}_0) = 0$ senza perdere in generalità. Poiché stiamo assumendo che

$\partial_{\mathbf{q}} V(\mathbf{q}_0) = \mathbf{0}$, in un intorno di \mathbf{q}_0 potremo scrivere

$$V(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} \sum_{ab} (q_a - q_{a,0})(q_b - q_{b,0}) \frac{\partial^2 V}{\partial q_a \partial q_b}(\mathbf{q}_0) + o(\|\mathbf{q} - \mathbf{q}_0\|^2) = \frac{1}{2} \langle \boldsymbol{\xi}, \hat{\mathbf{V}} \boldsymbol{\xi} \rangle + o(\|\boldsymbol{\xi}\|^2)$$

dove abbiamo introdotto le variabili

$$\boldsymbol{\xi} := \mathbf{q} - \mathbf{q}_0$$

che quantificano lo spostamento dalla posizione di equilibrio \mathbf{q}_0 , e la matrice $\hat{\mathbf{V}} \in \mathbb{R}^{n \times n}$ di elementi

$$\hat{V}_{ab} := \frac{\partial^2 V_{ab}}{\partial q_a \partial q_b}(\mathbf{q}_0).$$

L'idea è perciò di introdurre una lagrangiana che approssima \mathcal{L} in vicinanza di \mathbf{q}_0 mantenendo solo termini quadratici in $\boldsymbol{\xi}$ e $\dot{\boldsymbol{\xi}}$, ovvero nella forma

$$\hat{\mathcal{L}}(\boldsymbol{\xi}, \dot{\boldsymbol{\xi}}) := \frac{1}{2} \langle \boldsymbol{\xi}, \hat{\mathbf{A}} \dot{\boldsymbol{\xi}} \rangle - \frac{1}{2} \langle \boldsymbol{\xi}, \hat{\mathbf{V}}(\mathbf{q}_0) \boldsymbol{\xi} \rangle$$

dove abbiamo sostituito $\mathbf{A}(\mathbf{q}) \rightarrow \hat{\mathbf{A}} := \mathbf{A}(\mathbf{q}_0)$. Questo sistema è di più semplice analisi, dato che le corrispondenti equazioni di Lagrange sono lineari,

$$(2.14) \quad \hat{\mathbf{A}} \ddot{\boldsymbol{\xi}} + \hat{\mathbf{V}} \boldsymbol{\xi} = \mathbf{0}.$$

Qui $\hat{\mathbf{A}}$ è definita positiva per ipotesi in quanto matrice di massa, mentre $\hat{\mathbf{V}}$ è semidefinita positiva essendo \mathbf{q}_0 un minimo locale isolato: *assumeremo in particolare che $\hat{\mathbf{V}}$ sia definita positiva*, una ipotesi più stringente che chiedere semplicemente che \mathbf{q}_0 sia un minimo isolato. Sotto queste ipotesi, vale il seguente teorema.

TEOREMA 4.1. *Esiste una trasformazione lineare che disaccoppia il sistema in Eq. (2.14) in n oscillazioni armoniche indipendenti nella forma*

$$\ddot{z}_a + \omega_a^2 z_a = 0, \quad a = 1, \dots, n$$

dove ciascun z_a è detto modo normale del sistema di frequenza propria ω_a .

DIMOSTRAZIONE. Sia $\mathbf{S} \in O(n)$ la matrice che diagonalizza $\hat{\mathbf{A}}$, $\hat{\mathbf{S}} \hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{S}}^\top = \text{diag}(\alpha_i)$. Per ipotesi, $\alpha_i > 0$ per ogni $i = 1, \dots, n$. Definiamo la radice di $\hat{\mathbf{A}}$ come $\hat{\mathbf{A}}^{1/2} := \mathbf{S}^\top \text{diag}(\sqrt{\alpha_i}) \mathbf{S}$: essa è simmetrica definita positiva, e indicheremo con $\mathbf{A}^{-1/2}$ la sua inversa. Introduciamo la variabile

$$\mathbf{y} := \hat{\mathbf{A}}^{1/2} \boldsymbol{\xi}$$

che ci permette di riscrivere l'equazione $\hat{\mathbf{A}} \ddot{\boldsymbol{\xi}} + \hat{\mathbf{V}} \boldsymbol{\xi} = \mathbf{0}$ come

$$\ddot{\mathbf{y}} + \boldsymbol{\Omega} \mathbf{y} = \mathbf{0} \quad \boldsymbol{\Omega} := \hat{\mathbf{A}}^{-1/2} \hat{\mathbf{V}} \hat{\mathbf{A}}^{-1/2}.$$

Ora possiamo osservare che $\boldsymbol{\Omega}$ è anch'essa simmetrica e definita positiva, con n autovalori (non necessariamente distinti) positivi. In particolare, esiste una matrice ortogonale $\mathbf{O} \in O(n)$ tale che $\text{diag}(\omega_a^2) = \mathbf{O}^\top \boldsymbol{\Omega} \mathbf{O}$. Introduciamo quindi un'ultima variabile $\mathbf{z} = \mathbf{O}^\top \mathbf{y}$: l'equazione diventa ora

$$\ddot{\mathbf{z}} + \text{diag}(\omega_a^2) \mathbf{z} = \mathbf{0} \Leftrightarrow \ddot{z}_a + \omega_a^2 z_a = 0, \quad a = 1, \dots, n.$$

In questa equazione le componenti di \mathbf{z} sono disaccoppiate e soddisfano ciascuna una equazione armonica con pulsazione ω_a , come anticipato nella tesi. Le coordinate originarie si ottengono invertendo la trasformazione, $\mathbf{z} = \mathbf{O}^\top \mathbf{y} = \mathbf{O}^\top \hat{\mathbf{A}}^{-1/2} \boldsymbol{\xi} \Rightarrow \boldsymbol{\xi} = \hat{\mathbf{A}}^{1/2} \mathbf{O} \mathbf{z} \Rightarrow \mathbf{q} = \mathbf{q}_0 + \hat{\mathbf{A}}^{1/2} \mathbf{O} \mathbf{z}$. \square

La mappa $\mathbf{q} \mapsto \mathbf{z}$ e la conseguente mappa $\dot{\mathbf{q}} \mapsto \dot{\mathbf{z}}$ permettono di fissare le condizioni iniziali (assumendo $t = 0$ come istante iniziale) $z_a(0) = z_{a0}$ e $\dot{z}_a(0) = v_{a0}$ per ogni componente a -esima del nuovo vettore \mathbf{z} , e quindi procedere all'integrazione che produce

$$z_a(t) = z_{a0} \cos \omega_a t + \frac{v_{a0}}{\omega_a} \sin \omega_a t, \quad a = 1, \dots, n.$$

Come ultima osservazione, notiamo che l'energia meccanica del sistema approssimato ha una espressione piuttosto semplice. Seguendo le trasformazioni descritte nel teorema, infatti, essa vale

$$\hat{E} := \frac{1}{2} \langle \dot{\xi}, \hat{A} \dot{\xi} \rangle + \frac{1}{2} \langle \xi, \hat{V} \xi \rangle = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{y}}, \dot{\mathbf{y}} \rangle + \frac{1}{2} \langle \mathbf{y}, \Omega \mathbf{y} \rangle = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{z}}, \dot{\mathbf{z}} \rangle + \frac{1}{2} \langle \mathbf{z}, \text{diag}(\omega_a^2) \mathbf{z} \rangle = \sum_{a=1}^n \left(\frac{1}{2} \dot{z}_a^2 + \frac{\omega_a^2}{2} z_a^2 \right)$$

ovvero si riscrive come la somma di energie meccaniche di singoli oscillatori di massa unitaria e pulsazione ω_a , disaccoppiati tra loro. In questa approssimazione, *ciascuno* di questi contributi si conserva separatamente:

$$E_a := \frac{1}{2} \dot{z}_a^2 + \frac{\omega_a^2}{2} z_a^2 \Rightarrow \frac{d E_a}{d t} = (\ddot{z}_a + \omega_a^2 z_a) \dot{z}_a = 0,$$

il che vuol dire che se E_a è l'energia associata all'oscillatore a -esimo nell'istante iniziale, durante tutto il moto varrà

$$-1 \leq u_a \leq 1, \quad u_a := \frac{\omega_a z_a}{\sqrt{2 E_a}}.$$

Il vettore $\mathbf{u} = (u_a)_{a=1}^n$ contenente i modi riscalati evolve quindi nell'ipercubo $[-1, 1]^n$.

Esempio 2.13 (Caso unidimensionale) — Supponiamo di considerare un sistema di N punti materiali $\{(P_k, m_k)\}_{k=1}^N$ vincolato su una sottovarietà unidimensionale e soggetto a forze posizionali, di modo che, nella solita notazione, la sua lagrangiana sia

$$\mathcal{L}(q, \dot{q}) = \frac{1}{2} A(q) \dot{q}^2 - V(q)$$

secondo una certa parametrizzazione $\boldsymbol{\chi}(q)$ della guida stessa, dove $A(q) := \sum_k m_k \langle \boldsymbol{\chi}'(q), \boldsymbol{\chi}'(q) \rangle$. Se q_0 è un minimo locale del potenziale, e dunque di equilibrio stabile, l'approssimazione di piccole oscillazioni produce

$$\hat{\mathcal{L}}(q, \dot{q}) = \frac{\hat{A}}{2} \dot{q}^2 - \frac{\hat{V}}{2} (q - q_0)^2, \quad \hat{A} := A(q_0), \quad \hat{V} := V''(q_0).$$

Nelle ipotesi che $\hat{V} > 0$, possiamo introdurre la variabile $\xi = q - q_0$ e riscrivere le equazioni del moto in approssimazione di piccole oscillazioni come

$$\ddot{\xi} + \omega^2 \xi = 0, \quad \omega^2 := \frac{\hat{V}}{\hat{A}}.$$

Se chiamiamo $\xi(0) = \xi_0$ e $\dot{\xi}(0) = v_0$ le condizioni iniziali del problema, la soluzione è come sappiamo

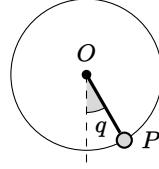
$$\xi(t) = \xi_0 \cos(\omega t) + \frac{v_0}{\omega} \sin(\omega t).$$

Il periodo dell'oscillazione attorno alla posizione di equilibrio è quindi

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{\hat{A}}{\hat{V}}}.$$

Come ultima osservazione, se la parametrizzazione è esattamente quella naturale, $q \equiv s$, e il sistema è costituito di un solo punto di massa m , allora $\hat{A} = m$.

Esempio 2.14 (Pendolo) — Il *pendolo semplice* è un dispositivo meccanico che consiste di un punto materiale P di massa m vincolato, tramite vincolo olonomo liscio e fisso, a muoversi su una circonferenza di centro O e raggio ℓ in un piano verticale. Il moto è soggetto alla forza di gravità e può essere parametrizzato utilizzando $q \in (-\pi, \pi]$, deviazione dalla verticale del dispositivo, *a meno di periodicità*:



Usando q come variabile lagrangiana, e immaginando l'origine del nostro riferimento nel centro della circonferenza, la posizione del punto materiale è

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} \ell \sin q \\ \ell \cos q \\ 0 \end{pmatrix}$$

dove abbiamo inteso il piano del moto coincidere con il piano xy di un riferimento centrato in O . Segue che $\|\dot{\mathbf{x}}\|^2 = \ell^2 \dot{q}^2$ e che il potenziale a cui è soggetto il punto materiale è $V(q) = -mgl \cos q$, con g accelerazione di gravità. La lagrangiana del pendolo è quindi

$$\mathcal{L}(q, \dot{q}) = \frac{1}{2} m \ell^2 \dot{q}^2 + mgl \cos q,$$

da cui l'equazione del moto

$$m \ell \ddot{q} + mgl \sin q = 0 \Leftrightarrow \ddot{q} + \frac{g}{\ell} \sin q = 0.$$

Si noti che, invece di utilizzare $s = \ell q$, ascissa curvilinea lungo la circonferenza, stiamo qui utilizzando direttamente come variabile fondamentale l'angolo q : in questa parametrizzazione, $A(q) = m \ell^2$. Sia E l'energia meccanica del pendolo; indicando con

$$e := \frac{E}{mgl}$$

possiamo anzitutto scrivere, dall'equazione per che impone la conservazione dell'energia

$$E = \frac{1}{2} m \ell^2 \dot{q}^2 - mg \cos q \Rightarrow \dot{q}^2 = \frac{2\ell}{g} (\cos q + e) \equiv \Phi(q),$$

che richiede $e \geq -1$. Al variare di e possono distinguersi diversi tipi di moto, corrispondenti a opportune curve di fase nel diagramma delle fasi. Si noti che il diagramma delle fasi, i cui punti sono individuati da $(x, y) = (q, \dot{q})$, è da intendersi con condizioni periodiche in q : lo spazio delle fasi è quindi non \mathbb{R}^2 ma più opportunamente un *cilindro* infinito $\mathbb{S}^1 \times \mathbb{R}$. Come nel caso generale, possono verificarsi diversi casi:

$e > 1$: $\Phi(q)$ non ammette zeri e il moto consiste di *rivoluzioni* lungo l'intera circonferenza: in questo regime, le traiettorie nel piano delle fasi si avvolgono infatti attorno al cilindro.

$e = 1$: l'equazione

$$\dot{q}^2 = \frac{2\ell}{g} (\cos q + 1)$$

identifica la *separatrice* nel piano delle fasi che delimitano i due diversi regimi: essa passa infatti per l'unica soluzione di equilibrio *instabile*, $(q, \dot{q}) = (\pi, 0)$, associato ad uno zero multiplo di Φ .

$|e| < 1$: $\Phi(e)$ ammette degli zeri *semplici* in questo caso il moto consiste di *oscillazioni periodiche*. Le traiettorie non si avvolgono attorno al cilindro e (a differenza del caso $e > 1$) possono essere deformate con continuità in un punto, corrispondente all'unica soluzione di equilibrio *stabile* $(q, \dot{q}) = (0, 0)$, corrispondente ad un punto di minimo relativo isolato del potenziale.

$e = -1$: l'unica possibile soluzione è quella associata alla configurazione di equilibrio stabile $(q, \dot{q}) = (0, 0)$.

Essendo la configurazione di equilibrio stabile $q = 0$, avendo come osservato prima $\hat{A} = A(0) = m \ell^2$ e $\hat{V} = V''(0) = mgl$, in approssimazione di piccole oscillazioni il periodo del moto attorno al punto di equilibrio è

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{\hat{A}}{\hat{V}}} = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}.$$

Si ritrova così la cosiddetta *legge dell'isocronia del pendolo*, che stabilisce che il periodo del pendolo (in questa approssimazione) è indipendente dalla massa del punto materiale.

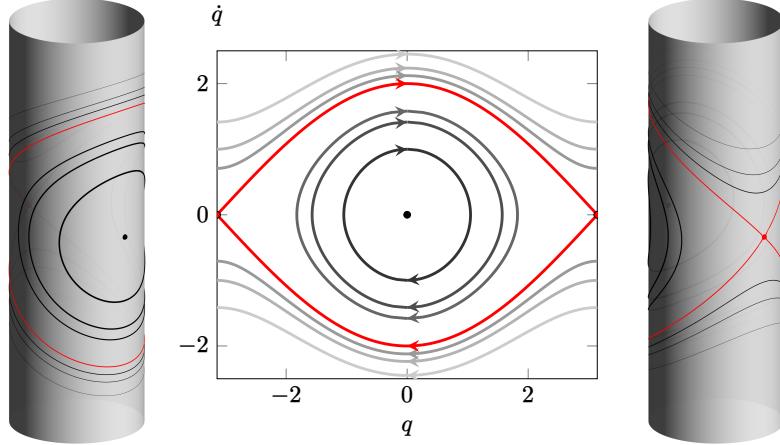


FIGURA 9. Piano delle fasi del pendolo con $g/\ell = 1$. Sono visualizzate le traiettorie per diversi valori di e , inclusa la separatrice ($e = 1$, linea rossa) e i due punti critici stabile (nero) e instabile (rosso).

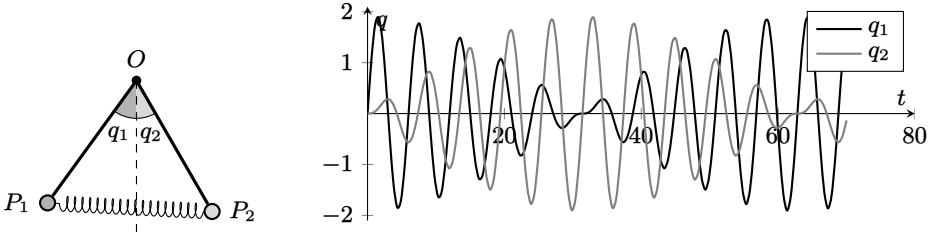


FIGURA 10. Problema dei pendoli accoppiati (sinistra). Fenomeno dei battimenti per $0 < k \ll 1$ (destra).

Esempio 2.15 (Pendoli accoppiati) — Consideriamo due pendoli di uguale lunghezza e massa, tali per cui, in opportune unità, $m = g = \ell = 1$. Supponiamo che essi siano uniti da una molla di costante elastica k e lunghezza a riposo nulla. Essi sono attaccati allo stesso punto, vincolati a oscillare in un piano verticale passante per il punto a cui sono agganciati. Siano $q_1 \in (-\pi, \pi]$ e $q_2 \in (-\pi, \pi]$ gli angoli che i due pendoli descrivono rispetto alla verticale, come in Fig. 10. L'energia cinetica del sistema è

$$T(\dot{\mathbf{q}}) = \frac{1}{2}(\dot{q}_1^2 + \dot{q}_2^2),$$

mentre quella potenziale è

$$V(\mathbf{q}) = -\cos q_1 - \cos q_2 + \frac{k}{2}((\cos q_1 - \cos q_2)^2 + (\sin q_2 - \sin q_1)^2) = -\cos q_1 - \cos q_2 + k - k \cos(q_1 - q_2).$$

I possibili punti di equilibrio si trovano ponendo

$$\frac{\partial V}{\partial q_1}(\mathbf{q}) = \sin q_1 + k \sin(q_1 - q_2) = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial q_2}(\mathbf{q}) = \sin q_2 - k \sin(q_1 - q_2) = 0 \Rightarrow \begin{cases} \sin q_1 = -\sin q_2, \\ \sin q_1 + k \sin(q_1 - q_2) = 0. \end{cases}$$

La prima equazione implica $q_1 = -q_2$ o $|q_1 - q_2| = \pi$, da cui si ottiene per la seconda equazione $\sin q_1 = 0$. Ciò significa che $q_1 = 0$ o $q_1 = \pi$, e dunque abbiamo tre configurazioni di equilibrio possibili:

$$\mathbf{q}_0 = \left(\begin{smallmatrix} 0 \\ 0 \end{smallmatrix} \right) \quad \mathbf{q}_1 = \left(\begin{smallmatrix} \pi \\ 0 \end{smallmatrix} \right) \quad \mathbf{q}_2 = \left(\begin{smallmatrix} 0 \\ \pi \end{smallmatrix} \right)$$

Vediamo ora quale di queste è una configurazione stabile calcolando la matrice hessiana,

$$\text{Hess}(V)(\mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \cos q_1 + k \cos(q_1 - q_2) & -k \cos(q_1 - q_2) \\ -k \cos(q_1 - q_2) & \cos q_2 + k \cos(q_1 - q_2) \end{pmatrix}.$$

Abbiamo che

$$\text{Hess}(V)(\mathbf{q}_0) = \begin{pmatrix} 1+k & -k \\ -k & 1+k \end{pmatrix}, \quad \text{Hess}(V)(\mathbf{q}_1) = \begin{pmatrix} -1-k & k \\ k & 1-k \end{pmatrix}, \quad \text{Hess}(V)(\mathbf{q}_2) = \begin{pmatrix} 1-k & k \\ k & -1-k \end{pmatrix}.$$

Si vede facilmente che \mathbf{q}_1 ed \mathbf{q}_2 sono punti di equilibrio instabile, avendo le corrispondenti matrice hessiane autovalori $\lambda_{\pm} = -k \pm \sqrt{1+k^2}$, ovvero almeno un autovalore sempre strettamente negativo. Viceversa, \mathbf{q}_0 è di equilibrio *stabile*, e possiamo procedere in approssimazione di piccole oscillazioni calcolando

$$\hat{\mathbf{V}} := \text{Hess}(V)(\mathbf{q}_0) = \begin{pmatrix} 1+k & -k \\ -k & 1+k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1+2k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

Trascurando costanti additive irrilevanti, la lagrangiana in approssimazione quadratica diventa

$$\hat{\mathcal{L}}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{q}}, \dot{\mathbf{q}} \rangle - \frac{1}{2} \langle \mathbf{q}, \hat{\mathbf{V}} \mathbf{q} \rangle.$$

La matrice di massa $\mathbf{A} = \hat{\mathbf{A}} = \mathbf{I}$ ha $\hat{\mathbf{A}}^{1/2} = \hat{\mathbf{A}}^{-1/2} = \mathbf{I}$, per cui, sempre nella notazione della teoria generale, $\mathbf{y} = \boldsymbol{\xi} = \mathbf{q}$ e $\boldsymbol{\Omega} = \hat{\mathbf{A}}^{-1/2} \hat{\mathbf{V}} \hat{\mathbf{A}}^{-1/2} = \hat{\mathbf{V}}$. Possiamo perciò direttamente e semplicemente fare un cambio di base utilizzando la diagonalizzazione già indicata per $\hat{\mathbf{V}}$ e, per quanto detto sopra, possiamo quindi introdurre una nuova variabile

$$\mathbf{z} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{q_1+q_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{q_2-q_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

che soddisfa le equazioni

$$\ddot{z}_1 + z_1 = 0, \quad \ddot{z}_2 + \omega^2 z_2 = 0$$

dove abbiamo introdotto

$$\omega = \sqrt{1+2k}.$$

Le frequenze dei modi normali sono perciò $\omega_1 = 1$ e $\omega_2 = \omega$. La soluzione di queste equazioni dipenderà dalle condizioni iniziali date. Indicando $z_a(0) = z_{a0}$ e $\dot{z}_a(0) = v_{a0}$, la soluzione generale sarà $z_a(t) = z_{a0} \cos \omega_a t + \frac{1}{\omega_a} v_{a0} \sin(\omega_a t)$, con $a = 1, 2$. Vediamo ora alcuni speciali soluzioni.

Oscillazioni in fase: Siano q_0, v_0 due quantità date e consideriamo le condizioni iniziali

$$\begin{cases} q_1(0) = q_0, \\ q_2(0) = q_0, \\ \dot{q}_1(0) = v_0, \\ \dot{q}_2(0) = v_0, \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} z_1(0) = \sqrt{2}q_0, \\ z_2(0) = 0, \\ \dot{z}_1(0) = \sqrt{2}v_0, \\ \dot{z}_2(0) = 0, \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} z_1(t) = \sqrt{2}q_0 \cos t + \frac{\sqrt{2}v_0}{\omega} \sin t, \\ z_2(t) = 0. \end{cases}$$

In questo caso la soluzione per z_2 implica che per ogni t si ha $q_1 = q_2$, ovvero i due pendoli oscillano *in fase* con frequenza $\omega_1 = 1$.

Oscillazioni in opposizione di fase: Siano q_0, v_0 due quantità date e consideriamo le condizioni iniziali

$$\begin{cases} q_1(0) = -q_0, \\ q_2(0) = q_0, \\ \dot{q}_1(0) = -v_0, \\ \dot{q}_2(0) = v_0, \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} z_1(0) = 0, \\ z_2(0) = \sqrt{2}q_0, \\ \dot{z}_1(0) = 0, \\ \dot{z}_2(0) = \sqrt{2}v_0. \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} z_1(t) = 0, \\ z_2(t) = \sqrt{2}q_0 \cos(\omega t) + \sqrt{2}v_0 \sin(\omega t). \end{cases}$$

In questo caso la soluzione per z_1 implica che per ogni t si ha $q_1 = -q_2$, ovvero i due pendoli oscillano *in opposizione di fase* con frequenza $\omega = \sqrt{1+2k} > 1$.

Trasferimento di energia: Sia v_0 dato e consideriamo infine le condizioni iniziali

$$\begin{cases} q_1(0) = 0, \\ q_2(0) = 0, \\ \dot{q}_1(0) = v_0, \\ \dot{q}_2(0) = 0, \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} z_1(0) = 0, \\ z_2(0) = 0, \\ \dot{z}_1(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}v_0, \\ \dot{z}_2(0) = -\frac{1}{\sqrt{2}}v_0, \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} z_1(t) = \frac{v_0}{\sqrt{2}} \sin t \\ z_2(t) = -\frac{v_0}{\omega \sqrt{2}} \sin \omega t. \end{cases}$$

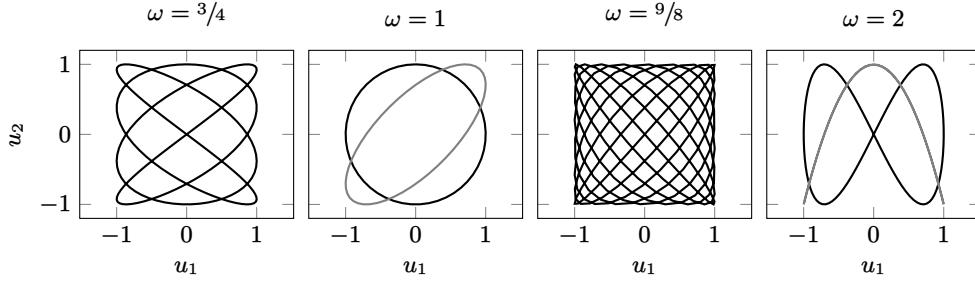


FIGURA 11. Esempi di figure Lissajous per diversi valori di ω . Sono plottate le variabili riscalate u_a , in modo che le curve siano date sul quadrato $[-1, 1] \times [-1, 1]$.

Ciò significa che, tornando alle coordinate q_1 e q_2 ,

$$q_1(t) = \frac{v_0}{2} \left(\sin t + \frac{1}{\omega} \sin \omega t \right) \quad q_2(t) = \frac{v_0}{2} \left(\sin t - \frac{1}{\omega} \sin \omega t \right).$$

Se $0 < k \ll 1$, $\omega^{-1} = 1 + O(k)$ e si verificano dei *battimenti*: questo significa che periodicamente il moto di un pendolo si smorza completamente e tutta l'energia è trasferita nell'altro.

Concludiamo osservando che il moto nel piano (z_1, z_2) è circoscritto al rettangolo individuato dalle relazioni $z_1^2 \leq 2E_1$ e $\omega^2 z_2^2 \leq 2E_2$, o, introducendo le variabili

$$u_a = \frac{\omega_a z_a}{\sqrt{2E_a}},$$

il moto può essere raffigurato nel quadrato $[-1, 1] \times [-1, 1]$. In questo quadrato, la traiettoria del sistema è individuata da una curva bidimensionale $\gamma(t) = (u_1(t), u_2(t))$ che produce una cosiddetta *figura di Lissajous*, tipicamente osservata negli oscillosografi. Se $\omega = 1$ la figura è una ellisse. Tra le curve con $\omega = k$ vi sono dei polinomi: se infatti $u_1(t) = \cos t$ e $u_2(t) = \cos(kt)$, allora nel piano (u_1, u_2) viene rappresentata la relazione

$$u_2(t) = \cos(kt) =: T_k(\cos t) = T_k(u_1(t)), \quad k \in \mathbb{N}.$$

La funzione $T_k(x)$ che permette di esprimere $\cos(kt)$ in termini di $\cos t$ è il *polinomio di Chebyshev del primo tipo di grado k*. I polinomi di Chebyshev soddisfano

$$T_0(x) = 1, \quad T_k(x) = x, \quad T_k(x) = 2xT_{k-1}(x) - T_{k-2}(x), \quad k > 1 \text{ intero.}$$

5. Il moto in un campo centrale

5.1. Il problema dei due corpi. Sia dato un sistema isolato di due punti materiali P_1 , di massa m_1 e in posizione \mathbf{x}_1 rispetto ad un certo riferimento inerziale, e P_2 , di massa m_2 in posizione \mathbf{x}_2 rispetto allo stesso riferimento, interagenti per mezzo di un potenziale $V(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)$. La lagrangiana del sistema, dipendente da $\mathbf{X} = (\mathbf{x}_k)_{k=1}^2$, è

$$\mathcal{L}(\mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}}) = \frac{1}{2} m_1 \|\dot{\mathbf{x}}_1\|^2 + \frac{1}{2} m_2 \|\dot{\mathbf{x}}_2\|^2 - V(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2).$$

Sia ora $m = m_1 + m_2$ massa totale del sistema, e introduciamo le variabili

$$\begin{cases} \mathbf{r} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2, \\ \mathbf{x}_G = \frac{m_1 \mathbf{x}_1 + m_2 \mathbf{x}_2}{m} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mathbf{x}_1 = \frac{m_2}{m} \mathbf{r} + \mathbf{x}_G \\ \mathbf{x}_2 = -\frac{m_1}{m} \mathbf{r} + \mathbf{x}_G \end{cases},$$

rispettivamente posizione relativa e posizione del centro di massa G del sistema. La lagrangiana rispetto a queste due variabili si scrive

$$\mathcal{L}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_G, \dot{\mathbf{r}}, \dot{\mathbf{x}}_G) = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m} \|\dot{\mathbf{r}}\|^2 + \frac{1}{2} m \|\dot{\mathbf{x}}_G\|^2 - V(\mathbf{r}).$$

Questa lagrangiana può essere interpretata come la lagrangiana di due punti materiali, uno di massa m e posizione \mathbf{x}_G , non soggetto ad alcuna forza, e uno individuato dal vettore posizione \mathbf{r} , soggetto al potenziale $V(\mathbf{r})$ e di massa pari alla cosiddetta *massa ridotta* \hat{m} ,

$$\hat{m} := \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$

L'equazione di Lagrange per \mathbf{x}_G è semplicemente $\ddot{\mathbf{x}}_G = \mathbf{0}$ a mezzo di una opportuna trasformazione galileiana: ciò significa che il centro di massa si muove con accelerazione nulla, mentre il moto di interazione tra i due corpi viene descritto dall'evoluzione nel tempo di \mathbf{r} , che soddisfa l'equazione di Lagrange

$$\hat{m} \ddot{\mathbf{r}} = -\partial_{\mathbf{r}} V(\mathbf{r}).$$

Si noti che è sempre possibile scegliere un riferimento inerziale con $\mathbf{x}_G = \mathbf{0}$ e rimuovere completamente il moto del centro di massa dal gioco. Questa speciale riduzione permette perciò di riscrivere un moto di due corpi isolati come il moto di un singolo corpo in un potenziale "centrale", ovvero dipendente dalla posizione \mathbf{r} del corpo da un'origine di riferimento. In questa sezione considereremo in particolare il caso in cui $V \equiv V(\|\mathbf{r}\|)$, ovvero la dipendenza è specificatamente dalla *distanza* dall'origine del riferimento.

5.2. Proprietà generali del moto in campo centrale. Occupiamoci dello studio del moto descritto da una lagrangiana nella forma

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) = \frac{1}{2} m \|\dot{\mathbf{x}}\|^2 - V(\|\mathbf{x}\|),$$

dove $V: (0, +\infty) \rightarrow \mathbb{R}$ si assumerà almeno due volte differenziabile con continuità e $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$. La lagrangiana descrive un punto materiale di massa m soggetto ad una *forza centrale*, ovvero di equazione del moto

$$m \ddot{\mathbf{x}} = -\partial_{\mathbf{x}} V(\|\mathbf{x}\|) = -V'(\|\mathbf{x}\|) \frac{\mathbf{x}}{\|\mathbf{x}\|}.$$

La forza totale è perciò sempre diretta lungo la congiungente con un *centro* O di un campo di forze che qui corrisponde all'origine del riferimento. Una conseguente caratteristica cruciale dei moti in un campo centrale (che ne permette l'integrazione) è che, essendo il momento della forza rispetto all'origine O nullo, il momento angolare del punto materiale si conserva, $\dot{\mathbf{L}}_O = \mathbf{0}$.

Il caso $\mathbf{L}_O = \mathbf{x}_0 \wedge (m\mathbf{v}_0) = \mathbf{0}$ è particolarmente semplice da studiare: il fatto che il momento angolare sia nullo significa che posizione iniziale $\mathbf{x}_0 \neq \mathbf{0}$ e velocità iniziale \mathbf{v}_0 sono vettori paralleli (o che \mathbf{v}_0 è nulla), e \mathbf{x} e $\dot{\mathbf{x}}$ si manterranno paralleli durante tutta l'evoluzione che segue: il moto, pertanto, avrà una evoluzione nella forma $\mathbf{x}(t) = s(t) \frac{\mathbf{x}_0}{\|\mathbf{x}_0\|}$, ovvero sarà un moto unidimensionale con equazione $m\ddot{s} = -V'(|s|)$.

Supponiamo quindi di essere nel caso meno elementare $\mathbf{L}_O = \mathbf{x}_0 \wedge (m\mathbf{v}_0) \neq \mathbf{0}$. Essendo il momento angolare un vettore costante non nullo, esso identifica un piano ad esso normale passante per la posizione iniziale della traiettoria, detto *piano dell'orbita*: il moto si manterrà sempre in questo piano in virtù della conservazione di \mathbf{L}_O . Assumeremo che il nostro riferimento di coordinate sia tale che $\mathbf{L}_O = (0, 0, L_z)^\top$ con $L_z > 0$. Parametrizzeremo il moto in *coordinate polari* nel piano ortogonale a \mathbf{L}_O per mezzo di due funzioni $r: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^+$ e $\varphi: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ come

$$(2.15) \quad \mathbf{x}(t) = \begin{pmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r(t) \cos \varphi(t) \\ r(t) \sin \varphi(t) \end{pmatrix},$$

dove abbiamo ignorato, come sempre faremo da questo punto in poi, la terza componente, che rimane fissa e possiamo pensare nulla. Riscriviamo in particolare la lagrangiana in termini di queste variabili,

$$\mathcal{L}(r, \varphi, \dot{r}, \dot{\varphi}) = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 + \frac{1}{2}mr^2\dot{\varphi}^2 - V(r).$$

Le equazioni del moto associate sono

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r} = \ddot{r} - mr\dot{\varphi}^2 + V'(r) = 0, \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\varphi}} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} = mr^2\ddot{\varphi} + 2m\dot{r}\dot{\varphi}^2 = 0.$$

La seconda equazione riesprime un fatto già noto. Infatti, scrivendo esplicitamente in questa parametrizzazione L_z si ottiene

$$L_z = m(x_1\dot{x}_2 - x_2\dot{x}_1) = mr^2\dot{\varphi}.$$

La seconda equazione non è quindi altro che la condizione $\dot{L}_z = 0$. La conservazione di L_z e l'aver scelto il riferimento in modo che $L_z > 0$ implica anche che $\dot{\varphi} > 0$, ovvero sarà possibile eseguire un cambio di variabile parametrizzando il *tempo* in funzione dell'*angolo* che può svolgere a tutti gli effetti il ruolo di variabile temporale. In particolare possiamo esprimere il raggio r in funzione dell'angolo $r(t) \equiv r(t(\varphi))$: con un leggero abuso di notazione, indicheremo anche questa dipendenza come $r(\varphi)$. La prima equazione, invece, può essere riscritta come

$$m\ddot{r} - \frac{L_z^2}{mr^3} + V'(r) = 0 \Leftrightarrow m\ddot{r} + V_{\text{eff}}'(r) = 0, \quad V_{\text{eff}}(r) := \frac{L_z^2}{2mr^2} + V(r).$$

In altre parole, l'equazione per r è quella di un punto materiale in un moto unidimensionale sul semiasse positivo dei reali soggetto al potenziale efficace $V_{\text{eff}}(r)$.

Essendo l'unica forza agente sul punto materiale conservativa, l'energia meccanica si conserva durante il moto. Inoltre, la corrispondenza tra moto in campo centrale e moto unidimensionale appare evidente ancora più evidente riscrivendo l'espressione dell'energia meccanica in funzione delle variabili polari. Si ha

$$E = \frac{1}{2}m\|\dot{\mathbf{x}}\|^2 + V(\|\mathbf{x}\|) = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 + \frac{1}{2}mr^2\dot{\varphi}^2 + V(r) = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 + \frac{L_z^2}{2mr^2} + V(r) = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 + V_{\text{eff}}(r).$$

La forma funzionale dell'energia meccanica evidenzia ancora una volta la natura intrinsecamente unidimensionale del problema, essendo indipendente dalla variabile angolare.

5.2.1. Seconda legge di Keplero. Una osservazione di natura prettamente geometrica sulla dinamica in un moto in campo centrale è stata fatta da Keplero. Con riferimento alla Fig. 12, consideriamo un punto materiale che si muove tra pericentro ed apocentro: l'area spazzata da \mathbf{x} che si muove, nell'intervallo temporale $[t, t + \delta t]$, di modo che la sua anomalia aumenti dal valore φ al valore $\varphi + \delta\varphi$, $\delta\varphi > 0$, nello stesso intervallo (stiamo assumendo $L_z > 0$). Indichiamo con $A(\varphi)$ l'area spazzata da \mathbf{x} nell'intervallo $[\varphi_0, \varphi]$, con $\varphi_0 \equiv \varphi(0)$ angolo al tempo iniziale $t = 0$ del moto. Nell'intervallo δt , il vettore \mathbf{x} aumenta la sua anomalia da φ a $\varphi + \delta\varphi$, spazzando un area $A(\varphi + \delta\varphi) - A(\varphi)$. La porzione di piano dell'orbita corrispondente è inclusa nel settore circolare di angolo $\delta\varphi$ e raggio $r(\varphi + \delta\varphi)$ ed include il settore circolare di angolo $\delta\varphi$ e raggio $r(\varphi)$, per cui vale la disuguaglianza

$$\frac{\delta\varphi}{2\pi}\pi r^2(\varphi) \leq A(\varphi + \delta\varphi) - A(\varphi) \leq \frac{\delta\varphi}{2\pi}\pi r^2(\varphi + \delta\varphi) \Leftrightarrow \frac{1}{2}r^2(\varphi) \leq \frac{A(\delta\varphi) - A(\varphi)}{\delta\varphi} \leq \frac{1}{2}r^2(\varphi + \delta\varphi).$$

Nel limite $\delta\varphi \rightarrow 0$, questa relazione implica

$$\frac{dA(\varphi)}{d\varphi} = \frac{1}{2}r^2(\varphi).$$

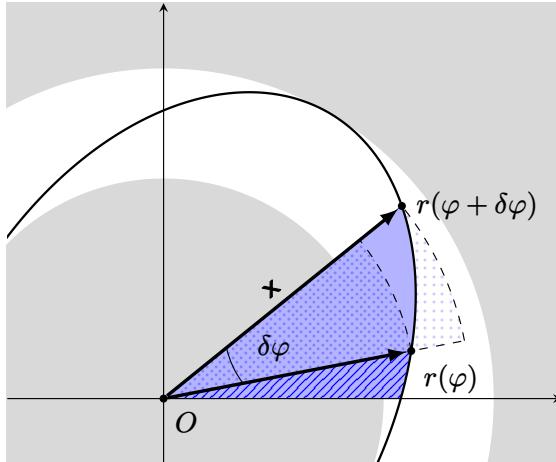


FIGURA 12. Analisi della seconda legge di Keplero: $A(\varphi)$ è l'area spazzata dal vettore posizione \mathbf{x} a partire dall'angolo iniziale φ_0 , qui pari a zero. Nell'intervallo temporale δt , il punto materiale incrementa la sua anomalia di $\delta\varphi$ spazzando una superficie di area $A(\varphi + \delta\varphi) - A(\varphi)$: in figura, la superficie di area $A(\varphi + \delta\varphi)$ appare in blu, mentre quella di area $A(\varphi)$ è tratteggiata. In questo esempio, la porzione in grigio corrisponde a regioni di spazio al di fuori di $\mathcal{O}(E)$, qui delimitato da due circonferenze.

D'altra parte

$$\frac{dA(\varphi)}{dt} = \dot{\varphi} \frac{dA(\varphi)}{d\varphi} = \frac{1}{2}r^2\dot{\varphi} = \frac{L_z}{2m}.$$

La derivata di A nel tempo è quindi *costante*, essendo tali sia L_z che m . La quantità \dot{A} è detta *velocità areolare*. La sua costanza implica che \mathbf{x} spazza *aree uguali in tempi uguali* e corrisponde alla *seconda legge di Keplero*. Si tratta di una prima proprietà geometrica di ogni orbita generata da un moto in campo centrale.

5.3. Prima forma dell'equazione delle orbite. Abbiamo già visto che, essendo L_z fissato dalle condizioni iniziali, l'evoluzione della variabile radiale è descritta dall'equazione

$$(2.16) \quad m\ddot{r} = -V'_{\text{eff}}(r),$$

che equivale al moto unidimensionale di un punto materiale soggetto al potenziale efficace V_{eff} . Possiamo perciò ripetere le considerazioni fatte per il caso unidimensionale. Supponiamo di integrare il moto da $t = 0$ e siano $r(0) = r_0$ e $\varphi(0) = \varphi_0$, e consideriamo un valore r in un intorno I di r_0 tale che la funzione

$$\Phi(r) = 2\frac{E - V_{\text{eff}}(r)}{m}$$

non si annulli mai per $r \in I$. Immaginiamo che il moto cominci con una certa velocità radiale $\dot{r}(0) = v_0$, di modo che $\text{sign}(v_0) = \text{sign}(r - r_0)$ (ovvero, la velocità punta verso r). Il tempo necessario al punto materiale per raggiungere la distanza r a partire da r_0 è

$$t = \int_{r_0}^r \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{\Phi(x)}} dx.$$

Nell'intervallo $[0, t]$ la precedente fornisce una biezione tra l'intervallo chiuso di estremi r_0 ed r e l'intervallo $[0, t]$ e di conseguenza è possibile esprimere $t = t(r)$ e $\varphi(t) = \varphi(t(r))$. Una volta

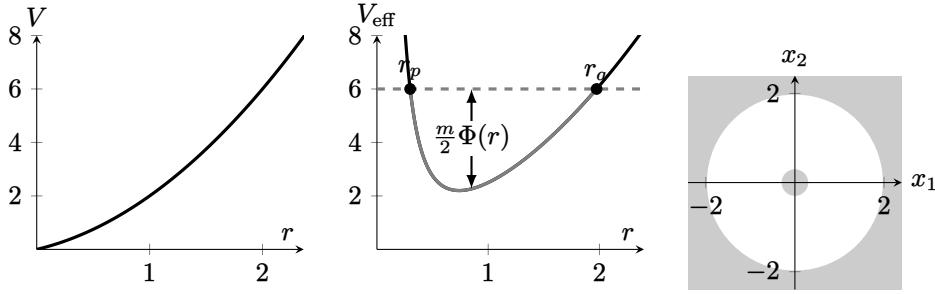


FIGURA 13. Esempio di potenziale radiale $V(r) = r + r^2$ (sinistra) e potenziale effettivo associato $V_{\text{eff}}(r) = V(r) + \frac{L^2}{2mr^2}$ per $L^2 = m$ (centro). È tracciato in particolare un possibile valore di energia E (linea tratteggiata) compatibile con il moto, ed evidenziato il corrispondente intervallo radiale di moto ammesso $[r_p, r_a]$. I punti estremali dell'intervallo sono punti di inversione e corrispondono a pericentro ed apocentro. La corona circolare $\mathcal{O}(E)$ in cui è ammesso il moto è raffigurata a destra: all'energia scelta, in nessun caso il moto può a venire ad una distanza minore di r_p dal centro del riferimento.

integrandi l'equazione per r , la legge per φ si può trovare dal fatto che

$$\frac{d\varphi}{dr} = \dot{\varphi} \frac{dt}{dr} = \frac{L_z}{mr^2} \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{\Phi(r)}}.$$

Quella ottenuta è detta *prima forma dell'equazione delle orbite* e specifica la relazione tra φ ed r . Essa dipende da un segno fissato dalle condizioni iniziali del problema. La sua integrazione ci permette di ottenere

$$\varphi(r) = \varphi_0 + \frac{L_z}{m} \int_{r_0}^r \frac{\text{sign}(v_0)}{x^2 \sqrt{\Phi(x)}} dx.$$

Come nel caso del moto unidimensionale, queste formule valgono fintantoché r non è uno zero di Φ . In quel caso occorrerà studiare la natura di questo zero e valutare se semplice (e allora ci sarà una inversione nel moto lungo la dimensione radiale) o multiplo (ovvero, sarà un valore raggiunto solo asintoticamente).

5.4. Regioni ammesse e orbite chiuse. Se il moto *radiale* avviene tra due zeri semplici di Φ , sappiamo che esso è periodico: ciò non significa però che la traiettoria seguita dal punto materiale nello spazio tridimensionale è effettivamente chiusa, ovvero che dopo un certo tempo il punto materiale si ritrovi nella stessa posizione assunta al tempo iniziale. Data una certa energia meccanica E , la traiettoria del punto materiale avrà luogo nel sottoinsieme del piano

$$\mathcal{O}(E) = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^2 : V_{\text{eff}}(\|\mathbf{x}\|) \leq E\}$$

che ha come frontiera una o più circonferenze, che individuano varie regioni ammesse, i cui raggi corrispondono agli zeri di $\Phi(r)$. Ciascuna regione ammessa è una corona circolare, che ha un raggio minimo, detto *pericentro* r_p , e un raggio massimo, detto *apocentro* r_a (eventualmente infinito), che corrispondono a due zeri consecutivi di $\Phi(r)$ tali che $\Phi(r) > 0$ per $r \in (r_p, r_a)$. L'angolo ϑ descritto dal vettore posizione nel muoversi tra pericentro e apocentro è

$$\vartheta = \frac{L_z}{m} \int_{r_p}^{r_a} \frac{1}{x^2 \sqrt{\Phi(x)}} dx$$

ed è eventualmente una quantità infinita. Condizione necessaria e sufficiente perché l'orbita sia chiusa è che

$$\frac{\vartheta}{2\pi} \in \mathbb{Q}.$$

Una naturale domanda è quindi per quali forme di V una condizione siffatta si realizza *sempre* quando si ha a che fare con orbite limitate: dato che vogliamo che il tempo necessario per raggiungere apocentro da pericentro (e viceversa) sia finito, sarà almeno necessario che sia r_a che r_p siano zeri *semplici* di $\Phi(r)$ (diversamente, l'integrale divergerebbe). Vale il seguente teorema, che non dimostreremo.

TEOREMA 5.1 (Bertrand). *In un campo centrale di potenziale analitico $V(r)$, tutte le orbite limitate sono chiuse se e solo se*

$$V(r) = -\frac{k}{r} \quad o \quad V(r) = kr^2$$

per una qualche costante positiva k .

5.4.1. Orbite circolari. Focalizziamoci per semplicità sulla possibile esistenza di soluzioni nella forma

$$r = r_c, \quad \varphi = \varphi_0 + \omega t, \quad \text{dove } \omega := \frac{L_z}{mr_c^2},$$

ovvero di *orbite circolari*, chiuse per costruzione e corrispondenti a circonferenze di raggio r_c . Si noti che la conservazione del momento angolare impone una legge lineare per φ e permette di scrivere immediatamente il *periodo* τ di un'orbita siffatta:

$$\omega\tau = 2\pi \Rightarrow \tau = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi mr_c^2}{L_z}.$$

Il valore r_c deve necessariamente essere critico rispetto al potenziale efficace, per quanto detto nel caso del moto unidimensionale, ovvero questa soluzione può esistere se e solo se $V'_{\text{eff}}(r_c) = 0$. A tale soluzione corrisponderà l'energia meccanica $E = V_{\text{eff}}(r_c)$. Ammesso quindi che tale soluzione esista, essa può essere o meno stabile. La definizione di stabilità di un'orbita circolare è dovuta a Lagrange.

DEFINIZIONE 5.1 (Stabilità secondo Lagrange). Si supponga L_z fissato. Un'orbita circolare di raggio r_c è stabile se la traiettoria $r(t) = r_c$ è stabile secondo Ljapunov in un moto unidimensionale su \mathbb{R}^+ soggetto a potenziale $V_{\text{eff}}(r)$.

La definizione quindi corrisponde a quella di Ljapunov se pensata limitata al moto nella direzione radiale ma, come si vede, ignora volutamente la variabile angolare (ed è per questo più debole). Quanto detto sul moto unidimensionale si traduce quindi nell'analisi della stabilità secondo Lagrange. In particolare

PROPOSIZIONE 5.2. *Se il potenziale efficace V_{eff} ha un minimo relativo isolato in r_c , un'orbita circolare di raggio r_c è stabile secondo Lagrange.*

5.5. Seconda forma dell'equazione delle orbite. Proviamo ora ad andare oltre il caso di orbita circolare partendo da una riformulazione delle equazioni del moto. Abbiamo già scritto la prima forma dell'equazione delle orbite, valida nel caso in cui si studi l'evoluzione in un intorno di $r > 0$ tale che $\Phi(r) \neq 0$,

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{L_z}{mr^2} \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{\Phi(r)}}.$$

Questa equazione mostra qual è il legame tra variabile angolare e variabile radiale. Una forma diversa, ma utile, in cui mettere l'equazione delle orbite è ottenuta facendo il cambio di variabile

$$r = \frac{L_z}{\sqrt{mu}} \Rightarrow u^2 = \frac{L_z^2}{mr^2} = L_z \dot{\varphi}.$$

Di conseguenza

$$\dot{r} = \dot{\varphi} \frac{dr}{d\varphi} = \frac{u^2}{L_z} \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{L_z}{\sqrt{mu}} \right) = -\frac{1}{\sqrt{m}} \frac{du}{d\varphi}, \quad \ddot{r} = \dot{\varphi} \frac{d\dot{r}}{d\varphi} = -\frac{u^2}{L_z \sqrt{m}} \frac{d^2 u}{d\varphi^2}.$$

L'equazione del moto si può quindi riscrivere in termini della variabile u come

$$m\ddot{r} = -V_{\text{eff}}(r) \Leftrightarrow \frac{d^2 u}{d\varphi^2} = -\frac{L_z}{\sqrt{m}u^2} V'_{\text{eff}} \left(\frac{L_z}{\sqrt{mu}} \right).$$

Abbiamo così ottenuto la *seconda forma dell'equazione delle orbite*,

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} = -W'(u), \quad \text{dove } W(u) := V_{\text{eff}} \left(\frac{L_z}{\sqrt{mu}} \right) = \frac{u^2}{2} + V \left(\frac{L_z}{\sqrt{mu}} \right)$$

che nuovamente descrive un moto *unidimensionale* di una particella di massa unitaria e parametrizzato da u rispetto alla variabile "temporale" φ . Esplicitando la dipendenza dal potenziale V , l'equazione si scrive a volte nella forma detta *di Binet*

$$u^2 \left(\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u \right) = -\frac{L_z}{\sqrt{m}} V' \left(\frac{L_z}{\sqrt{mu}} \right).$$

Anche l'espressione dell'energia meccanica del problema originale si traduce immediatamente in una forma corrispondente per il problema in u , che di nuovo evidenzia l'interpretazione di moto effettivo parametrizzato da u rispetto al tempo φ sotto potenziale W ,

$$E = \frac{1}{2} m \dot{r}^2 + V_{\text{eff}}(r) = \frac{1}{2} m \left(-\frac{1}{\sqrt{m}} \frac{du}{d\varphi} \right)^2 + V_{\text{eff}} \left(\frac{L_z}{\sqrt{mu}} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{du}{d\varphi} \right)^2 + W(u).$$

L'utilità di questa forma sta nel fatto che il "semiperiodo" del moto descritto da u non è altro che l'angolo tra un pericentro e apocentro, ovvero

$$\vartheta = \int_{u_a}^{u_p} \frac{1}{\sqrt{\Psi(x)}} dx, \quad \Psi(u) := 2(E - W(u)),$$

dove u_a e $u_p > u_a$ sono due zeri consecutivi di $\Psi(u)$ corrispondenti ad apocentro e pericentro della regione di moto ammessa $\mathcal{O}(E)$. L'utilità della seconda forma dell'equazione delle orbite è chiara se specifichiamo un rilevante caso, ovvero quello del potenziale kepleriano.

Esercizio 2.1 — Dimostrare che se r_p ed r_a sono due zeri semplici consecutivi di $\Phi(r)$, allora u_a e u_p sono due zeri semplici consecutivi di $\Psi(u)$.

5.5.1. Problema di Keplero. Il caso $V(r) = -\frac{k}{r}$ con $k > 0$ corrisponde al cosiddetto problema di Keplero: questa forma di potenziale è infatti, come noto, quella che appare nell'interazione gravitazionale tra due punti materiali, con k proporzionale al prodotto delle loro masse. La seconda forma dell'equazione delle orbite diventa in questo caso

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} = -u + \frac{k\sqrt{m}}{L_z}$$

la cui soluzione si può ottenere componendo una soluzione particolare dell'equazione con la soluzione del caso omogeneo. Una soluzione generica del problema omogeneo si può scrivere come $u(\varphi) = a \cos \varphi + b \sin \varphi$, o equivalentemente come $u(\varphi) = \alpha \cos(\varphi - \varphi_0)$, dove α e φ_0

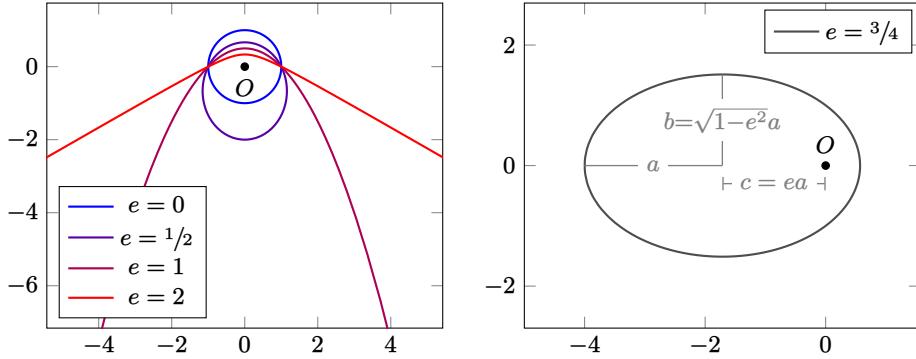


FIGURA 14. Orbite del problema di Keplero con orbita circolare $r_c = 1$ e diversi valori dell'eccentricità e .

saranno parametri da fissare per mezzo delle condizioni iniziali. Una soluzione particolare è invece l'orbita circolare

$$u(\varphi) \equiv u_c = \frac{k\sqrt{m}}{L_z} \Rightarrow r(\varphi) \equiv r_c = \frac{L_z}{\sqrt{m}u_c} = \frac{L_z^2}{mk},$$

dove r_c è il raggio dell'unica orbita circolare ammessa, ovvero avente energia meccanica

$$E_c = V_{\text{eff}}(r_c) = -\frac{k^2 m}{2L_z^2} = -\frac{k}{2r_c}.$$

Questa quantità è l'energia *minima* ammessa dato che il potenziale efficace ha un minimo assoluto in r_c . Se ridefiniamo $\alpha = \frac{L_z}{\sqrt{m}r_c}e$ per un qualche e reale, la soluzione generale si può scrivere come

$$u(\varphi) = \frac{L_z}{\sqrt{m}} \frac{1 + e \cos(\varphi - \varphi_0)}{r_c}.$$

La corrispondente relazione per r si ottiene facendo un cambio di variabile

$$r(\varphi) = \frac{r_c}{1 + e \cos(\varphi - \varphi_0)}$$

ed è detta *prima legge di Keplero*. In questa espressione, $r_c > 0$ è il raggio dell'orbita circolare. Il valore di e può essere sempre assunto positivo⁸. Esso è legato all'energia $E \geq E_c$ dell'orbita. Infatti,

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{du}{d\varphi} \right)^2 + W(u) = \frac{(e^2 - 1)k^2 m}{2L_z^2} = (1 - e^2)E_c \Leftrightarrow e = \sqrt{1 - \frac{E}{E_c}}.$$

L'equazione per $r(\varphi)$ parametrizza una conica di *eccentricità* e e parametro r_c con un fuoco nell'origine. Se $e = 0$, l'equazione descrive l'orbita circolare di raggio r_c ; se $e \in (0, 1)$ essa descrive una ellisse; se $e = 1$ essa corrisponde ad una parabola; se $e > 1$ corrisponde ad una iperbole. Nel caso ellittico, è noto dalla geometria elementare che le dimensioni dei semiassi maggiore a e minore b sono

$$a = \frac{r_c}{1 - e^2}, \quad b = \frac{r_c}{\sqrt{1 - e^2}} = \sqrt{1 - e^2}a.$$

⁸Se $e < 0$, allora è possibile, naturalmente, riscrivere $e \cos(\varphi - \varphi_0) = e' \cos(\varphi - \varphi'_0)$ con $\varphi'_0 = \varphi_0 + \pi$ e $e' = -e > 0$.

La seconda legge di Keplero, infine, implica che, detto τ il periodo dell'orbita,

$$\pi ab = \frac{L_z}{2m} \tau.$$

Essendo ora $L_z^2 = mkr_c = mka(1 - e^2)$, questa stessa legge diventa

$$\frac{a^3}{\tau^2} = \frac{k}{4\pi^2 m},$$

che non è altro che la *terza legge di Keplero* che mostra che quadrati dei periodi e cubi dei semiassi maggiori sono in rapporto costante.

CAPITOLO 3

Formulazione variazionale

1. Problemi variazionali

1.1. Introduzione al problema. Una classe di problemi di grande rilevanza per lo studio della meccanica è quella dei cosiddetti *problemi variazionali*. Si tratta di una classe di problemi studiati nel molto più ampio contesto del *calcolo delle variazioni*, una branca dell'analisi funzionale dalle numerose applicazioni, in particolare in Fisica. Qui proveremo a dare una introduzione minima all'argomento, a partire dalla seguente definizione.

DEFINIZIONE 1.1. Sia data una curva regolare $\mathbf{q}: [t_0, t_1] \rightarrow \mathcal{V}$ di classe \mathcal{C}^2 , con $\mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^n$ aperto. Definiamo¹

$$(3.1) \quad \mathcal{I}(\mathbf{q}) := \left\{ \mathbf{y}: (-1, 1) \times [t_0, t_1] \rightarrow \mathcal{V} \mid \begin{array}{l} \mathbf{y}(0, t) = \mathbf{q}(t) \quad \forall t \in [t_1, t_2], \\ \mathbf{y}(u, t_0) - \mathbf{q}(t_0) = \mathbf{y}(u, t_1) - \mathbf{q}(t_1) = \mathbf{0} \quad \forall u \in (-1, 1) \end{array} \right\} \cap \mathcal{C}^2((-1, 1) \times [t_0, t_1], \mathcal{V}).$$

Si noti che la derivata $\partial_u \mathbf{y}(u, t_i)$ deve essere nulla per $i = 1, 2$ e ogni $u \in (-1, 1)$ dato che, nelle ipotesi della definizione, $\mathbf{y}(u, t_i)$ rimane costante al variare di u . L'insieme $\mathcal{I}(\mathbf{q})$ è quindi una sorta di “intorno” della curva \mathbf{q} , un insieme di curve ottenute deformando con continuità \mathbf{q} e *a venti gli stessi estremi*.

Consideriamo ora un funzionale $\mathcal{A}: \mathcal{I}(\mathbf{q}) \rightarrow \mathbb{R}$ nella forma

$$\mathcal{A}[\mathbf{y}] = \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{F}(t, \mathbf{y}, \dot{\mathbf{y}}) dt$$

dove \mathcal{F} si assume differenziabile con continuità almeno fino al secondo ordine nei suoi argomenti.

DEFINIZIONE 1.2. Il funzionale $\mathcal{A}[\mathbf{y}]$ si dice essere stazionario su \mathbf{q} se

$$\frac{d \mathcal{A}[\mathbf{y}]}{du} \Big|_{u=0} = 0, \quad \forall \mathbf{y} \in \mathcal{I}(\mathbf{q}).$$

TEOREMA 1.1. *Il funzionale $\mathcal{A}: \mathcal{I}(\mathbf{q}) \rightarrow \mathbb{R}$ nella forma*

$$\mathcal{A}[\mathbf{y}] = \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{F}(t, \mathbf{y}, \dot{\mathbf{y}}) dt,$$

con \mathcal{F} assunta di classe almeno \mathcal{C}^2 nei suoi argomenti, è stazionario su \mathbf{q} se e solo se \mathbf{q} soddisfa le equazioni di Eulero

$$\left(\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{y}_a} - \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial y_a} \right) \Big|_{\mathbf{y}=\mathbf{q}} = 0, \quad a = 1, \dots, n.$$

¹Con $\mathbf{y} \in \mathcal{C}^2((-1, 1) \times [t_0, t_1], \mathcal{V})$ intendiamo qui che \mathbf{y} e le sue derivate fino al secondo ordine esistono continue in $((-1, 1) \times (t_0, t_1))$ ed ammettono una estensione continua in $(-1, 1) \times [t_0, t_1]$.

DIMOSTRAZIONE. Proviamo il risultato per ispezione diretta:

$$(3.2) \quad \frac{d\mathcal{A}[\mathbf{y}]}{du} = \sum_{a=1}^n \int_{t_0}^{t_1} \left(\frac{\partial \mathcal{F}(t, \mathbf{y}, \dot{\mathbf{y}})}{\partial y_a} \frac{dy_a}{du} + \frac{\partial \mathcal{F}(t, \mathbf{y}, \dot{\mathbf{y}})}{\partial \dot{y}_a} \frac{d\dot{y}_a}{du} \right) dt.$$

Integrando per parti il secondo termine,

$$\frac{d\mathcal{A}[\mathbf{y}]}{du} = \sum_{a=1}^n \int_{t_0}^{t_1} \frac{dy_a}{du} \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial y_a} \frac{dy_a}{du} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{y}_a} \right) dt + \sum_{a=1}^n \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{y}_a} \frac{dy_a}{du} \Big|_{t_0}^{t_1}.$$

Calcoliamo ora l'espressione in $u = 0$, e usiamo il fatto che $\partial_u \mathbf{y}(u, t_0) = \partial_u \mathbf{y}(u, t_1) = \mathbf{0}$ per eliminare l'ultimo termine:

$$(3.3) \quad \frac{d\mathcal{A}[\mathbf{y}]}{du} \Big|_{u=0} = \sum_{a=1}^n \int_{t_0}^{t_1} \frac{dy_a}{du} \Big|_{u=0} \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial y_a} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{y}_a} \right) \Big|_{\mathbf{y}=\mathbf{q}} dt.$$

Questa formula mostra come le equazioni di Eulero siano sufficienti per la stazionarietà. Dato però che vogliamo che la quantità sopra sia nulla per *ogni* $\mathbf{y} \in \mathcal{I}(\mathbf{q})$, esse sono anche necessarie. \square

1.2. Geodetiche. Una applicazione piuttosto interessante del risultato precedente riguarda la ricerca di una curva *di lunghezza estremale* tra due punti dati su una sottovarietà regolare n -dimensionale $\mathcal{M} \subseteq \mathbb{R}^K$, $n \leq K$. Supponiamo di avere una parametrizzazione locale $\boldsymbol{\chi}: \mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathcal{M}$, $\mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^n$, e una curva regolare $\mathbf{q}: [t_0, t_1] \rightarrow \mathcal{V}$. Questa curva induce una curva regolare su \mathcal{M} tramite $\boldsymbol{\chi}$, sia $\mathbf{x} = \boldsymbol{\chi} \circ \mathbf{q}: [t_0, t_1] \rightarrow \mathcal{M}$. La lunghezza di tale curva si scrive

$$\mathcal{A}[\mathbf{q}] = \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{\langle \dot{\mathbf{x}}(t), \dot{\mathbf{x}}(t) \rangle} dt = \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{\langle \dot{\mathbf{q}}(t), \dot{\mathbf{q}}(t) \rangle} dt \quad \text{dove} \quad (\dot{\mathbf{q}}(t), \dot{\mathbf{q}}(t)) := \sum_{ab} g_{ab}(\mathbf{q}) \dot{q}_a \dot{q}_b = \langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{g}(\mathbf{q}) \dot{\mathbf{q}} \rangle.$$

Abbiamo qui introdotto la *matrice (o tensore) metrica* $\mathbf{g}(\mathbf{q}) \in \mathbb{R}^{n \times n}$ di elementi

$$g_{ab}(\mathbf{q}) := \langle \partial_a \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}), \partial_b \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) \rangle.$$

Oltre ad essere simmetrica, questa matrice ha anche la caratteristica di *definita positiva*: per ogni vettore $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^n \setminus \{\mathbf{0}\}$, si ha

$$\langle \mathbf{v}, \mathbf{g}(\mathbf{q}) \mathbf{v} \rangle = \sum_{ab} v_a v_b g_{ab}(\mathbf{q}) = \sum_{ab} v_a \langle \partial_a \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}), \partial_b \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) \rangle v_b = \left\| \sum_a v_a \partial_a \boldsymbol{\chi}(\mathbf{q}) \right\|^2 > 0,$$

risultato che segue tenendo a mente la lineare indipendenza dei vettori $\{\partial_a \boldsymbol{\chi}\}_{a=1}^n$. Il funzionale “lunghezza” $\mathcal{A}[\mathbf{q}] = \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{F}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) dt$ ha quindi

$$(3.4) \quad \mathcal{F}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \sqrt{\langle \dot{\mathbf{q}}, \dot{\mathbf{q}} \rangle} = \sqrt{\langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{g}(\mathbf{q}) \dot{\mathbf{q}} \rangle} \equiv \dot{s},$$

ovvero, \mathcal{F} non è altro che la derivata \dot{s} dell'ascissa curvilinea. Applichiamo le equazioni di Eulero per cercare la condizione che deve soddisfare la parametrizzazione \mathbf{q} perché il funzionale \mathcal{A} sia *stazionario*. Osserviamo che

$$(3.5) \quad \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial q_a} = \frac{1}{2\mathcal{F}} \sum_{bc} \frac{\partial g_{bc}}{\partial q_a} \dot{q}_b \dot{q}_c,$$

e inoltre

$$(3.6) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial q_a} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\mathcal{F}} \sum_b g_{ab} \dot{q}_b \right) = \frac{1}{\mathcal{F}} \left(-\frac{d \ln \mathcal{F}}{dt} \sum_b g_{ab} \dot{q}_b + \sum_{bc} \frac{\partial g_{ab}}{\partial q_c} \dot{q}_b \dot{q}_c + \sum_b g_{ab} \ddot{q}_b \right)$$

$$= \frac{1}{\mathcal{F}} \left(-\frac{d \ln \mathcal{F}}{dt} \sum_b g_{ab} \dot{q}_b + \frac{1}{2} \sum_{bc} \frac{\partial g_{ab}}{\partial q_c} \dot{q}_b \dot{q}_c + \frac{1}{2} \sum_{bc} \frac{\partial g_{ac}}{\partial q_b} \dot{q}_b \dot{q}_c + \sum_b g_{ab} \ddot{q}_b \right)$$

per cui, raccogliendo tutti i termini nell'equazione di Eulero

$$\sum_b g_{ab} \ddot{q}_b + \frac{1}{2} \sum_{bc} \left(\frac{\partial g_{ab}}{\partial q_c} + \frac{\partial g_{ac}}{\partial q_b} - \frac{\partial g_{bc}}{\partial q_a} \right) \dot{q}_b \dot{q}_c = \frac{d \ln \mathcal{F}}{dt} \sum_b g_{ab} \dot{q}_b.$$

Moltiplichiamo ora per la *matrice inversa* $\mathbf{g}^{-1}(\mathbf{q})$ della matrice metrica $\mathbf{g}(\mathbf{q})$, i cui elementi indichiamo con g^{ab} . Otteniamo

$$\ddot{q}_u + \frac{1}{2} \sum_{abc} g^{ua} \left(\frac{\partial g_{ab}}{\partial q_c} + \frac{\partial g_{ac}}{\partial q_b} - \frac{\partial g_{bc}}{\partial q_a} \right) \dot{q}_b \dot{q}_c = \frac{d \ln \mathcal{F}}{dt} \dot{q}_u.$$

Il termine a destra è stato lasciato implicito. Se introduciamo l'ascissa curvilinea s lungo la curva, $\dot{s} \equiv \mathcal{F}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$, osserviamo che

$$\dot{q}_a = \dot{s} \frac{dq_a}{ds}, \quad \ddot{q}_a = \ddot{s} \frac{dq_a}{ds} + s^2 \frac{d^2 q_a}{d^2 s}, \quad \frac{d \ln \mathcal{F}}{dt} = \frac{\dot{s}}{\dot{s}},$$

per cui il termine a destra scompare

$$\frac{d^2 q_u}{ds^2} + \frac{1}{2} \sum_{abc} g^{ua} \left(\frac{\partial g_{ab}}{\partial q_c} + \frac{\partial g_{ac}}{\partial q_b} - \frac{\partial g_{bc}}{\partial q_a} \right) \frac{dq_b}{ds} \frac{dq_c}{ds} = 0.$$

Quella ottenuta è l'*equazione di una geodetica* su \mathcal{M} , ovvero l'equazione che deve soddisfare localmente la parametrizzazione di una curva su \mathcal{M} di lunghezza minima tra due punti fissati. Ricordiamo che $\mathbf{x} = \boldsymbol{\gamma}(s)$, ovvero utilizziamo per la nostra curva una parametrizzazione naturale, abbiamo

$$1 = \left\| \frac{d\boldsymbol{\gamma}}{ds} \right\|^2 = \left(\frac{d\mathbf{q}}{ds}, \frac{d\mathbf{q}}{ds} \right).$$

Si dà quindi la seguente

DEFINIZIONE 1.3 (Geodetica). Sia data una sottovarietà regolare n -dimensionale \mathcal{M} e una curva regolare $\mathbf{x} = \boldsymbol{\chi} \circ \mathbf{q}: I \rightarrow \mathcal{M}$ su di essa definita su un intervallo in \mathbb{R} , di modo che $\mathbf{q}: I \rightarrow \mathcal{V}$ sia una curva regolare sull'aperto $\mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^n$ e $\boldsymbol{\chi}: \mathcal{V} \rightarrow \mathcal{M}$ una parametrizzazione di \mathcal{M} . Allora $\boldsymbol{\gamma}$ è una geodetica se la sua parametrizzazione locale $\mathbf{q}(s)$ in termini dell'ascissa curvilinea s soddisfa l'equazione

$$\frac{d^2 q_c}{ds^2} + \sum_{ab} \Gamma_{ab}^c \frac{dq_a}{ds} \frac{dq_b}{ds} = 0, \quad \Gamma_{ab}^c := \frac{1}{2} \sum_{u=1}^n g^{cu} \left(\frac{\partial g_{bu}}{\partial q_a} + \frac{\partial g_{au}}{\partial q_b} - \frac{\partial g_{ab}}{\partial q_u} \right),$$

dove g^{ab} è l'elemento (a, b) della matrice inversa della matrice metrica, e la quantità Γ_{ab}^c è detta *simbolo di Christoffel*.

2. Principio di Hamilton

Si è già probabilmente notato che le equazioni di Lagrange che abbiamo ottenuto nello studio della meccanica riproducono esattamente le equazioni di Eulero per la risoluzione di problemi variazionali su varietà. Questo fatto ha suggerito a William R. Hamilton di formalizzare questa corrispondenza nel seguente teorema.

TEOREMA 2.1 (Principio di Hamilton). *Il moto naturale di un sistema soggetto a vincoli olonomi lisci e forze conservative parametrizzato dalle variabili lagrangiane \mathbf{q} rende stazionario l'azione hamiltoniana, definita come*

$$\mathcal{S}[\mathbf{q}] := \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) dt,$$

sulla classe $\mathcal{I}(\mathbf{q})$ di tutti i moti sincroni (ovvero, con stessa parametrizzazione temporale) che tengano fisse le configurazioni estremali $\mathbf{q}(t_0)$ e $\mathbf{q}(t_1)$. La funzione $\mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$ è la lagrangiana del sistema, differenza tra energia cinetica e potenziale.

Questo principio introduce un punto di vista largamente utilizzato in meccanica analitica, e in fisica in generale, ovvero il punto di vista *variazionale*, in cui il moto fisico di un sistema viene caratterizzato come stazionario in un certo funzionale rispetto a tutti gli altri moti possibili. È importante notare che il principio di Hamilton produce le stesse equazioni se a \mathcal{L} si aggiunge una *derivata totale* nel tempo di una funzione differenziabile con continuità $h(t, \mathbf{q})$, dato che

$$\mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \mapsto \mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) + \frac{d h(t, \mathbf{q})}{dt} \implies \mathcal{S}[\mathbf{q}] \mapsto \mathcal{S}[\mathbf{q}] + h(\mathbf{q}(t_1), t_1) - h(\mathbf{q}(t_0), t_0).$$

Il termine aggiuntivo è costante rispetto alle variazioni in \mathbf{q} che devono avvenire ad estremi fissati, e quindi ininfluente. Come per \mathcal{L} , la corrispondenza tra azione ed equazioni del moto non è perciò univoca, e due lagrangiane che differiscono per una derivata totale descrivono la stessa dinamica. È questo un fatto che avevamo già osservato e che viene coerentemente riprodotto anche intendendo come oggetto fondamentale l'azione.

Esempio 3.1 (Moto geodetico) — Consideriamo un sistema olonomo a vincoli fissi di N punti, non soggetto a forze eccettuata la reazione vincolare, che vive su una sottovarietà regolare \mathcal{M} liscia. La sua lagrangiana coincide perciò con la sola energia cinetica, che in coordinate locali avrà la forma

$$\mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = T(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{A}(\mathbf{q}) \dot{\mathbf{q}} \rangle.$$

Possiamo interpretare questa espressione un prodotto scalare definendo

$$(\mathbf{v}, \mathbf{u}) := \sum_{ab} A_{ab}(\mathbf{q}) v_a u_b.$$

Così facendo, l'azione associata al moto libero è

$$\mathcal{S}[\mathbf{q}] = \frac{1}{2} \int_{t_0}^{t_1} (\dot{\mathbf{q}}, \dot{\mathbf{q}}) dt.$$

Questa azione è molto simile al funzionale in Eq. (3.4): applicando il criterio variazionale di Hamilton e ripetendo esattamente gli stessi calcoli si ottiene che le variabili \mathbf{q} devono evolvere secondo l'equazione per le geodetiche *in accordo con la metrica \mathbf{A}* , ovvero indicando con $A^{ab} \equiv A^{ab}(\mathbf{q})$ l'elemento (a, b) della matrice inversa $[\mathbf{A}(\mathbf{q})]^{-1}$, si ottiene che il moto naturale soddisfa precisamente le equazioni per le geodetiche sul vincolo,

$$\ddot{q}_u + \frac{1}{2} \sum_{abc} A^{ua} \left(\frac{\partial A_{ab}}{\partial q_c} + \frac{\partial A_{ac}}{\partial q_b} - \frac{\partial A_{bc}}{\partial q_a} \right) \dot{q}_b \dot{q}_c = 0.$$

Se $\mathbf{x}: \mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathcal{M}$ è la mappa che parametrizza la sottovarietà, di modo che $\mathbf{x}_k = \mathbf{x}_k(\mathbf{q})$ sia la posizione su \mathcal{M} del k -esimo punto materiale di massa m_k , abbiamo così trovato che il moto avviene non secondo la metrica della sottovarietà $g_{ab} = \langle \partial_a \mathbf{x}, \partial_b \mathbf{x} \rangle = \sum_{k=1}^N \langle \partial_a \mathbf{x}_k, \partial_b \mathbf{x}_k \rangle$, ma secondo una metrica modificata $A_{ab} = \sum_{k=1}^N m_k \langle \partial_a \mathbf{x}_k, \partial_b \mathbf{x}_k \rangle$: le metriche sono però di fatto coincidenti (a meno di un prefattore di scala) se le masse sono tutte uguali ($m_k \equiv m$), o se abbiamo a che fare con un solo punto materiale ($N = 1$).

Si noti inoltre che mentre nell'equazione per le geodetiche compariva la parametrizzazione naturale, che corrisponde ad una velocità di percorrenza unitaria lungo la curva ed è espressa da $(\frac{d\mathbf{q}}{ds}, \frac{d\mathbf{q}}{ds}) = 1$, qui compare il tempo t . D'altra parte, la conservazione dell'energia meccanica implica che durante il moto $(\dot{\mathbf{q}}, \dot{\mathbf{q}}) = \text{costante}$: in altre parole, la relazione tra t ed s è una semplice trasformazione affine, e per questo l'equazione del moto è già nella forma di equazione per le geodetiche.

2.1. Equivalenza con il principio di d'Alembert. Nell'Eq. (3.3), la condizione di stazionarietà in \mathbf{q} rispetto ad una deformazione $\mathbf{y}(u, t)$ ha la forma

$$\sum_a \int_{t_0}^{t_1} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y_a} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{y}_a} \right) \Big|_{\mathbf{y}=\mathbf{q}} \frac{dy_a}{du} \Big|_{u=0} dt = 0, \quad \forall a,$$

dove come solito $\mathbf{q}(t) = \mathbf{y}(0, t)$ è la soluzione delle equazioni di Eulero. Questa condizione deve valere per ogni deformazione $\mathbf{y}(u, t)$ e proprio in questo modo abbiamo derivato la necessità e sufficienza delle equazioni di Eulero. Consideriamo ora un sistema autonomo, in modo che la matrice cinetica sia $\mathbf{A} \equiv \mathbf{A}(\mathbf{q})$ e le forze siano tutte conservative e dovute ad un potenziale $V(\mathbf{q})$; sia $\mathcal{L} = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{A}(\mathbf{q}) \dot{\mathbf{q}} \rangle - V(\mathbf{q})$ la lagrangiana associata. Detta \mathbf{Q} la quantità di moto totale del sistema, abbiamo visto che

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_a} = \langle \mathbf{Q}, \partial_a \mathbf{X} \rangle \equiv p_a, \quad \frac{\partial T}{\partial q_a} = \langle \mathbf{Q}, \partial_a \dot{\mathbf{X}} \rangle.$$

Dunque le equazioni di Eulero–Lagrange si possono scrivere come

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a} = \langle \mathbf{Q}, \partial_a \dot{\mathbf{X}} \rangle - \partial_q V(\mathbf{q}) - \frac{d}{dt} \langle \mathbf{Q}, \partial_a \mathbf{X} \rangle = - \langle \partial_{\mathbf{X}} V + \dot{\mathbf{Q}}, \partial_a \mathbf{X} \rangle \equiv - \langle \partial_{\mathbf{X}} V + \dot{\mathbf{Q}}, \partial_a \mathbf{X}(\mathbf{q}) \rangle,$$

dove abbiamo usato $\partial_a V = \langle \partial_{\mathbf{X}} V, \partial_a \mathbf{X} \rangle$. La condizione di stazionarietà si riscrive

$$\sum_a \int_{t_0}^{t_1} \langle \partial_{\mathbf{X}} V + \dot{\mathbf{Q}}, \partial_a \mathbf{X}(\mathbf{q}) \rangle \frac{dy_a}{du} \Big|_{u=0} dt = \int_{t_0}^{t_1} \left\langle \partial_{\mathbf{X}} V + \dot{\mathbf{Q}}, \frac{\partial \mathbf{X}(\mathbf{y})}{du} \Big|_{u=0} \right\rangle dt = 0.$$

Osserviamo ora che il vettore $\frac{d\mathbf{X}}{du} \Big|_{u=0}$ è un vettore diretto tangenzialmente al vincolo nella direzione della deformazione indotta da \mathbf{y} , mentre $\dot{\mathbf{Q}} + \partial_{\mathbf{X}} V = \mathbf{F}^{(v)}$ è semplicemente la reazione vincolare: in definitiva la condizione di stazionarietà richiede che per ogni campo vettoriale tangente la reazione vincolare sia ortogonale al vincolo. Data l'arbitrarietà delle deformazioni (possiamo scegliere qualsivoglia \mathbf{y}), questo equivale al principio di d'Alembert–Lagrange:

$$\langle \dot{\mathbf{Q}} + \partial_{\mathbf{X}} V, \delta \mathbf{X} \rangle = 0 \quad \forall \delta \mathbf{X} \in T_{\mathbf{X}} \mathcal{M}.$$

3. Teorema di Noether e leggi di conservazione

Abbiamo già incontrato un certo numero di leggi di conservazione, riguardanti per esempio il momento angolare o l'energia meccanica. Un'altra tipica legge di conservazione che può emergere dalle equazioni di Eulero–Lagrange riguarda il momento coniugato

$$p_a := \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_a}.$$

Le equazioni di Eulero–Lagrange si possono infatti scrivere come $\dot{p}_a = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a}$, scrittura che implica immediatamente il risultato seguente.

TEOREMA 3.1. *Il momento p_a coniugato alla variabile lagrangiana q_a si conserva se e solo se $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_a} = 0$.*

Se p_a si conserva, la variabile q_a si chiama *ciclica*: essa non compare esplicitamente nella lagrangiana. Ciò significa che eseguendo il cambio di variabili $q_a \mapsto q_a + s$ per un qualsivoglia s , la lagrangiana non cambia forma.

Questa osservazione può essere inquadrata in un contesto più ampio, e di massima importanza, che chiarisce come la presenza di quantità conservative non sia “accidentale”.

3.1. Simmetrie dell’azione.

Partiamo dalla seguente

DEFINIZIONE 3.1. Si dice che la famiglia ad un parametro $\phi: \mathbb{R}^k \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^k$ è un *gruppo ad un parametro di trasformazioni invertibili* su \mathbb{R}^k se valgono le seguenti proprietà:

- $\phi(\mathbf{z}, 0) = \mathbf{z}$;
- $\phi(\phi(\mathbf{z}, s_1), s_2) = \phi(\mathbf{z}, s_1 + s_2)$;
- la mappa $(\mathbf{z}, s) \mapsto \phi(\mathbf{z}, s)$ è analitica in un intorno di $s = 0$, e in particolare

$$\phi(\mathbf{z}, s) = \mathbf{z} + s\zeta(\mathbf{z}) + o(s)$$

dove $\zeta(\mathbf{z}) := \left. \frac{d}{ds} \phi(\mathbf{z}, s) \right|_{s=0}$ è una funzione continua con derivate continue nei propri argomenti ed è detto essere il *campo vettoriale* che esprime localmente l’azione del gruppo.

Consideriamo ora una generica lagrangiana nella forma $\mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$, con \mathbf{q} vettore n -dimensionale. Ad essa è associata sull’intervallo temporale $[t_0, t_1]$ l’azione

$$\mathcal{S}[\mathbf{q}] = \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) dt$$

DEFINIZIONE 3.2. Un gruppo ad un parametro di trasformazioni invertibili $\phi: \mathbb{R}^{n+1} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{n+1}$ è *ammissibile* per un sistema lagrangiano se lascia inalterata l’azione, ovvero

$$\frac{d}{ds} \int_{t_{0,s}}^{t_{1,s}} \mathcal{L} \left(t_s, \mathbf{q}_s, \frac{d\mathbf{q}_s}{dt_s} \right) dt_s = 0$$

dove $\mathbf{q}: [t_0, t_1] \rightarrow \mathbb{R}^n$ è una *generica* traiettoria fisica tra $\mathbf{q}_0 := \mathbf{q}(t_0)$ e $\mathbf{q}_1 := \mathbf{q}(t_1)$, e dove abbiamo indicato con $(t_s, \mathbf{q}_s) = \phi((t, \mathbf{q}), s)$ le variabili lagrangiane e tempo trasformate, di modo che i punti estremali siano trasformati come $(t_i, \mathbf{q}_i) \mapsto (t_{i,s}, \mathbf{q}_{i,s})$, $i = 1, 2$.

Nella precedente definizione con “traiettoria fisica” intendiamo precisamente una traiettoria che soddisfa le equazioni del moto, ovvero una soluzione delle equazioni di Eulero–Lagrange: l’invarianza è richiesta quindi sulle soluzioni delle equazioni, condizione a volte indicata come “on shell” per contraddistinguere da condizioni imposte su *qualsivoglia* traiettoria, anche non fisica.

3.2. Teorema di Noether.

Possiamo ora enunciare il seguente teorema.

TEOREMA 3.2 (Noether). *Se un sistema lagrangiano ammette un gruppo ad un parametro di trasformazioni invertibili $\phi: \mathbb{R}^{n+1} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{n+1}$, di modo che $\phi(\bullet, s): (t, \mathbf{q}) \mapsto (t_s, \mathbf{q}_s)$, allora le equazioni di Lagrange corrispondenti hanno un integrale primo che in coordinate locali assume la forma*

$$I(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \boldsymbol{\xi} - \tau \dot{\mathbf{q}} \right\rangle + \tau \mathcal{L}, \quad \text{dove } \boldsymbol{\xi}(t, \mathbf{q}) := \left. \frac{d\mathbf{q}_s}{ds} \right|_{s=0}, \quad \tau(t, \mathbf{q}) := \left. \frac{dt_s}{ds} \right|_{s=0}.$$

DIMOSTRAZIONE. In un intorno sufficientemente piccolo di $s = 0$, possiamo riscrivere l'azione variata in termini del parametro temporale non trasformato, dato che $\lim_{s \rightarrow 0} t_s = t$ e, per via della nostra ipotesi di analiticità, $\lim_{s \rightarrow 0} \dot{t}_s = 1$. Pertanto per s sufficientemente piccolo possiamo riscrivere

$$\int_{t_0,s}^{t_1,s} \mathcal{L} \left(t_s, \mathbf{q}_s, \frac{d\mathbf{q}_s}{dt_s} \right) dt_s = \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L} \left(t_s, \mathbf{q}_s, \frac{d\mathbf{q}_s}{dt_s} \right) \dot{t}_s dt.$$

Imponiamo ora l'invarianza, in particolare calcolando la derivata in $s = 0$. Indichiamo d'ora in poi con $\mathbf{q}'_s := \frac{d\mathbf{q}_s}{dt_s}$ per brevità. Nell'ipotesi che l'argomento dell'integrale sia sufficientemente regolare e si possa integrare sotto il segno di integrale, la regola di Leibniz fornisce

$$\int_{t_0}^{t_1} \frac{d}{ds} [\mathcal{L}(t_s, \mathbf{q}_s, \mathbf{q}'_s) \dot{t}_s] \Big|_{s=0} dt = 0.$$

Abbiamo

$$(3.7) \quad \frac{d}{ds} [\mathcal{L}(t_s, \mathbf{q}_s, \mathbf{q}'_s) \dot{t}_s] \Big|_{s=0} = \left[\dot{t}_s \left(\left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{q}_s}, \frac{d\mathbf{q}_s}{ds} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{q}'_s}, \frac{d\mathbf{q}'_s}{ds} \right\rangle + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t_s} \frac{dt_s}{ds} \right) + \mathcal{L} \frac{d\dot{t}_s}{ds} \right] \Big|_{s=0} \\ = \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{q}}, \boldsymbol{\xi} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \frac{d\mathbf{q}'_s}{ds} \Big|_{s=0} \right\rangle + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} \tau + \mathcal{L} \dot{\tau}.$$

Come da ipotesi, abbiamo qui indicato

$$\tau(t, \mathbf{q}) := \frac{d t_s(t, \mathbf{q})}{ds} \Big|_{s=0}, \quad \boldsymbol{\xi}(t, \mathbf{q}) := \frac{d \mathbf{q}_s(t, \mathbf{q})}{ds} \Big|_{s=0}.$$

Occorre calcolare con una certa cura la derivata di $\mathbf{q}'_s = \frac{\dot{\mathbf{q}}_s}{\dot{t}_s}$ rispetto ad s . Scriviamo

$$\frac{d\mathbf{q}'_s}{ds} \Big|_{s=0} = \left(\frac{1}{\dot{t}_s} \frac{d\dot{\mathbf{q}}_s}{ds} - \frac{\dot{\mathbf{q}}_s}{\dot{t}_s^2} \frac{dt_s}{ds} \right) \Big|_{s=0} = \boldsymbol{\xi} - \dot{\tau} \dot{\mathbf{q}}$$

che ci permette di riscrivere

$$(3.8) \quad \frac{d}{ds} \left[\mathcal{L} \left(t_s, \mathbf{q}_s, \frac{d\mathbf{q}_s}{dt_s} \right) \dot{t}_s \right] \Big|_{s=0} = \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{q}}, \boldsymbol{\xi} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \boldsymbol{\xi} - \dot{\tau} \dot{\mathbf{q}} \right\rangle + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} \tau + \mathcal{L} \dot{\tau} = \\ = \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{q}}, \boldsymbol{\xi} - \tau \dot{\mathbf{q}} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \boldsymbol{\xi} - \dot{\tau} \dot{\mathbf{q}} - \tau \dot{\mathbf{q}} \right\rangle + \tau \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \dot{\mathbf{q}} \right\rangle + \tau \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{q}}, \dot{\mathbf{q}} \right\rangle + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} \tau + \mathcal{L} \dot{\tau} \\ = \frac{d}{dt} \left[\left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \boldsymbol{\xi} - \tau \dot{\mathbf{q}} \right\rangle + \tau \mathcal{L} \right],$$

dove abbiamo usato l'equazione di Lagrange $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{q}} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}$. Segue perciò che

$$\int_{t_0}^{t_1} \frac{d}{ds} \left[\mathcal{L} \left(t_s, \mathbf{q}_s, \frac{d\mathbf{q}_s}{dt_s} \right) \dot{t}_s \right] \Big|_{s=0} dt = 0 \iff I(\mathbf{q}(t_1), \dot{\mathbf{q}}(t_1), t_1) = I(\mathbf{q}(t_0), \dot{\mathbf{q}}(t_0), t_0).$$

Poiché la derivazione può essere fatta su ogni intervallo temporale (per esempio, su ogni intervallo $[t_0, t]$ con $t > t_0$), ciò che abbiamo ottenuto, in definitiva, è che la quantità

$$I(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) := \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \boldsymbol{\xi} - \tau \dot{\mathbf{q}} \right\rangle + \tau \mathcal{L}$$

si conserva nel tempo, dimostrando il teorema. \square

Consideriamo ora due classi di trasformazioni di particolare rilevanza. Iniziamo dal seguente

LEMMA 3.3. *Sia $\phi: (t, \mathbf{q}) \mapsto (t, \mathbf{q}_s)$, $s \in \mathbb{R}$ un gruppo ad un parametro di trasformazioni ammissibile per un sistema lagrangiano; l'ammissibilità di un tale gruppo equivale all'invarianza della lagrangiana sotto l'azione di ϕ , ovvero $\mathcal{L}(t, \mathbf{q}_s, \dot{\mathbf{q}}'_s) = \mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$.*

DIMOSTRAZIONE. Si noti che in questo caso $\mathbf{q}'_s = \dot{\mathbf{q}}_s$. Poiché l'uguaglianza $\int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) dt = \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(t, \mathbf{q}_s, \dot{\mathbf{q}}_s) dt$ deve valere per ogni intervallo $[t_0, t_1]$, questo implica l'uguaglianza degli argomenti di integrazione. \square

COROLLARIO 3.4. *Se il $\phi: (t, \mathbf{q}) \mapsto (t, \mathbf{q}_s)$ è un gruppo ad un parametro di trasformazioni che lascia invariata la lagrangiana, allora la quantità*

$$(3.9) \quad I(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) := \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \boldsymbol{\xi} \right\rangle, \quad \boldsymbol{\xi}(t, \mathbf{q}) := \left. \frac{d \mathbf{q}_s}{d s} \right|_{s=0}$$

è conservata.

Si può dimostrare che l'integrale primo non dipende dalla scelta delle coordinate locali.

Esempio 3.2 (Invarianza traslazionale) — Un primo esempio di applicazione riguarda il caso in cui la lagrangiana è invariante per traslazioni in una certa direzione \mathbf{r} , ovvero sotto l'azione di $\phi: (t, \mathbf{q}) \mapsto (t, \mathbf{q} + s\mathbf{r})$. In questo caso $\boldsymbol{\xi}(t, \mathbf{q}) = \mathbf{r}$ mentre $\tau(t, \mathbf{q}) = \mathbf{0}$, e la quantità conservata è

$$I = \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \boldsymbol{\xi} \right\rangle = \langle \mathbf{p}, \mathbf{r} \rangle,$$

ovvero la proiezione del momento coniugato \mathbf{p} lungo \mathbf{r} . Se in particolare la lagrangiana è invariante rispetto a *qualsivoglia* traslazione, allora \mathbf{p} si conserva. Come abbiamo già visto, \mathbf{p} contiene le componenti lagrangiane della quantità di moto, $p_a = \langle \mathbf{Q}, \partial_a \mathbf{x} \rangle$: se il moto avviene senza vincoli, allora $\mathbf{p} = \mathbf{Q}$. La conservazione della quantità di moto, quando valida, esprime precisamente l'omogeneità dello spazio in cui il moto avviene.

Esempio 3.3 (Invarianza rotazionale) — Supponiamo ora di disporre di un singolo punto materiale di massa m e soggetto ad un potenziale V , di modo che la sua lagrangiana sia data da

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) = \frac{1}{2} m \|\dot{\mathbf{x}}\|^2 - V(\mathbf{x}).$$

(in questo caso, poiché non assumiamo la presenza di vincoli, $\mathbf{q} \equiv \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$). Supponiamo inoltre che la lagrangiana sia invariante sotto rotazioni attorno al terzo asse, ovvero sotto l'azione di

$$\phi: (t, \mathbf{x}) \mapsto (t, \mathbf{R}(s)\mathbf{x}), \quad \mathbf{R}(s) = \begin{pmatrix} \cos s & -\sin s & 0 \\ \sin s & \cos s & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \mathbf{I} + s \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + o(s).$$

La matrice $\mathbf{R}(s)$ ruota il vettore \mathbf{x} di un angolo s attorno , per cui $\mathbf{R}(0) = \mathbf{I}$ e $\mathbf{R}(s_1)\mathbf{R}(s_2) = \mathbf{R}(s_1 + s_2)$. Utilizziamo ora il Lemma 3.1 per studiare la trasformazione sopra. Nel calcolo dell'invariante, abbiamo bisogno di

$$\boldsymbol{\xi}(\mathbf{x}) = \left. \frac{d(\mathbf{R}(s)\mathbf{x})}{ds} \right|_{s=0} = \mathbf{R}'(0)\mathbf{x}.$$

L'invariante è quindi

$$I = \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{x}}}, \mathbf{R}'(0)\mathbf{x} \right\rangle = m \langle \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{R}'(0)\mathbf{x} \rangle \equiv \langle \mathbf{Q}, \mathbf{R}'(0)\mathbf{x} \rangle,$$

dove \mathbf{Q} è la quantità di moto del punto materiale. La matrice derivata si calcola facilmente come

$$\mathbf{R}'(0) = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \mathbf{R}'(0)\mathbf{x} = \begin{pmatrix} -x_2 \\ x_1 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow I = \langle \mathbf{Q}, \mathbf{R}'(0)\mathbf{x} \rangle = x_1 Q_2 - Q_1 x_2 \equiv L_3$$

dove L_3 è la terza componente del momento angolare $\mathbf{L}_O = \mathbf{x} \wedge \mathbf{Q}$. Quello che abbiamo ottenuto quindi è che la quantità conservata è la proiezione del momento angolare nella direzione dell'asse della rotazione

che lascia invariata la lagrangiana. Se il sistema è invariante per qualsivoglia rotazione nello spazio, ovvero lo spazio è *isotropo*, il momento angolare si conserva.

Concludiamo con un importante gruppo di simmetrie dell'azione, quello relativo alle traslazioni temporali.

LEMMA 3.5. *Sia $\phi: (t, \mathbf{q}) \mapsto (t + s, \mathbf{q})$, $s \in \mathbb{R}$ un gruppo ad un parametro di trasformazioni ammisible per un sistema lagrangiano; l'ammissibilità di un tale gruppo equivale all'indipendenza (esplicita) dal tempo della lagrangiana, $\mathcal{L} \equiv \mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$.*

DIMOSTRAZIONE. Il lemma discende dal fatto che l'invarianza richiede

$$(3.10) \quad \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(t, \mathbf{q}(t), \dot{\mathbf{q}}(t)) dt = \int_{t_0+s}^{t_1+s} \mathcal{L}(t_s, \mathbf{q}(t_s - s), \dot{\mathbf{q}}(t_s - s)) dt_s = \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(t + s, \mathbf{q}(t), \dot{\mathbf{q}}(t)) dt \\ \Leftrightarrow \int_{t_0}^{t_1} (\mathcal{L}(t + s, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) - \mathcal{L}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})) dt = 0,$$

condizione che deve valere per ogni s e ogni intervallo $[t_0, t_1]$, da cui $\partial_t \mathcal{L} = 0$. \square

Il teorema di Noether ammette, per il suddetto gruppo di simmetria, il seguente importante corollario.

COROLLARIO 3.6. *Sia $\phi: (t, \mathbf{q}) \mapsto (t + s, \mathbf{q})$, $s \in \mathbb{R}$ un gruppo ad un parametro di trasformazioni ammmissible per un sistema lagrangiano; la quantità*

$$(3.11) \quad I(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \left\langle \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}, \dot{\mathbf{q}} \right\rangle - \mathcal{L} = \langle \mathbf{p}, \dot{\mathbf{q}} \rangle - \mathcal{L} \equiv \mathcal{H}.$$

è conservata.

Il funzionale \mathcal{H} ha una enorme importanza ed è detto *hamiltoniana*. Se su un sistema autonomo agiscono solo forze conservative, e quindi $\mathcal{L} = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{A}(\mathbf{q}) \dot{\mathbf{q}} \rangle - V(\mathbf{q})$, dove \mathbf{A} è la matrice cinetica e V è l'energia potenziale, si trova subito che

$$I = \frac{1}{2} \langle \dot{\mathbf{q}}, \mathbf{A}(\mathbf{q}) \dot{\mathbf{q}} \rangle + V(\mathbf{q}) \equiv E,$$

ovvero l'invariante associato all'invarianza per traslazioni temporali è l'*energia meccanica*, la cui conservazione può quindi essere vista come una sorta di conseguenza dell'omogeneità temporale.

Esempio 3.4 (Trasformazioni di gauge) — Le trasformazioni contemplate dal teorema di Noether non sono il solo tipo di trasformazione in grado, in generale, di lasciare invariate le equazioni di Eulero-Lagrange. Consideriamo per esempio la lagrangiana di un punto materiale carico in un campo elettromagnetico statico già vista in Eq. (2.4),

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) = \frac{1}{2} m \|\dot{\mathbf{x}}\|^2 - e \left(\varphi - \frac{1}{c} \langle \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{A} \rangle \right).$$

Se eseguiamo la trasformazione

$$\mathbf{A} \mapsto \mathbf{A} + \nabla g, \quad \varphi \mapsto \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial g}{\partial t},$$

dove $g \equiv g(t, \mathbf{x})$, la lagrangiana viene mappata in

$$\mathcal{L} \mapsto \mathcal{L} - \frac{e}{c} \frac{d g}{d t}.$$

La lagrangiana ha acquisito così un termine di derivata totale e quindi produce le stesse equazioni del moto a mezzo del principio di Hamilton. In effetti questo significa che il potenziale φ e il potenziale \mathbf{A} sono definiti a meno di una funzione arbitraria, ovvero una *gauge*, g che si può fissare arbitrariamente. Tuttavia questo tipo di trasformazione non è del tipo contemplato dal teorema: si tratta infatti di una simmetria “funzionale” che trasforma i campi in gioco, e i principi di conservazione ad esso legati necessitano di una trattazione più generale di quella qui presentata.

CAPITOLO 4

Meccanica del corpo rigido

1. Cinematica del moto rigido

1.1. Spazio delle configurazioni.

Cominciamo con la seguente

DEFINIZIONE 1.1 (Corpo rigido). Un sistema di $n \geq 2$ punti materiali $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$ è un sistema rigido se, per ogni $P_i, P_j \in \mathcal{S}$, la quantità $\|\overrightarrow{P_i(t)P_j(t)}\| > 0$ è costante durante il moto.

La definizione è da intendersi automaticamente estesa al caso in cui il numero di punti materiali N è *numerabilmente infinito*. Nel seguito supporremo quasi sempre $N > 2$ e assumeremo che il sistema sia dotato di almeno tre punti non allineati, siano essi $\{O_*, P_1, P_2\}$, in posizione rispettivamente $\mathbf{x}_*(t)$, $\mathbf{x}_1(t)$, $\mathbf{x}_2(t)$ rispetto ad una origine $O(t)$ al tempo t , ovvero tali che $(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_*) \wedge (\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_*) \neq \mathbf{0}$. È possibile da essi costruire un riferimento cartesiano, per esempio scegliendo la linea universo associata ad O_* come origine e adottando una base ottenuta ortonormalizzando la terna (in generale mobile)

$$\{\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_*, \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_*, (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_*) \wedge (\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_*)\} \subset \text{Ker}(\tau).$$

Chiamata $\hat{\mathbf{e}}_1(t)\hat{\mathbf{e}}_2(t)\hat{\mathbf{e}}_3(t)$ la base mobile così ottenuta, il riferimento $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ è un riferimento *solidale* al sistema rigido, ovvero, tutti i punti del sistema rigido sono solidali al riferimento: indicheremo con un apice $*$ le quantità riferite al sistema solidale.

Esercizio 4.1 — Dimostrare che sotto l'ipotesi di rigidità tutti i punti del sistema rigido sono solidali al riferimento costruito.

Supponiamo di disporre di un riferimento generico $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ in cui vogliamo descrivere il moto, non necessariamente inerziale, ma che viene a cui ci riferiremo come “fisso” (per distinguerlo dal riferimento solidale). Indichiamo d'ora in poi con $\mathbf{x} := \sum_{a=1}^3 x_a \hat{\mathbf{i}}_a(t)$ e con $\mathbf{x}^*(t) = \sum_{a=1}^3 x_a^*(t) \hat{\mathbf{e}}_a$ la posizione di un generico punto P rispetto ad O ed O_* rispettivamente. In questo modo, $\mathbf{x} = (x_k)_{k=1}^3$ sono le sue coordinate nel riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$, mentre $\mathbf{x}_* = (x_k^*)_{k=1}^3$ sono le sue coordinate nel riferimento $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$. Sappiamo che vale una relazione nella forma

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_*(t) + \mathbf{R}_*(t)\mathbf{x}^*(t),$$

dove $\mathbf{R}_*(t) \in \text{SO}(3)$ (assumendo che riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ e solidale siano orientati in maniera concorde). Il generico punto $P_k \in \mathcal{S}$ del sistema rigido ha la proprietà di avere un vettore di coordinate \mathbf{x}_k^* *indipendente dal tempo*, essendo solidale al riferimento. In altre parole, per un punto del sistema l'equazione generica ha la forma

$$\mathbf{x}_k(t) = \mathbf{x}_*(t) + \mathbf{R}_*(t)\mathbf{x}_k^*.$$

Conoscere l'evoluzione della configurazione di un sistema rigido equivale perciò a conoscere la sua configurazione in un sistema di riferimento solidale in un dato istante e la legge del cambio di riferimento che permette di passare a detto sistema solidale, ovvero a conoscere $\{\mathbf{x}_k^*\}_{k=1}^N$, $\mathbf{x}_*(t)$ e $\mathbf{R}_*(t)$. Risulta quindi che il numero di variabili da tracciare *dinamicamente* per studiare l'evoluzione del sistema sono le tre coordinate \mathbf{x}_* e i tre parametri necessari per studiare l'evoluzione di $\mathbf{R}_*(t)$.

PROPOSIZIONE 1.1. *Lo spazio delle configurazioni di un sistema rigido di punti nello spazio euclideo tridimensionale che contenga almeno tre punti non allineati è $\mathbb{R}^3 \times \text{SO}(3)$.*

Indicheremo con un punto le derivate rispetto al riferimento “fisso” $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$. Allora, esisterà un vettore velocità angolare¹ $\boldsymbol{\omega}(t)$ tale che

$$\dot{\hat{\mathbf{e}}}_a = \boldsymbol{\omega}(t) \wedge \hat{\mathbf{e}}_a, \quad a = 1, \dots, 3.$$

Indicheremo invece con $\mathbf{v}' = \left. \frac{d}{dt} \mathbf{v} \right|_*$ la derivata rispetto al tempo di un generico vettore \mathbf{v} nel riferimento solidale, ovvero a base solidale tenuta fissa.

1.1.1. *Corpi continui e densità.* Nelle applicazioni, un sistema rigido è spesso costituito da molti punti materiali, in numero talvolta così grande da rendere necessaria l’introduzione di un *modello continuo* della distribuzione delle loro masse. Tale distribuzione viene matematizzata introducendo una funzione *densità*, ovvero una funzione

$$\rho: \mathbb{A} \rightarrow \mathbb{R}_0^+.$$

Questa funzione viene identificata a tutti gli effetti con un corpo continuo. Se O è un evento origine, e $\Sigma_t = \{E \in \mathbb{A} \mid \tau(\overrightarrow{OE}) = t\}$ è lo spazio al tempo t , questa funzione identifica la porzione di spazio occupata dal corpo,

$$\mathcal{B}(t) = \{E \in \Sigma_t \mid \rho(E) > 0\}.$$

Si assume tipicamente che $\mathcal{B}(t)$ sia un compatto in Σ_t . Su questa porzione di spazio introduciamo una partizione $\mathcal{P}_N := \{V_k\}_{k=1}^N$ in N sottoinsiemi disgiunti, di modo che il volumetto V_k contenga un evento campione $E_k \in V_k$; questo volumetto ha una misura indotta dal prodotto scalare in $\text{Ker}(\tau)$ che indicheremo con $|V_k|$. Consideriamo in particolare una partizione in cui $\forall k, |V_k| < \delta$. Detta $f: \mathbb{A} \rightarrow \mathbb{R}$ una generica funzione scalare, il suo *integrale pesato* da ρ su $\mathcal{B}(t)$ può essere definito come il limite

$$\int_{\mathcal{B}(t)} f(E) \rho(E) dE = \lim_{\delta \rightarrow 0} \sum_{k=1}^N \rho(E_k) |V_k|.$$

In questo modo, possiamo scrivere in forma integrale una serie di quantità di interesse. Per esempio, la *massa* al tempo t è definita da

$$m(t) := \int_{\mathcal{B}(t)} \rho(E) dE,$$

mentre la posizione del centro di massa G al tempo t rispetto ad un evento simultaneo $P \in \Sigma_t$ è data da

$$\overrightarrow{PG(t)} = \frac{1}{m(t)} \int_{\mathcal{B}(t)} \overrightarrow{PE} \rho(E) dE.$$

Noi assumeremo sempre una massa totale *costante*.

Possiamo ora dare la seguente

DEFINIZIONE 1.2 (Continuo rigido). Un *corpo continuo rigido* è un corpo di densità ρ tale per cui esiste un riferimento, detto solidale, che ammette una rappresentazione della densità indipendente dal tempo. Ovvero, se secondo tale riferimento $E \in \mathbb{A} \mapsto (t, \mathbf{x}) \in \mathbb{R}^4$, allora la densità dipende dalle sole coordinate spaziali, $\rho(E) \equiv \rho(\mathbf{x})$.

Nel seguito deriveremo molte relazioni per sistemi rigidi di punti. Come regola empirica, ogni formula introdotta per il caso “discreto” può essere applicata al caso continuo sostituendo $\sum_k m_k \mapsto \int_{\mathcal{B}(t)} \rho(t, \mathbf{x}) d\mathbf{x}$, dove la densità ρ andrà espressa nel riferimento di coordinate corretto in uso.

1.2. Atto di moto rigido. Enunciamo il seguente fondamentale fatto.

TEOREMA 1.2. *Sia dato un riferimento fisso $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ e siano dati due generici punti P_i e P_j di un sistema rigido che si muove con velocità angolare $\boldsymbol{\omega}$ rispetto al riferimento fisso; vale la relazione*

$$\dot{\mathbf{x}}_i = \dot{\mathbf{x}}_j + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j).$$

¹Usiamo qui una notazione più snella rispetto a quella del primo capitolo.

DIMOSTRAZIONE. Dati due punti P_i e P_j del sistema rigido,

$$\dot{\mathbf{x}}_i - \dot{\mathbf{x}}_j = \dot{\mathbf{x}}'_i + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_i - \dot{\mathbf{x}}'_j - \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_j \Rightarrow \dot{\mathbf{x}}_i = \dot{\mathbf{x}}_j + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j),$$

dove abbiamo usato il fatto che le velocità dei due punti nel riferimento solidale sono nulle, ovvero $\dot{\mathbf{x}}'_i = \dot{\mathbf{x}}'_j = \mathbf{0}$. \square

Il moto del riferimento solidale, e quindi quello del sistema rigido, è puramente traslatorio rispetto a $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ se e solo se $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{0}$: in tal caso il teorema precedente si riduce alla condizione che tutti i punti del corpo hanno la stessa velocità. Come si nota, data la velocità $\dot{\mathbf{x}}_i$ di uno specifico punto materiale P_i del sistema rigido, la formula può essere utilizzata per definire un *campo di velocità*,

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \dot{\mathbf{x}}_i + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{x}_i),$$

che associa ad ogni punto dello spazio individuato dal vettore \mathbf{x} un vettore velocità $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ che corrisponde alla velocità che *avrebbe* un punto materiale in posizione \mathbf{x} solidale col sistema rigido. La formula sopra implica anche

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \mathbf{v}(\mathbf{y}) + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{y}).$$

Il campo $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ si dice *atto di moto* del sistema rigido. Esso è caratterizzato da un *invariante*, detto *invariante cinematico*, ovvero una quantità indipendente dalla posizione e definita come

$$\mathcal{I} = \langle \boldsymbol{\omega}, \mathbf{v}(\mathbf{x}) \rangle.$$

Inoltre, se $\boldsymbol{\omega} \neq \mathbf{0}$, esiste, in un atto di moto rigido, uno speciale luogo geometrico, individuato dal seguente

TEOREMA 1.3 (Mozzi–Chasles). *Si consideri un atto di moto rigido $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ avente $\boldsymbol{\omega} \neq \mathbf{0}$ ad un certo istante. Allora esiste instantaneamente un asse, detto asse instantaneo di moto, parallelo a $\boldsymbol{\omega}$, i cui punti sono associati ad un vettore $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ parallelo a $\boldsymbol{\omega}$ e di norma minima.*

DIMOSTRAZIONE. Sia $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ la velocità di un atto di moto rigido in un punto \mathbf{x} : essa avrà in generale una componente parallela ad $\boldsymbol{\omega}$ ed una ortogonale ad essa. Cerchiamo il punto \mathbf{y} tale che $\langle \mathbf{y} - \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega} \rangle = \mathbf{0}$ e che appartenga all'asse cercato, ovvero tale per cui $\mathbf{v}(\mathbf{y}) \wedge \boldsymbol{\omega} = \mathbf{0}$:

$$(4.1) \quad \begin{aligned} \mathbf{0} = \mathbf{v}(\mathbf{y}) \wedge \boldsymbol{\omega} &= (\mathbf{v}(\mathbf{x}) + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{y})) \wedge \boldsymbol{\omega} = \\ &= \mathbf{v}(\mathbf{x}) \wedge \boldsymbol{\omega} + \|\boldsymbol{\omega}\|^2(\mathbf{y} - \mathbf{x}) - \langle \mathbf{y} - \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega} \rangle \boldsymbol{\omega} = \mathbf{v}(\mathbf{x}) \wedge \boldsymbol{\omega} + \|\boldsymbol{\omega}\|^2(\mathbf{y} - \mathbf{x}), \end{aligned}$$

dove abbiamo usato l'identità $\mathbf{a} \wedge (\mathbf{b} \wedge \mathbf{c}) = \mathbf{b} \langle \mathbf{a}, \mathbf{c} \rangle - \mathbf{c} \langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \rangle$. Ciò significa che

$$\mathbf{y} - \mathbf{x} = \frac{\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{v}(\mathbf{x})}{\|\boldsymbol{\omega}\|^2}.$$

Pertanto un punto \mathbf{z} dell'asse con direzione $\boldsymbol{\omega}$ è individuato in generale da un vettore

$$(4.2) \quad \mathbf{z} = \mathbf{x} + \frac{\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{v}(\mathbf{x})}{\|\boldsymbol{\omega}\|^2} + \lambda \boldsymbol{\omega}$$

per un qualche valore $\lambda \in \mathbb{R}$. L'equazione precedente fornisce, al variare di λ , tutti i punti dell'asse di moto. Tali punti hanno per costruzione una velocità parallela a $\boldsymbol{\omega}$. D'altra parte $\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \mathbf{v}(\mathbf{y}) + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{y})$, da cui, essendo $\mathbf{v}(\mathbf{y})$ e $\boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{y})$ ortogonali, $\|\mathbf{v}(\mathbf{x})\|^2 = \|\mathbf{v}(\mathbf{y})\|^2 + \|\boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{y})\|^2 \geq \|\mathbf{v}(\mathbf{y})\|^2$: i punti sull'asse di moto hanno velocità in modulo minima. \square

Nell'ipotesi $\boldsymbol{\omega} \neq \mathbf{0}$, se $\mathcal{I} \neq 0$ l'atto di moto si dice *elicoideale*. Viceversa, se $\mathcal{I} = \langle \boldsymbol{\omega}, \mathbf{v}(\mathbf{y}) \rangle = 0$ per un generico punto \mathbf{y} dell'asse di moto, ciò significa che $\mathbf{v}(\mathbf{y})$ è nullo (dovendo esso essere parallelo a $\boldsymbol{\omega}$): in questo caso l'atto di moto si dice *rotatorio*, e ogni altro punto \mathbf{x} ha velocità $\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{y})$. Questa formula implica anche $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ è sempre ortogonale a $\boldsymbol{\omega}$. È questo il caso di *moti piani*, in cui le velocità dei punti del sistema rigido sono in un sottospazio vettoriale bidimensionale di $\text{Ker}(\tau)$: dal fatto che $\mathbf{v}(\mathbf{x}) - \mathbf{v}(\mathbf{y})$ deve essere ortogonale ad $\boldsymbol{\omega}$, segue che l'asse di moto è ortogonale a tale piano.

Durante l'evoluzione del moto, l'asse di moto può naturalmente cambiare ed in effetti descrive un luogo geometrico detto *rigata*, ovvero una superficie esprimibile come unione di rette. Supponendo di avere, come sopra, un riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ “fisso” ed un riferimento solidale $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$, vale la seguente definizione.

DEFINIZIONE 1.3. Si dice *rigata fissa* di un moto rigido il luogo geometrico delle rette che assumono il ruolo di asse istantaneo di moto durante l'evoluzione rispetto al riferimento fisso. Si dice *rigata mobile* il luogo geometrico delle rette che assumono il ruolo di asse istantaneo di moto rispetto al riferimento solidale.

1.2.1. Rotolamento. Siano ora dati due sistemi rigidi, ciascuno dei quali costituito da un insieme infinito di punti che occupa una sottovarietà regolare immersa in \mathbb{R}^3 . Siano \mathcal{B}_1 e $\mathcal{B}_2(t)$ le due sottovarietà corrispondenti ai due sistemi, entrambe di dimensione strettamente minore di 3: assumeremo che la sottovarietà \mathcal{B}_1 sia fissa rispetto a $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$, mentre la seconda non lo è. Le due sottovarietà condividono in ogni istante t un unico *punto di tangenza* individuato dal vettore \mathbf{x}_c , dipendente eventualmente dal tempo. La posizione \mathbf{x}_c può essere occupata, nel tempo, da diversi punti materiali dei due sistemi rigidi. Sia ora $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ il riferimento mobile solidale con \mathcal{B}_2 di velocità angolare $\boldsymbol{\omega}$ rispetto a $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$, di modo che \mathbf{x}_* sia, come sopra, la posizione di O_* rispetto ad O . Sappiamo che vale la seguente relazione tra le velocità del punto di tangenza nei due riferimenti:

$$\dot{\mathbf{x}}_c = \dot{\mathbf{x}}'_c + \dot{\mathbf{x}}_* + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x}_c - \mathbf{x}_*).$$

Si noti che la differenza di velocità del punto di contatto i due riferimento $\dot{\mathbf{x}}_c - \dot{\mathbf{x}}'_c$, detta anche *velocità di slittamento*, è esattamente pari al valore dell'atto di moto $\mathbf{v}(\mathbf{x}_c)$ associato al moto rigido di \mathcal{B}_2 , essendo O_* solidale. Se $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{0}$, il moto si dice *di puro slittamento*. Se vale invece la condizione

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}_c) = \dot{\mathbf{x}}_* + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x}_c - \mathbf{x}_*) = \mathbf{0},$$

il moto si dice *di rotolamento puro*: in questo caso, il punto di contatto si muove con la stessa velocità nei due riferimenti, ovvero percorre cammini di lunghezza uguale in tempi uguali sia nel riferimento fisso che nel riferimento mobile. Il punto materiale di \mathcal{B}_2 che occupa la posizione \mathbf{x}_c in un certo istante è *istantaneamente fermo* dato che la sua velocità è proprio $\mathbf{v}(\mathbf{x}_c)$. Questo significa che le forze agenti su tale punto hanno *potenza nulla* e di conseguenza un moto di rotolamento puro non dissipà energia meccanica nel punto di contatto, nonostante il vincolo sia non liscio.

Poiché il punto di contatto si muove sulle due sottovarietà con uguale velocità, esso descriverà su di esse curve di lunghezze uguali in tempi uguali. Nel caso specifico in cui le due sottovarietà sono due *curve*, richiedere che valga la condizione di rotolamento puro equivale a richiedere la validità di un vincolo *olonomo*: l'uguaglianza delle lunghezze percorse sulle due curve in ugual tempo si traduce immediatamente in un vincolo posizionale. Vediamo un esempio.

Esempio 4.1 (Anello rigido che rotola) — Sia dato un riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ e consideriamo un anello rigido $\mathcal{B}_2(t)$ di raggio R che rotola senza strisciare lungo una guida orizzontale \mathcal{B}_1 , ovvero due sottovarietà unidimensionali nella forma

$$\mathcal{B}_1 = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 \mid \mathbf{x} = u\hat{\mathbf{i}}_1, u \in \mathbb{R}\}, \quad \mathcal{B}_2(t) = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 \mid \mathbf{x} = (s(t) + R\cos\alpha(t))\hat{\mathbf{i}}_1 + (R + R\sin\alpha(t))\hat{\mathbf{i}}_2, \alpha \in [0, 2\pi]\}$$

dove in \mathcal{B}_2 appare una funzione che assumiamo nota e differenziabile con continuità $s: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$, che esprime la traslazione dell'anello nella direzione di $\hat{\mathbf{i}}_1$, e un parametro $\alpha: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ che parametrizza la rotazione dell'anello attorno al suo centro. Il punto di tangenza tra le due sottovarietà è $\mathbf{x}_c = s\hat{\mathbf{i}}_1$. Scegliamo ora un riferimento $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ solidale con \mathcal{B}_2 , scegliendo come origine il centro dell'anello, individuato da $\mathbf{x}_* = s\hat{\mathbf{i}}_1 + R\hat{\mathbf{i}}_2$, e come base

$$\hat{\mathbf{e}}_1 = \cos\alpha\hat{\mathbf{i}}_1 + \sin\alpha\hat{\mathbf{i}}_2, \quad \hat{\mathbf{e}}_2 = -\sin\alpha\hat{\mathbf{i}}_1 + \cos\alpha\hat{\mathbf{i}}_2, \quad \hat{\mathbf{e}}_3 = \hat{\mathbf{i}}_3.$$

Si tratta di un riferimento rototraslante rispetto a quello fisso, che mantiene il terzo asse parallelo a se stesso, per cui $\boldsymbol{\omega} = \dot{\alpha}\hat{\mathbf{i}}_3 = \dot{\alpha}\hat{\mathbf{e}}_3$. Assumiamo ora che l'anello rotoli di rotolamento puro sulla guida, e vediamo quali conseguenze ha questa assunzione. È richiesto che

$$\mathbf{0} = \dot{\mathbf{x}}_c + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x}_c - \mathbf{x}_*) = \ddot{s}\hat{\mathbf{i}}_1 + \dot{\alpha}\hat{\mathbf{i}}_3 \wedge (-R\hat{\mathbf{i}}_2) = (\dot{s} + \dot{\alpha}R)\hat{\mathbf{i}}_3,$$

ovvero $\dot{s} = -R\dot{\alpha}$. Indicando con $s(0) = s_0$ e $\alpha(0) = \alpha_0$ i valori di s e α per $t = 0$, ciò significa

$$s(t) = s(0) - R\alpha(t) + R\alpha(0),$$

che esprime esattamente il fatto che in un intervallo temporale t il punto di contatto esegue un cammino di lunghezza $|s(t) - s(0)|$ su \mathcal{B}_2 e di uguale lunghezza $R|\alpha(t) - \alpha(0)|$ su \mathcal{B}_2 : come si vede la condizione di vincolo sulle velocità si è tradotta in una condizione di vincolo sulle posizioni.

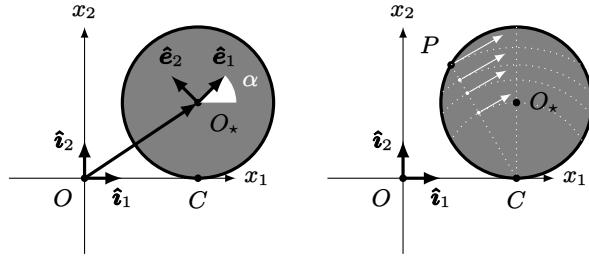


FIGURA 1. Anello che rotola di rotolamento puro. Il punto di contatto C è istantaneamente fermo ed è centro istantaneo di rotazione.

Osserviamo ora che tutti i punti dell'anello si muovono nel piano, per cui le loro velocità sono sempre ortogonali a ω : l'asse di moto è quindi ortogonale al piano e l'atto di moto è di tipo *rotatorio*. Il punto di B_1 che occupa la posizione individuata dal vettore \mathbf{x}_c è istantaneamente *fermo* rispetto a $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ e dunque è esattamente il punto in cui l'asse di moto interseca il piano in cui giace l'anello. Si dice che il punto individuato da \mathbf{x}_c è un *centro istantaneo di rotazione*.

1.2.2. Rotolamento delle rigate. Le rigate generate dall'evoluzione di un asse istantaneo di moto sono in una interessante relazione cinematica. Vale infatti il seguente teorema.

TEOREMA 1.4. *In un moto rigido generico la rigata solidale rotola sulla rigata fissa.*

DIMOSTRAZIONE. Il *rotolamento* tra le rigate equivale alla loro tangenza in ogni istante. Dato un punto P in posizione \mathbf{x} , abbiamo già mostrato che un generico punto \mathbf{y} dell'asse istantaneo di moto è individuato da

$$\mathbf{y} = \mathbf{x} + \frac{\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}}{\|\boldsymbol{\omega}\|^2} + \lambda \boldsymbol{\omega}, \quad \lambda \in \mathbb{R}.$$

Le rigate sono generate dal moto di questa retta rispetto al “riferimento fisso” $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ e rispetto al riferimento mobile $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ rispettivamente: istante per istante questa retta è condivisa dai due luoghi geometrici e un punto generico \mathbf{y} dell'asse di moto è un punto di contatto. Sappiamo che la velocità di slittamento di questo punto è

$$\mathbf{v}(\mathbf{y}) = \mathbf{v}(\mathbf{x}) + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{y} - \mathbf{x}).$$

Questa quantità è anche uguale alla differenza $\dot{\mathbf{y}} - \dot{\mathbf{y}'}$ tra la velocità del punto della rigata nel riferimento fisso e la velocità dello stesso punto nel riferimento mobile. Le due velocità sono tangenti rispettivamente alle due rigate, fissa e mobile, poiché \mathbf{y} si muove sulle rigate per definizione: ne segue che anche $\mathbf{v}(\mathbf{y})$ è tangente ad entrambe le rigate. Se $\dot{\mathbf{y}}$ e $\dot{\mathbf{y}'}$ sono paralleli e non nulli (caso che include $\mathbf{v}(\mathbf{y}) = \mathbf{0}$), le traiettorie di \mathbf{y} sulle due rigate sono tangenti, e quindi le rigate stesse sono tangenti. Se invece $\dot{\mathbf{y}}$ e $\dot{\mathbf{y}'}$ non sono paralleli, distinguiamo due casi. Se una delle due velocità è nulla, sia $\dot{\mathbf{y}'} = \mathbf{0}$, e l'altra non lo è, sia $\dot{\mathbf{y}} \neq \mathbf{0}$, allora $\dot{\mathbf{y}} = \mathbf{v}(\mathbf{y})$, e dunque $\dot{\mathbf{y}}$ è tangente ad entrambe le rigate. Se nessuna delle due velocità è nulla, possiamo considerare il piano Π generato da $\mathbf{v}(\mathbf{y})$ e $\dot{\mathbf{y}}$ passante per \mathbf{y} : questo piano è tangente alla rigata fissa, per costruzione ($\dot{\mathbf{y}}$ e $\mathbf{v}(\mathbf{y})$ sono tangenti alla rigata fissa), ma anche alla rigata mobile dato che passa per \mathbf{y} e contiene sia $\mathbf{v}(\mathbf{y})$ che $\dot{\mathbf{y}} = \dot{\mathbf{y}} - \mathbf{v}(\mathbf{y})$, due vettori non paralleli tangenti ad essa. \square

Nel caso dei cosiddetti *moti piani*, l'asse di moto si mantiene ortogonale al campo di velocità in ogni punto: se il sistema rigido è costituito da punti che giacciono nello stesso piano Π , l'intersezione tra rigata fissa e Π è detta *base*, mentre l'intersezione tra rigata mobile e Π è detta *rulletta*. Se in un certo istante t $\mathbf{v}(\mathbf{x}_1)$ e $\mathbf{v}(\mathbf{x}_2)$ sono i valori dell'atto di moto in due punti \mathbf{x}_1 e \mathbf{x}_2 , poiché entrambe queste quantità sono ortogonali a $\boldsymbol{\omega}$, è sufficiente tracciare le normali ad entrambe in Π passanti per \mathbf{x}_1 e \mathbf{x}_2 per individuare l'intersezione tra l'asse di moto e Π , detto *centro istantaneo di rotazione*. Poiché in questo caso $\mathcal{I} = 0$, vale il seguente

COROLLARIO 1.5. *Dato un moto rigido piano, base e rulletta sono in moto di rotolamento puro relativo.*

Esempio 4.2 — Nell'esempio di un anello che rotola su una guida orizzontale, la guida costituisce la base, mentre l'anello è la rulletta.

2. Aspetti dinamici del moto rigido

2.1. Tensor d'inerzia. Sia $\mathcal{S} = \{P_k\}_{k=1}^N$ un sistema rigido, e indichiamo con \mathbf{x}_k la posizione di P_k , di massa m_k , rispetto ad un riferimento fisso $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$. Il sistema rigido è in moto, di modo che un sistema di riferimento ad esso solidale $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ abbia velocità angolare $\boldsymbol{\omega}$ rispetto al riferimento fisso. Indichiamo con \mathbf{x}_* la posizione di O_* rispetto ad O . Sappiamo che

$$\dot{\mathbf{x}}_k = \dot{\mathbf{x}}_* + \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_*) \equiv \dot{\mathbf{x}}_* + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^*,$$

dove $\mathbf{x}_k^* := \mathbf{x}_k - \mathbf{x}_*$ è la posizione di P_k rispetto ad O_* . Vediamo ora come esprimere alcune quantità notevoli legate al moto rigido, a cominciare dall'energia cinetica. Abbiamo

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k \|\dot{\mathbf{x}}_k\|^2 = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k \|\dot{\mathbf{x}}_* + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^*\|^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k \|\dot{\mathbf{x}}_*\|^2 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k \|\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^*\|^2 + \sum_{k=1}^N m_k \langle \dot{\mathbf{x}}_*, \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^* \rangle \\ &= \frac{1}{2} m \|\dot{\mathbf{x}}_*\|^2 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k \|\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^*\|^2 + m \langle \dot{\mathbf{x}}_*, \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_G^* \rangle. \end{aligned}$$

Qui abbiamo identificato con $m = \sum_{k=1}^N m_k$ la massa totale del sistema, e identificato la posizione del centro di massa G nel riferimento solidale $\mathbf{x}_G^* := \frac{1}{m} \sum_{k=1}^N m_k \mathbf{x}_k^*$. Il termine in sommatoria nell'espressione precedente può essere reso più compatto scrivendo

$$\sum_{k=1}^N m_k \|\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^*\|^2 = \sum_{k=1}^N m_k \langle \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^*, \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^* \rangle = \left\langle \boldsymbol{\omega}, \sum_{k=1}^N m_k \mathbf{x}_k^* \wedge (\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_k^*) \right\rangle \equiv \langle \boldsymbol{\omega}, \mathbf{I}_* \boldsymbol{\omega} \rangle,$$

dove abbiamo usato l'identità $\langle \mathbf{a} \wedge \mathbf{b}, \mathbf{c} \rangle = \langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \wedge \mathbf{c} \rangle$ e introdotto l'*operatore \mathbf{I}_** : $\text{Ker}(\tau) \mapsto \text{Ker}(\tau)$ detto *omografia o tensore di inerzia del sistema rigido rispetto ad O_** ,

$$\mathbf{I}_*: \mathbf{v} \mapsto \sum_{k=1}^N m_k \mathbf{x}_k^* \wedge (\mathbf{v} \wedge \mathbf{x}_k^*).$$

Più in generale, dato un punto P solidale col sistema rigido

$$\mathbf{I}_P: \mathbf{v} \mapsto \sum_{k=1}^N m_k \overrightarrow{PP_k} \wedge (\mathbf{v} \wedge \overrightarrow{PP_k}).$$

Nel seguito sarà spesso utile l'identità vettoriale $\mathbf{a} \wedge (\mathbf{b} \wedge \mathbf{c}) = \mathbf{b} \langle \mathbf{a}, \mathbf{c} \rangle - \mathbf{c} \langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \rangle$, che permette per esempio di riscrivere la formula precedente come

$$\mathbf{I}_P: \mathbf{v} \mapsto \sum_{k=1}^N m_k \left(\|\overrightarrow{PP_k}\|^2 \mathbf{v} - \langle \overrightarrow{PP_k}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{PP_k} \right).$$

In generale, l'operatore sopra dipende dal tempo, a meno che P non si muova di moto solidale con il sistema rigido: in questo caso, l'operatore sarà definito in termini di sole quantità indipendenti dal tempo. Si tratta di un *operatore lineare* che dipende dalla disposizione dei punti del corpo rigido in un sistema solidale centrato in O_* . Abbiamo così dimostrato la seguente

PROPOSIZIONE 2.1. *L'energia cinetica di un corpo rigido di massa m rispetto ad un riferimento $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ si può esprimere come*

$$(4.3a) \quad T = \frac{1}{2} m \|\dot{\mathbf{x}}_*\|^2 + m \langle \dot{\mathbf{x}}_*, \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{x}_G^* \rangle + \frac{1}{2} \langle \boldsymbol{\omega}, \mathbf{I}_* \boldsymbol{\omega} \rangle$$

dove, dato un riferimento solidale $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ di velocità angolare $\boldsymbol{\omega}$, \mathbf{x}_* è il vettore che identifica la posizione di O_* , \mathbf{x}_G^* la posizione del centro di massa G del sistema rigido e \mathbf{I}_* è l'operatore di tensore d'inerzia rispetto ad O_* . In particolare scegliendo $O_* \equiv G$ si ha

$$(4.3b) \quad T = \frac{1}{2}m\|\dot{\mathbf{x}}_G\|^2 + \frac{1}{2}\langle\boldsymbol{\omega}, \mathbf{I}_G\boldsymbol{\omega}\rangle.$$

L'energia cinetica non è l'unica quantità di interesse in cui compare l'operatore di tensore di inerzia. Calcoliamo, per esempio, il *momento angolare* di del sistema rigido rispetto al centro di massa G del corpo rigido. Dobbiamo stimare

$$(4.4) \quad \mathbf{L}_G = \sum_{k=1}^N (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_G) \wedge (m_k \dot{\mathbf{x}}_k) = \sum_{k=1}^N (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_G) \wedge (m_k \dot{\mathbf{x}}_G + m_k \boldsymbol{\omega} \wedge (\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_G)) = \mathbf{I}_G \boldsymbol{\omega}.$$

A mezzo della legge di cambiamento di polo, e introducendo la quantità di moto $\mathbf{Q} = m\dot{\mathbf{x}}_G$, possiamo scrivere il momento angolare rispetto a qualsivoglia altro polo come

$$\mathbf{L}_P = (\mathbf{x}_G - \mathbf{x}_P) \wedge \mathbf{Q} + \mathbf{L}_G = (\mathbf{x}_G - \mathbf{x}_P) \wedge \mathbf{Q} + \mathbf{I}_G \boldsymbol{\omega}.$$

Abbiamo così ottenuto il seguente risultato.

PROPOSIZIONE 2.2. *Dato un sistema rigido S di velocità angolare $\boldsymbol{\omega}$ e centro di massa G e generico punto P individuato da \mathbf{x}_P ,*

$$(4.5) \quad \mathbf{L}_P = \mathbf{I}_G \boldsymbol{\omega} + (\mathbf{x}_G - \mathbf{x}_P) \wedge \mathbf{Q},$$

dove \mathbf{Q} è la quantità di moto del sistema e \mathbf{I}_G è il tensore di inerzia rispetto a G . In particolare, scegliendo $P \equiv G$, $\mathbf{L}_G = \mathbf{I}_G \boldsymbol{\omega}$.

Il tensore di inerzia rispetto al centro di massa \mathbf{I}_G è quindi una applicazione lineare che mappa $\boldsymbol{\omega}$ nel momento angolare \mathbf{L}_G : si noti che questi due vettori *non* sono in generale paralleli.

COROLLARIO 2.3. *L'energia cinetica di un corpo rigido di massa m e momento angolare \mathbf{L}_G rispetto al centro di massa G si può scrivere come*

$$T = \frac{1}{2}m\|\dot{\mathbf{x}}_G\|^2 + \frac{1}{2}\langle\boldsymbol{\omega}, \mathbf{L}_G\rangle.$$

Dai due teoremi di König discende inoltre che $\mathbf{I}_G \boldsymbol{\omega}$ e $\frac{1}{2}\langle\boldsymbol{\omega}, \mathbf{I}_G \boldsymbol{\omega}\rangle$ sono precisamente il momento angolare rispetto a G e l'energia cinetica del sistema rigido in un riferimento traslante rispetto a $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ e centrato in G .

Per un corpo rigido continuo $\mathcal{B}(t)$ di densità ρ potremo definire le quantità che abbiamo introdotto sopra. Per esempio, il tensore di inerzia al tempo t rispetto ad un generico punto $P \in \Sigma_t$, fatta temporale corrispondente al tempo t , si scrive

$$(4.6) \quad \mathbf{I}_P : \mathbf{v} \mapsto \mathbf{I}_P \mathbf{v} = \int_{\mathcal{B}(t)} \overrightarrow{PE} \wedge (\mathbf{v} \wedge \overrightarrow{PE}) \rho(E) dE.$$

Questa quantità dipende in generale dal tempo a meno che P non sia solidale col corpo rigido, di modo che una volta espressa in un sistema di coordinate solidale la dipendenza temporale scompaia da tutte le quantità. Per mezzo di questo operatore, il momento angolare di un corpo rigido e la sua energia cinetica hanno esattamente la stessa espressione data in Eq. (4.5) ed Eq. (4.3).

2.1.1. Proprietà del tensore d'inerzia. Il tensore d'inerzia è un oggetto molto importante e per questo merita una trattazione piuttosto dettagliata. Cominciamo considerando il caso di un corpo continuo, e l'espressione in Eq. (4.6). Sia P un punto solidale col corpo rigido. Abbiamo i seguenti fatti.

PROPOSIZIONE 2.4. *Il tensore di inerzia $\mathbf{I}_P : \text{Ker}(\tau) \rightarrow \text{Ker}(\tau)$ è un operatore lineare simmetrico.*

DIMOSTRAZIONE. Basta osservare che, detti $\mathbf{u}, \mathbf{v} \in \text{Ker}(\tau)$, allora

$$\langle \mathbf{v}, \mathbf{I}_P \mathbf{u} \rangle = \int_{\mathcal{B}} \langle \mathbf{v}, \overrightarrow{PE} \wedge (\mathbf{u} \wedge \overrightarrow{PE}) \rangle \rho(E) dE = \int_{\mathcal{B}} \langle \overrightarrow{PE} \wedge (\mathbf{v} \wedge \overrightarrow{PE}), \mathbf{u} \rangle \rho(E) dE = \langle \mathbf{I}_P \mathbf{v}, \mathbf{u} \rangle,$$

dove abbiamo usato più volte l'identità $\langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \wedge \mathbf{c} \rangle = \langle \mathbf{a} \wedge \mathbf{b}, \mathbf{c} \rangle$. \square

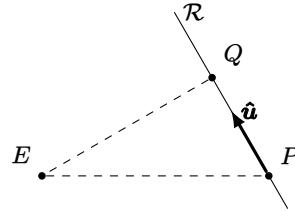
PROPOSIZIONE 2.5. *La forma*

$$\mathbf{I}_P : \text{Ker}(\tau) \rightarrow \mathbb{R}, \quad \mathbf{x} \mapsto \langle \mathbf{x}, \mathbf{I}_P \mathbf{x} \rangle$$

è quadratica definita positiva a meno che i punti del corpo rigido non giacciono tutti in un sottospazio unidimensionale.

DIMOSTRAZIONE. È sufficiente mostrare che, per ogni versore $\hat{\mathbf{u}} \in \text{Ker}(\tau)$, $\langle \hat{\mathbf{u}}, \mathbf{I}_P \hat{\mathbf{u}} \rangle \geq 0$. Osserviamo che

$$\langle \hat{\mathbf{u}}, \mathbf{I}_P \hat{\mathbf{u}} \rangle = \int_{\mathcal{B}} \langle \hat{\mathbf{u}}, \overrightarrow{PE} \wedge (\hat{\mathbf{u}} \wedge \overrightarrow{PE}) \rangle \rho(E) dE = \int_{\mathcal{B}} \left(\|\overrightarrow{PE}\|^2 - \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{u}} \rangle^2 \right) \rho(E) dE.$$



La costruzione geometrica sopra permette di vedere che $\|\overrightarrow{PE}\|^2 - \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{u}} \rangle^2 = d^2(E, \mathcal{R})$, distanza quadra tra il punto E individuato dal vettore \mathbf{x} e la retta \mathcal{R} passante per P e di direzione $\hat{\mathbf{u}}$: infatti, $\|\overrightarrow{PE}\|$ è proprio la distanza tra E e P , mentre $|\langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{u}} \rangle|$ è la lunghezza del segmento indicato con \overline{PQ} in figura. Possiamo quindi scrivere l'espressione formalmente più semplice

$$I_{\mathcal{R}} := \langle \hat{\mathbf{u}}, \mathbf{I}_P \hat{\mathbf{u}} \rangle = \int_{\mathcal{B}} d^2(E, \mathcal{R}) \rho(E) dE.$$

Questa quantità è nulla se e soltanto se tutti i punti E del corpo giacciono sulla retta, ovvero il corpo rigido è un oggetto unidimensionale. Se escludiamo questo caso degenere, la diseguaglianza è stretta e la forma è definita positiva. \square

La quantità introdotta sopra

$$I_{\mathcal{R}} := \langle \hat{\mathbf{u}}, \mathbf{I}_P \hat{\mathbf{u}} \rangle$$

è detto *momento di inerzia del corpo rispetto all'asse \mathcal{R} passante per P di direzione $\hat{\mathbf{u}}$* . Se m è la massa totale del corpo, la quantità

$$\delta_{\mathcal{R}} := \sqrt{\frac{I_{\mathcal{R}}}{m}}$$

è detta *raggio di girazione* e costituisce una sorta di *distanza quadratica media* dalla retta del corpo pesata sulla sua densità di massa. Il raggio di girazione può essere utilizzato per mettere in una forma più semplice l'energia cinetica: scrivendo $\boldsymbol{\omega} = \omega \hat{\mathbf{u}}$, dove $\hat{\mathbf{u}}$ è un versore, l'energia cinetica di un corpo rigido può riscriversi come

$$T = \frac{1}{2}m\|\mathbf{v}_G\|^2 + \frac{1}{2}\langle \hat{\mathbf{u}}, \mathbf{I}_G \hat{\mathbf{u}} \rangle \omega^2 = \frac{1}{2}m\|\mathbf{v}_G\|^2 + \frac{1}{2}I_G \omega^2 = \frac{1}{2}m\left(\|\mathbf{v}_G\|^2 + \delta_G^2 \omega^2\right),$$

dove I_G è il momento d'inerzia rispetto alla retta passante per il centro di massa G e di direzione $\hat{\mathbf{u}}$ e δ_G il corrispondente raggio di girazione.

L'operatore \mathbf{I}_P , in definitiva, è simmetrico e definito positivo. Di conseguenza, è dotato di una terna (non necessariamente unica) di *autovettori* $\{\hat{\mathbf{h}}_i\}_{i=1}^3$, e una terna di *autovalori* $\{I_i^{(P)}\}_{i=1}^3$ strettamente positivi (a meno di struttura degenere del corpo), detti *momenti principali di inerzia* e detti in particolare *momenti centrali* se $P = G$. Gli assi di direzione $\hat{\mathbf{h}}_i$, $i = 1, \dots, 3$, passanti per P , sono detti *assi principali di inerzia* (o *assi centrali* se $P = G$). Gli insiemi di livello della forma quadratica $\langle \mathbf{x}, \mathbf{I}_O \mathbf{x} \rangle$ sono detti *ellissoidi d'inerzia*. Si tratta dei luoghi di punti individuati dalla condizione

$$\langle \mathbf{x}, \mathbf{I}_P \mathbf{x} \rangle = \lambda^2, \quad \lambda \in \mathbb{R}.$$

Esprimendo infatti \mathbf{x} in termini degli autovettori di \mathbf{I}_P , $\mathbf{x} = \sum_{i=1}^3 x_i \hat{\mathbf{h}}_i$, l'equazione precedente assume la forma

$$I_1^{(P)} x_1^2 + I_2^{(P)} x_2^2 + I_3^{(P)} x_3^2 = \lambda^2,$$

che è appunto l'equazione di un ellissoide. Questi ellisoidi sono detti *centrali* se il punto P coincide col centro di massa. Gli assi di simmetria degli ellisoidi d'inerzia associati a \mathbf{I}_P sono esattamente gli assi principali d'inerzia. Si noti che, essendo $\mathbf{I}_P \mathbf{x} = \frac{1}{2} \nabla f(\mathbf{x})$, l'azione dell'omografia di inerzia è produrre la direzione normale alla superficie dell'ellissoide di inerzia in un dato punto.

Gli assi principali d'inerzia sono univocamente determinati se gli autovalori sono tutti diversi: viceversa, se c'è degenerazione, per esempio $I_1^{(P)} = I_2^{(P)} \neq I_3^{(P)}$, sono assi d'inerzia quelli corrispondenti alla direzione di $\hat{\mathbf{e}}_3$ e a qualsivoglia coppia ortonormale che generi lo spazio ortogonale a $\hat{\mathbf{e}}_3$: in questa circostanza, se P coincide con il centro di massa G , si dice che il sistema è un *giroscopio* con *asse giroscopico* individuato da $\hat{\mathbf{e}}_3$. Infine, se $I_1^{(P)} = I_2^{(P)} = I_3^{(P)}$, allora *tutte le terne* ortonormali sono assi principali d'inerzia e l'ellissoide d'inerzia associato a \mathbf{I}_P è una sfera. L'individuazione degli assi principali può essere agevolata dalle simmetrie del sistema. Diamo la seguente definizione.

DEFINIZIONE 2.1 (Piano di simmetria materiale). Un piano di simmetria materiale Π di un sistema rigido è un piano solidale tale che, per ogni punto solidale E non appartenente al piano, esiste un punto solidale E' tale che $\overrightarrow{EE'} \perp \Pi$, $E' + \frac{1}{2}\overrightarrow{EE'} \in \Pi$ e $\rho(E') = \rho(E)$.

Valgono le seguenti proprietà.

PROPOSIZIONE 2.6. *Se Π è un piano di simmetria materiale del corpo, allora il vettore ortogonale ad esso, sia esso $\hat{\mathbf{e}}_3$, corrisponderà ad un asse principale d'inerzia.*

DIMOSTRAZIONE. Assumiamo per semplicità $P \in \Pi$. Fissiamo un riferimento solidale $P\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ con $\hat{\mathbf{e}}_1$ e $\hat{\mathbf{e}}_2$ paralleli al piano, e $\hat{\mathbf{e}}_3$ ortogonale ad esso. Allora

$$\mathbf{I}_P \hat{\mathbf{e}}_3 = \int_{\mathcal{B}} \overrightarrow{PE} \wedge (\hat{\mathbf{e}}_3 \wedge \overrightarrow{PE}) \rho(E) dE = \int_{\mathcal{B}} \left(\|\overrightarrow{PE}\|^2 \hat{\mathbf{e}}_3 - \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle \overrightarrow{PE} \right) \rho(E) dE.$$

Scriviamo ora $\overrightarrow{PE} = \sum_{i=1}^3 \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_i \rangle \hat{\mathbf{e}}_i$

$$(4.7) \quad \begin{aligned} \int_{\mathcal{B}} \left(\|\overrightarrow{PE}\|^2 \hat{\mathbf{e}}_3 - \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle \overrightarrow{PE} \right) \rho(E) dE &= \hat{\mathbf{e}}_3 \int_{\mathcal{B}} \left(\|\overrightarrow{PE}\|^2 - \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle^2 \right) \rho(E) dE \\ &\quad - \hat{\mathbf{e}}_1 \int_{\mathcal{B}} \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_1 \rangle \rho(E) dE - \hat{\mathbf{e}}_2 \int_{\mathcal{B}} \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_2 \rangle \rho(E) dE. \end{aligned}$$

Gli ultimi due integrali sono nulli per via della simmetria materiale del corpo: per ogni E con $\langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle > 0$, esiste infatti un E' con $\langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle < 0$ avente stessa densità e stessa proiezione sul piano. L'unico termine non nullo è quindi l'ultimo, e $\hat{\mathbf{e}}_3$ è quindi autovettore del tensore di inerzia. \square

Esempio 4.3 — Un cilindro *omogeneo* (ovvero con densità costante) ha come piano di simmetria materiale qualunque piano passante per il suo asse. Questo significa che qualunque vettore ortogonale al suo asse è associato ad un asse principale di inerzia. In effetti, è possibile scegliere qualunque coppia ortonormale che giace nel piano perpendicolare all'asse del cilindro come coppia di assi principali di inerzia: segue che il terzo elemento della terna degli assi è proprio l'asse di simmetria del cilindro. Se invece consideriamo una sfera *omogenea*, *qualsiasi* piano passante per il centro della sfera è di simmetria materiale: ne segue che *qualsiasi* asse passante per il centro della sfera è principale di inerzia, e qualunque terna ortonormale costituisce un insieme di autovettori del tensore di inerzia. Si noti che l'omogeneità è essenziale per la validità di queste conclusioni.

2.1.2. *Il teorema di Huygens–Steiner.* Finora abbiamo definito il tensore di inerzia rispetto ad un punto P solidale. Una relazione semplice, di grande utilità pratica, è fornita dal seguente teorema che permette di cambiare il punto P di riferimento.

TEOREMA 2.7 (Huygens–Steiner). *Sia \mathbf{I}_P il tensore d'inerzia di un corpo rigido di massa m rispetto ad un punto solidale P , e sia \mathbf{I}_G il corrispondente tensore di inerzia rispetto al centro di massa G . Dato un generico vettore \mathbf{v} , vale*

$$\mathbf{I}_P \mathbf{v} = \mathbf{I}_G \mathbf{v} + m \left(d^2(G, P) \mathbf{v} - \langle \overrightarrow{GP}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{GP} \right).$$

DIMOSTRAZIONE. La dimostrazione procede per ispezione diretta. Infatti

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_P \mathbf{v} &= \int_{\mathcal{B}} \left[\|\overrightarrow{PE}\|^2 \mathbf{v} - \langle \overrightarrow{PE}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{PE} \right] \rho(E) dE \\ (4.8) \quad &= \int_{\mathcal{B}} \left[\left(\|\overrightarrow{PG}\|^2 + 2 \langle \overrightarrow{PG}, \overrightarrow{GE} \rangle + \|\overrightarrow{GE}\|^2 \right) \mathbf{v} - \langle \overrightarrow{PG}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{PG} - \langle \overrightarrow{PG}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{GE} - \langle \overrightarrow{GE}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{PG} - \langle \overrightarrow{GE}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{GE} \right] \rho(E) dE \\ &= \int_{\mathcal{B}} \left(\|\overrightarrow{GE}\|^2 \mathbf{v} - \langle \overrightarrow{GE}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{GE} \right) \rho(E) dE + m \left(\|\overrightarrow{GP}\|^2 \mathbf{v} - \langle \overrightarrow{GP}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{GP} \right) = \mathbf{I}_G \mathbf{v} + m \left(d^2(G, P) \mathbf{v} - \langle \overrightarrow{GP}, \mathbf{v} \rangle \overrightarrow{GP} \right), \end{aligned}$$

dove nel secondo passaggio abbiamo riscritto $\overrightarrow{PE} = \overrightarrow{PG} + \overrightarrow{GE}$ ed espanso, mentre nel terzo passaggio abbiamo utilizzato il fatto che $\int_{\mathcal{B}} \rho(E) dE = m$ e $\int_{\mathcal{B}} \overrightarrow{GE} \rho(E) dE = \overrightarrow{GG} = \mathbf{0}$. \square

Il seguente corollario è spesso di una certa utilità pratica.

COROLLARIO 2.8 (Huygens–Steiner). *Il momento d'inerzia di un corpo di massa m rispetto ad una retta \mathcal{R} è pari alla somma*

$$I_{\mathcal{R}} = I_{\mathcal{R}_G} + md^2(G, \mathcal{R})$$

dove $I_{\mathcal{R}_G}$ è il momento d'inerzia del corpo rispetto ad una retta parallela a \mathcal{R} e passante per il centro di massa G del corpo stesso.

DIMOSTRAZIONE. Detta $\hat{\mathbf{u}}$ la direzione della retta \mathcal{R} , passante per un certo punto P , è sufficiente usare il teorema scrivendo $I_{\mathcal{R}} = \langle \hat{\mathbf{u}}, \mathbf{I}_P \hat{\mathbf{u}} \rangle = \langle \hat{\mathbf{u}}, \mathbf{I}_G \hat{\mathbf{u}} \rangle + m \left(d^2(G, P) - \langle \overrightarrow{GP}, \hat{\mathbf{u}} \rangle^2 \right) = I_{\mathcal{R}_G} + md^2(G, \mathcal{R})$. \square

COROLLARIO 2.9. *Dato il momento di inerzia $I_{\mathcal{R}'}$ di un corpo rigido di massa m rispetto ad una retta \mathcal{R}' , il momento d'inerzia rispetto ad una retta \mathcal{R} parallela a \mathcal{R}' è pari a*

$$I_{\mathcal{R}} = I_{\mathcal{R}'} + m \left(d^2(G, \mathcal{R}') - d^2(G, \mathcal{R}) \right)$$

dove G è il centro di massa del corpo.

Esercizio 4.2 — Utilizzando il teorema di Huygens–Steiner, si generalizzi la dimostrazione della Proposizione 2.6 al caso in cui $P \notin \Pi$.

Esercizio 4.3 — Si consideri un corpo rigido in moto e sia C un punto dell'asse di moto in un atto di moto a invariante scalare nullo. Si dimostri che $\mathbf{L}_C = \mathbf{I}_C \boldsymbol{\omega}$.

Suggerimento: si può procedere direttamente esplorando la forma di \mathbf{L}_C , oppure applicando il teorema di Huygens–Steiner alla legge di cambio di polo.

2.1.3. Rappresentazioni del tensore di inerzia. Focalizziamoci per iniziare su \mathbf{I}_* , ovvero sull'operatore rispetto ad un punto P solidale, dato un riferimento solidale $O_*\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ al corpo stesso. Possiamo dare una rappresentazione dell'operatore in termini della cosiddetta *matrice d'inerzia* $\mathbf{I}_P \in \mathbb{R}^{3 \times 3}$, avente elementi

$$[\mathbf{I}_P]_{ij} := \langle \hat{\mathbf{e}}_i, \mathbf{I}_P \hat{\mathbf{e}}_j \rangle = \int_{\mathcal{B}} \left(\|\overrightarrow{PE}\|^2 \delta_{ij} - \langle \hat{\mathbf{e}}_i, \overrightarrow{PE} \rangle \langle \overrightarrow{PE}, \hat{\mathbf{e}}_j \rangle \right) \rho(E) dE.$$

Per definizione,

$$[\mathbf{I}_P]_{ii} = \langle \hat{\mathbf{e}}_i, \mathbf{I}_P \hat{\mathbf{e}}_i \rangle = \int_{\mathcal{B}} \left(\|\overrightarrow{PE}\|^2 - \langle \hat{\mathbf{e}}_i, \overrightarrow{PE} \rangle^2 \right) \rho(E) dE = \int_{\mathcal{B}} d^2(E, \mathcal{R}_i) \rho(E) dE$$

è il *momento d'inerzia rispetto all'asse \mathcal{R}_i passante per P di direzione $\hat{\mathbf{e}}_i$* . Gli elementi fuori diagonale sono detti *prodotti d'inerzia* o *momenti deviatori*. Per quanto detto sopra, la matrice \mathbf{I}_P è sempre simmetrica definita positiva. Questa rappresentazione permette di chiarire come mai ci si riferisce a \mathbf{I}_P come ad un *tensore*. Supponiamo infatti di eseguire un cambio di riferimento ortogonale, introducendo una nuova base $\mathbf{b}_i = \sum_{j=1}^3 \hat{\mathbf{e}}_j R_{ji}$, con $\mathbf{R} \in \text{SO}(3)$. Si ha allora che, indicando con $\mathbf{I}_P^{(b)}$ la rappresentazione matriciale di \mathbf{I}_P nella nuova base,

$$\mathbf{I}_P^{(b)} = \mathbf{R}^\top \mathbf{I}_P \mathbf{R}.$$

Una siffatta trasformazione esprime il fatto che \mathbf{I}_P è un *tensore covariante di rango 2*. Infine, se la base scelta è esattamente quella degli assi principali di inerzia $\{\hat{\mathbf{h}}_i\}_{i=1}^3$, la rappresentazione $\mathbf{I}_P^{(h)}$ del tensore in tale base è naturalmente *diagonale*, ovvero $[\mathbf{I}_P^{(h)}]_{ij} = \langle \hat{\mathbf{h}}_i, \mathbf{I}_P \hat{\mathbf{h}}_j \rangle \propto \delta_{ij}$.

Esempio 4.4 — Consideriamo un anello di centro O , massa m , raggio R e densità lineare uniforme. Dato un riferimento cartesiano $O\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ solidale, questo può essere parametrizzato come una curva che giace nel piano generato da $\hat{\mathbf{e}}_1$ e $\hat{\mathbf{e}}_2$ come

$$\boldsymbol{\gamma}(u) = \begin{pmatrix} R \cos u \\ R \sin u \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u \in [0, 2\pi].$$

Introduciamo la densità lineare $\rho(u) = \frac{m}{2\pi R}$, di modo che $\int_{\gamma} \rho d\gamma = \int_0^{2\pi} \rho(u) \|\dot{\boldsymbol{\gamma}}(u)\| du = m$. Il momento d'inerzia rispetto all'asse \mathcal{Z} ortogonale all'anello e passante per il suo centro è

$$I_{\mathcal{Z}} \equiv I_{33}^{(O)} = \int_{\gamma} (\gamma_1^2(u) + \gamma_2^2(u)) \rho(u) \|\dot{\boldsymbol{\gamma}}(u)\| du = \frac{m}{2\pi R} \int_0^{2\pi} R^3 \cos^2 u du = mR^2.$$

Il momento rispetto ad un asse nel piano dell'anello e passante per il suo centro, per esempio all'asse \mathcal{X} di direzione $\hat{\mathbf{i}}_1$ e passante per l'origine, è

$$I_{\mathcal{X}} \equiv I_{11}^{(O)} = \int_{\gamma} (\gamma_1^2(u) + \gamma_3^2(u)) \rho(u) \|\dot{\boldsymbol{\gamma}}(u)\| du = \frac{m}{2\pi R} \int_0^{2\pi} R^3 \cos^2 u du = \frac{1}{2} mR^2.$$

Per ragioni di simmetria, questo momento è uguale se calcolato rispetto ad *ogni* asse dello stesso piano passante per il centro dell'anello.

Esercizio 4.4 (Rigido con asse fisso) — Si consideri un corpo rigido in moto rispetto ad un riferimento fisso $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$ in modo tale che, nel riferimento solidale col corpo rigido, l'asse \mathcal{Z} passante per O e di direzione $\hat{\mathbf{i}}_3$ sia fisso. Si dimostri che l'energia cinetica del corpo è

$$T = \frac{1}{2} I_{\mathcal{Z}} \dot{\theta}^2,$$

dove $|\dot{\theta}|$ è il modulo della velocità angolare del corpo.

Esempio 4.5 (Disco rigido che rotola) — Calcoliamo l'energia cinetica di un disco rigido di raggio R che rotola senza strisciare su una guida orizzontale. Sappiamo che il sistema ha un solo parametro

lagrangiano, che possiamo fissare essere la coordinata curvilinea s del punto di contatto. Per il secondo teorema di König, l'energia cinetica è data da

$$T = \frac{1}{2}m\|\mathbf{v}_G\|^2 + \frac{1}{2}I_G\omega^2.$$

In questa espressione I_G è il momento d'inerzia calcolato rispetto ad un asse \mathcal{G} perpendicolare al disco e passante per G , che nel caso del disco omogeneo di massa m e raggio R vale $I_G = \frac{1}{2}mR^2$. Abbiamo poi già visto che, scegliendo $\omega = \dot{\alpha}$, $\|\mathbf{v}_G\| = \dot{x}^2 = R\dot{\alpha}^2$, sicché

$$T = \frac{3}{4}mR^2\dot{\alpha}^2.$$

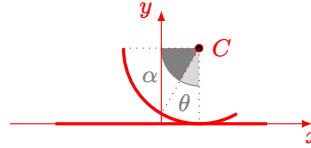
In effetti $I_C = \frac{3}{2}mR^2$ è proprio il momento d'inerzia del disco rispetto alla retta ortogonale al piano passante per il punto di contatto C . Questo non deve sorprendere, dato che, istante per istante, C è un centro istantaneo di rotazione con velocità nulla, per cui l'unico contributo che appare nell'energia cinetica usando l'Eq. (4.3a) scegliendo $P \equiv C$ è quello rotatorio.

Esempio 4.6 — Consideriamo un arco di circonferenza di densità lineare ρ , apertura 2α e raggio r , di modo che la sua massa sia $m = 2\alpha\rho r$. L'arco rotola senza strisciare su una guida orizzontale rettilinea, mantenendosi nel piano verticale che contiene anche la guida. Vogliamo scrivere le equazioni del moto del sistema e studiarne le piccole oscillazioni. Detto G il centro di massa dell'arco e C il suo centro, possiamo parametrizzare la configurazione del sistema in termini dell'angolo tra \overline{GC} e la verticale passando per C , sia esso $\theta \in (-\alpha, \alpha)$. Il centro di massa si troverà sull'asse di simmetria dell'arco. Sia s_G la distanza di G da C lungo tale asse: abbiamo che

$$s_G = \frac{1}{2\alpha\rho r} \int_{-\alpha}^{\alpha} \rho r^2 \cos \vartheta \, d\vartheta = \frac{r \sin \alpha}{\alpha} =: r\eta$$

dove abbiamo introdotto $\eta = \frac{\sin \alpha}{\alpha}$. Dato un riferimento fisso nel piano in cui il sistema evolve $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2$ in cui $\mathbf{x}_C = x\hat{\mathbf{i}}_1 + r\hat{\mathbf{i}}_2$, come in figura, abbiamo perciò che

$$\mathbf{x}_G = \mathbf{x}_C + \eta r (\sin \theta \hat{\mathbf{i}}_1 - \cos \theta \hat{\mathbf{i}}_2) = (x + r\eta \sin \theta)\hat{\mathbf{i}}_1 + r(1 - \eta \cos \theta)\hat{\mathbf{i}}_2.$$



In linea di principio, il sistema è descritto completamente se sono date la posizione di C e l'angolo θ dalla verticale: la condizione di rotolamento puro, tuttavia, impone una relazione tra queste quantità. Se, per $\theta = 0$, la posizione di C è data da $\mathbf{x}_C = r\hat{\mathbf{i}}_2$, allora durante il moto $\mathbf{x}_C = -r\theta\hat{\mathbf{i}}_1 + r\hat{\mathbf{i}}_2$. Per scrivere le equazioni del moto, partiamo dalla lagrangiana del sistema. Il contributo cinetico può essere scritto ricorrendo al teorema di König. Il momento di inerzia rispetto ad un asse \mathcal{C} ortogonale al piano passante per C si calcola come

$$I_C = \int_{-\alpha}^{\alpha} \rho r^3 \, d\vartheta = 2\rho\alpha r^3 = mr^2 \Rightarrow I_G = I_C - mr^2\eta^2 = mr^2(1 - \eta^2),$$

dove \mathcal{G} è un asse parallelo a \mathcal{C} passante per G . Osservando ora che

$$\mathbf{v}_G = r(-1 + \eta \cos \theta)\hat{\mathbf{i}}_1 + r\eta \sin \theta\hat{\mathbf{i}}_2 \Rightarrow \|\mathbf{v}_G\|^2 = r^2\dot{\theta}^2(1 + \eta^2 - 2\eta \cos \theta).$$

l'energia cinetica è quindi

$$T(\theta) = \frac{1}{2}mr^2(1 - \eta^2)\dot{\theta}^2 + \frac{1}{2}mr^2\dot{\theta}^2(1 + \eta^2 - 2\eta \cos \theta) = mr^2\dot{\theta}^2(1 - \eta \cos \theta).$$

L'energia potenziale è invece dovuta al solo campo gravitazionale, per cui

$$V(\theta) = mgr(1 - \eta \cos \theta).$$

Essendo il rotolamento puro, le forze di reazione non svolgono lavoro e l'energia meccanica

$$E = T(\theta) + V(\theta) = mr(r\dot{\theta}^2 - g)(1 - \eta \cos \theta)$$

si conserva. Questo significa che, per $\alpha \in (0, \pi)$

$$\dot{\theta} = \sqrt{\frac{1}{mr} \frac{E}{1 - \eta \cos \theta} - \frac{g}{r}} =: \Phi(\theta).$$

Ripetendo l'analisi fatta per la dinamica di un sistema unidimensionale, troviamo quindi che il moto è periodico di periodo $\tau = 2 \int_{\theta_-}^{\theta_+} \frac{1}{\sqrt{\Phi(\vartheta)}} d\vartheta$, dove $\theta_{\pm} = \pm \arccos \left(\frac{1}{\eta} - \frac{E}{mgr} \right)$ sono gli zeri di $\Phi(\theta)$. Perché $|\theta_{\pm}| < \alpha$ deve essere quindi $\frac{1}{\eta} - \frac{E}{mgr\eta} \geq \cos \alpha$, ovvero $E \leq mgr(1 - \eta \cos \alpha)$.

Possiamo utilizzare il formalismo lagrangiano per ottenere le equazioni del moto (alternativamente, si può derivare la condizione di conservazione dell'energia meccanica), scrivendo

$$\mathcal{L}(\theta) = mr^2 \dot{\theta}^2 (1 - \eta \cos \theta) - mgr(1 - \eta \cos \theta) = mr(r\dot{\theta}^2 - g)(1 - \eta \cos \theta).$$

Le equazioni del moto sono pertanto

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta} = 0 \Rightarrow 2r(1 - \eta \cos \theta)\ddot{\theta} + \eta \sin \theta(g + r\dot{\theta})^2 = 0.$$

La traiettoria $\theta(t) = 0$ è soluzione del sistema ed è posizione di equilibrio: studiando le equazioni del moto per piccole oscillazioni attorno a questa soluzione si ottiene

$$\ddot{\theta} + \frac{g\eta}{2r(1 - \eta)}\theta = 0,$$

da cui otteniamo il periodo (in questa approssimazione) $\tau = 2\pi \sqrt{\frac{2r(1-\eta)}{g\eta}}$. Si noti che per $\alpha \rightarrow \pi$ si ha che $\eta \rightarrow 0$ e τ diverge: in questo caso, infatti, tutte le configurazioni $\theta = \theta_0$ del sistema diventano di equilibrio indifferente.

2.2. Equazioni di Eulero. Un corpo rigido è vincolato a evolvere secondo le stesse equazioni cardinali di ogni sistema di punti materiali. Detto G il suo centro di massa e $\mathbf{x}_G := \overrightarrow{OG}$ la sua posizione rispetto ad una certa origine O di un riferimento inerziale, deve perciò valere

$$m\ddot{\mathbf{x}}_G = \mathbf{R}, \quad \dot{\mathbf{L}}_G = \boldsymbol{\tau}_G,$$

dove $\mathbf{R} \equiv \mathbf{R}^{(\text{ext})}$ è la risultante delle forze esterne agenti sul sistema e $\boldsymbol{\tau}_G \equiv \boldsymbol{\tau}_G^{(\text{ext})}$ il momento totale delle forze esterne rispetto al polo G . Nel caso di sistemi *non soggetti a forze esterne* (e quindi anche liberi), la coppia di equazioni equivale alle condizioni

$$m\ddot{\mathbf{x}}_G = \mathbf{R} = \mathbf{0}, \quad \dot{\mathbf{L}} = \boldsymbol{\tau} = \mathbf{0},$$

dove la dipendenza dal polo di $\boldsymbol{\tau}$ e $\dot{\mathbf{L}}_G$ è irrilevante essendo la risultante delle forze nulla e il momento lineare del sistema nullo. Si tratta di sei equazioni per sei gradi di libertà del sistema, e pertanto sufficienti, nel caso di corpi rigidi, a determinare la dinamica del sistema: dalle equazioni emerge che sistemi liberi aventi stessa risultante delle forze e stesso momento totale sono a tutti gli effetti matematicamente equivalenti.

Nel caso in cui siano presenti vincoli, è utile distinguere tra il contributo delle forze attive e quelle vincolari,

$$m\mathbf{a}_G = \mathbf{R}^{(\text{a})} + \mathbf{R}^{(\text{v})} \quad \dot{\mathbf{L}}_G = \boldsymbol{\tau}_G^{(\text{a})} + \boldsymbol{\tau}_G^{(\text{v})}.$$

Se siamo in presenza di *vincoli olonomi e lisci*, il moto del sistema (che si svolge in uno spazio di dimensione non più grande di 6) è sempre risolubile utilizzando le equazioni di Lagrange, per cui le equazioni cardinali sono utili per estrarre informazione sulle reazioni vincolari e i corrispondenti momenti.

Il caso speciale in cui un punto O del sistema rigido è fissato da un vincolo ha una rilevanza particolare, dato che rimuove i tre gradi di libertà traslazionali necessari per specificare la configurazione del sistema rigido, e ci lascia con la trattazione dei soli gradi di libertà angolari. In questo caso, l'integrazione del moto può così avvenire tramite lo studio dell'equazione

$$\dot{\mathbf{L}}_O = \boldsymbol{\tau}_O.$$

Tre equazioni differenziali del secondo ordine sono infatti sufficienti in questo caso a descrivere il moto, sviluppandosi esso in $\text{SO}(3)$. La quantità $\boldsymbol{\tau}_O$ può contenere diversi tipi di contributi: per esempio, nel caso di vincolo non liscio in O , un contributo di frizione può apparire nella forma $\boldsymbol{\tau}_O^{(v)} = -\mu\boldsymbol{\omega}$, con $\mu > 0$, analogamente a quanto visto nel caso dell'attrito dinamico di strisciamento. Essendo il punto O fisso, esso appartiene ad un asse istantaneo di rotazione e quindi varrà la relazione $\mathbf{I}_O\boldsymbol{\omega} = \mathbf{L}_O$. Le equazioni della dinamica discendono dal seguente risultato, dovuto ad Eulero.

TEOREMA 2.10 (Eulero). *Vale la relazione, detta di Eulero,*

$$\dot{\mathbf{L}}_O = \mathbf{L}'_O + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{L}_O = \mathbf{I}_O \dot{\boldsymbol{\omega}} + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{L}_O.$$

DIMOSTRAZIONE. Basta osservare ricordare che per un generico vettore \mathbf{u} , detta $\dot{\mathbf{u}}$ la derivata temporale nel sistema fisso e \mathbf{u}' quella nel sistema mobile di velocità angolare $\boldsymbol{\omega}$, $\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{u}' + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}$. Questo risultato può quindi essere applicato a \mathbf{L}_O , osservando che nel riferimento solidale \mathbf{I}_O è fisso e $\boldsymbol{\omega}' = \dot{\boldsymbol{\omega}}$. \square

Possiamo scegliere di lavorare in un *sistema solidale*, usando la base degli assi principali d'inerzia di \mathbf{I}_O , siano essi $\{\hat{\mathbf{e}}_i\}_{i=1}^3$. In questa base, indicando con

$$\boldsymbol{\omega} = \sum_i \omega_i \hat{\mathbf{e}}_i, \quad \mathbf{L}_O = \sum_i L_i \hat{\mathbf{e}}_i, \quad \mathbf{I}_O = \sum_i I_i \hat{\mathbf{e}}_i \otimes \hat{\mathbf{e}}_i,$$

le equazioni del moto prendono una forma relativamente semplice, e hanno il nome di *equazioni di Eulero*. Esse riguardano l'evoluzione temporale delle componenti di \mathbf{L}_O nel riferimento solidale

$$(4.9) \quad \dot{L}_1 = \frac{I_2 - I_3}{I_2 I_3} L_2 L_3 + \langle \boldsymbol{\tau}_O, \hat{\mathbf{e}}_1 \rangle,$$

$$(4.10) \quad \dot{L}_2 = \frac{I_3 - I_1}{I_3 I_1} L_3 L_1 + \langle \boldsymbol{\tau}_O, \hat{\mathbf{e}}_2 \rangle,$$

$$(4.11) \quad \dot{L}_3 = \frac{I_1 - I_2}{I_1 I_2} L_1 L_2 + \langle \boldsymbol{\tau}_O, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle,$$

o similmente, ricordando che in questa base $L_i = I_i \omega_i$,

$$(4.12) \quad I_1 \dot{\omega}_1 = (I_2 - I_3) \omega_2 \omega_3 + \langle \boldsymbol{\tau}_O, \hat{\mathbf{e}}_1 \rangle,$$

$$(4.13) \quad I_2 \dot{\omega}_2 = (I_3 - I_1) \omega_3 \omega_1 + \langle \boldsymbol{\tau}_O, \hat{\mathbf{e}}_2 \rangle,$$

$$(4.14) \quad I_3 \dot{\omega}_3 = (I_1 - I_2) \omega_1 \omega_2 + \langle \boldsymbol{\tau}_O, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle.$$

2.2.1. Moto di inerzia. Un moto particolarmente importante è quello di un corpo rigido avente un punto O fisso in un riferimento inerziale in assenza di momento torcente: questo moto è talvolta detto *moto di inerzia*.

TEOREMA 2.11. *Se $\boldsymbol{\tau}_O = 0$, le equazioni di Eulero hanno due integrali primi quadratici, ovvero*

$$2E := \sum_i \frac{L_i^2}{I_i}, \quad L^2 := \sum_i L_i^2.$$

DIMOSTRAZIONE. Il primo integrale primo corrisponde all'energia meccanica: la tesi è quindi conseguenza della legge di conservazione dell'energia. In questo caso infatti $E = T = \frac{1}{2} \langle \boldsymbol{\omega}, \mathbf{I}_O \boldsymbol{\omega} \rangle = \frac{1}{2} \sum_i I_i \omega_i^2 = \frac{1}{2} \sum_i I_i^{-1} L_i^2$. Il secondo integrale primo corrisponde invece alla conservazione del momento angolare nel riferimento fisso inerziale, che implica la conservazione della norma quadra nel riferimento mobile, essendo questo ottenuto per isometrie. \square

Si noti che a momento delle forze nullo, $\dot{\mathbf{L}}_O = \mathbf{0}$, ma $\mathbf{L}'_O \neq \mathbf{0}$. Supponiamo, per fissare le idee, $I_1 > I_2 > I_3$. Nel riferimento mobile il vettore \mathbf{L}_O evolve sull'intersezione tra una sfera di raggio L ed un ellissoide di semiassi $\sqrt{2EI_1} > \sqrt{2EI_2} > \sqrt{2EI_3}$, superfici determinate rispettivamente dalla conservazione di L^2 ed E . Se il raggio della sfera è minore del semiasse più piccolo o maggiore del semiasse più grande, il moto non è ammesso. Se il raggio della sfera è esattamente uguale al semiasse più piccolo o al semiasse più grande, l'intersezione è costituita di due punti; nei restanti casi si ottengono delle curve non banali. Per $\sqrt{2EI_3} < L < \sqrt{2EI_2}$, tali traiettorie si sviluppano attorno ai punti estremali del semiasse più piccolo fino al punto $L = \sqrt{2EI_2}$, in cui l'intersezione consiste di due circonferenze

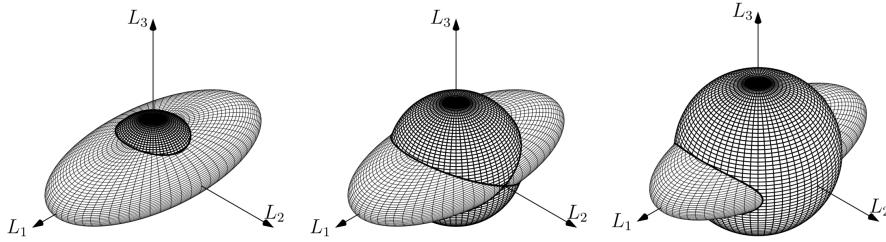


FIGURA 2. Rappresentazione delle due condizioni di conservazione per un sistema rigido non soggetto a forze esterne per un fissato valore di E al variare di L^2 . In blu è rappresentata la condizione derivata dalla conservazione del momento angolare, in rosso quella derivata dalla conservazione dell'energia cinetica. Il vettore \mathbf{L}_O è vincolato a evolvere lungo l'intersezione tra le due superfici. In questa figura, $I_3 < I_2 < I_1$.

che attraversano l'ellissoide, mentre aumentando L le traiettorie si avvicinano agli estremi del semiasse maggiore. Soluzioni nella forma $\mathbf{L}_O = \pm\sqrt{2EI_i}\hat{\mathbf{e}}_i$ sono tutte stazionarie secondo le equazioni di Eulero: il moto in tal caso è una *rotazione stazionaria o permanente*.

TEOREMA 2.12. *Il sistema di equazioni di Eulero ammette soluzioni nella forma $\boldsymbol{\omega}(t) = \boldsymbol{\omega}_0$ con $\boldsymbol{\omega}_0$ costante e parallelo ad uno degli assi principali d'inerzia. Viceversa, se $\boldsymbol{\omega}(t)$ ha direzione costante, allora esso è costante anche in modulo, e parallelo ad un asse principale di inerzia.*

DIMOSTRAZIONE. Come abbiamo visto, l'implicazione diretta è ovvia. Viceversa, se $\boldsymbol{\omega}(t) = \boldsymbol{\omega}_0$ è soluzione delle equazioni del moto, sia $\boldsymbol{\omega}_0 = \sum_i \omega_i \hat{\mathbf{e}}_i$. Se almeno una componente di $\boldsymbol{\omega}_0$ è nulla, per esempio $\omega_1 = 0$, allora si ha che $\omega_2 \omega_3 = 0$ (da cui la tesi) o che $I_2 = I_3$, il che significa che ogni asse in $\text{span}(\hat{\mathbf{e}}_2, \hat{\mathbf{e}}_3)$ è di inerzia. Assumendo invece $\omega_1 \omega_2 \omega_3 \neq 0$, usiamo il fatto che per ipotesi $\boldsymbol{\omega}' = f(t)\boldsymbol{\omega}$. Dalle equazioni di Eulero, $\omega_i f(t) = (I_j - I_k) \omega_1 \omega_2 \omega_3$ per una terna ciclicamente ordinata (i, j, k) , e quindi, sommando le tre relazioni e ricordando che $E = T = \frac{1}{2} \sum_i I \omega_i^2$, $2Tf(t) = 0$, da cui $f(t) = 0$. \square

Le soluzioni stazionarie $\mathbf{L}_O = \pm\sqrt{2EI_i}\hat{\mathbf{e}}_i$ sono stabili per $i = 1$ e $i = 3$, mentre la soluzione $\mathbf{L}_O = \pm\sqrt{2I_2 E}\hat{\mathbf{e}}_2$ è instabile. Questo fatto si vede geometricamente osservando che una deviazione attorno a $\mathbf{L}_O = \pm\sqrt{2EI_i}\hat{\mathbf{e}}_i$ per $i = 1$ e $i = 3$ corrisponde ad orbite attorno ai punti estremali degli assi maggiore e minore. Viceversa, una perturbazione attorno a $\mathbf{L}_O = \pm\sqrt{2EI_2}\hat{\mathbf{e}}_2$ genera un'orbita che percorre estensivamente il sistema.

2.2.2. Moto secondo Poinsot. Possiamo considerare l'ellissoide di rotazione come un luogo dei punti individuati da

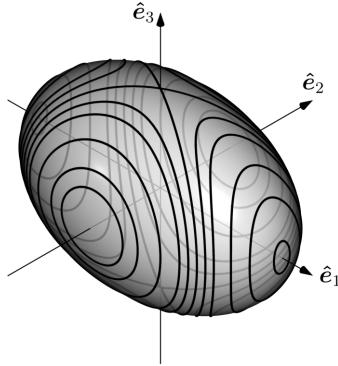
$$\mathcal{E} := \{\mathbf{x} \in \mathbb{E}^3 \mid \langle \mathbf{x}, \mathbf{I}_O \mathbf{x} \rangle = 2E\}.$$

Nel riferimento solidale, l'ellissoide \mathcal{E} naturalmente è una superficie fissa. Nel riferimento fisso, invece, esso descrive un certo moto che è descritto dal teorema di Poinsot.

TEOREMA 2.13 (Poinsot). *L'ellissoide di rotazione ruota senza strisciare su un piano fisso ortogonale a \mathbf{L}_O .*

DIMOSTRAZIONE. Sia $\Pi(t)$ un piano ortogonale a \mathbf{L}_O e tangente all'ellissoide di rotazione al tempo t . Nel punto di tangenza, sia \mathbf{x} , un vettore ortogonale alla superficie dell'ellissoide è $\nabla \langle \mathbf{x}, \mathbf{I}_O \mathbf{x} \rangle = 2\mathbf{I}_O \mathbf{x}$: dovendo questo vettore essere parallelo a \mathbf{L}_O , deve esistere un certo $\lambda \neq 0$ tale che $\mathbf{I}_O \mathbf{x} = \lambda \mathbf{L}_O = \lambda \mathbf{I}_O \boldsymbol{\omega}$ in detto punto, da cui si trova che i due possibili punti di tangenza sono $\mathbf{x}_{\pm} := \pm \boldsymbol{\omega}$, ovvero sono sull'intersezione tra l'ellissoide e l'asse diretto come $\boldsymbol{\omega}$ passante per O . D'altra parte, la distanza tra O e il piano $\Pi(t)$ è $|\langle \mathbf{L}_O, \mathbf{x}_{\pm} \rangle| = \langle \mathbf{L}_O, \boldsymbol{\omega} \rangle = 2E$, che è costante, ovvero il piano è fisso. Essendo il punto di tangenza sull'asse istantaneo di rotazione, esso ha velocità nulla e il rotolamento è quindi puro. \square

COROLLARIO 2.14. *Condizioni iniziali vicine alla rotazione stazionaria intorno all'asse maggiore o minore d'inerzia rimangono vicine a tale posizione iniziale sia nello spazio fisso che in quello solidale.*

FIGURA 3. Poloidi sull'ellissoide $\langle \boldsymbol{\omega}, \mathbf{L}_O \boldsymbol{\omega} \rangle = 2E$.

La traiettoria seguita dal punto di tangenza sull'ellissoide di rotazione è detta *poloide*, mentre il corrispondente tracciato su Π è detto *erpoloide*. Una poloide è individuata dall'intersezione di due ellissoidi: infatti, $\boldsymbol{\omega}$ deve muoversi rispettando le leggi di conservazione

$$2E = \sum_i I_i \omega_i^2, \quad L^2 = \sum_i I_i^2 \omega_i^2.$$

Queste due condizioni descrivono curve chiuse sull'ellissoide $2E = \sum_i I_i \omega_i^2$, che appaiono come in Fig. 3. Una rotazione completa del punto di tangenza C lungo una poloide non corrisponde necessariamente ad una rotazione completa dell'ellissoide attorno a \mathbf{L}_O . Detto α l'angolo descritto dal punto di tangenza rispetto all'asse \mathbf{L}_O dopo una rotazione dello stesso sulla poloide, il moto è *periodico* se $\frac{\alpha}{2\pi} \in \mathbb{Q}$: in tal caso, l'ellissoide tornerà periodicamente nella stessa configurazione anche nel riferimento fisso, diversamente il corpo non tornerà mai al suo stato di partenza.

Esempio 4.7 (Precessione) — Un *giroscopio* è un sistema rigido avente $I \equiv I_1 = I_2 \neq I_3$. Un moto di inerzia di un tale sistema ha una proprietà particolare: l'asse $\hat{\mathbf{e}}_3$, l'asse istantaneo di rotazione e \mathbf{L}_O giacciono sempre sullo stesso piano Π , generato da $\hat{\mathbf{e}}_3$ e $\mathbf{v} = \omega_1 \hat{\mathbf{e}}_1 + \omega_2 \hat{\mathbf{e}}_2$. Basta osservare che, nel riferimento degli assi principali, $\mathbf{L}_O = I\mathbf{v} + I_3\omega_3 \hat{\mathbf{e}}_3$, mentre $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{v} + \omega_3 \hat{\mathbf{e}}_3$. Inoltre, dalle equazioni di Eulero, sempre nella base degli assi principali di inerzia $\dot{\omega}_3 = 0$, ovvero $\langle \boldsymbol{\omega}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle$ è costante, così come $\langle \mathbf{L}_O, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle = I_3 \langle \boldsymbol{\omega}, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle$, ovvero i tre vettori $\hat{\mathbf{e}}_3$, \mathbf{L}_O e $\boldsymbol{\omega}$ mantengono i loro angoli reciproci costanti: i due vettori $\hat{\mathbf{e}}_3$ e $\boldsymbol{\omega}$, quindi, descrivono dei *coni di rotazione* ruotando attorno a \mathbf{L}_O , che è fisso. Una conseguenza di questo fatto è che il punto di tangenza dell'ellissoide descrive una circonferenza sul piano Π .

Il moto descritto si chiama *precessione*. Se scomponiamo $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{v} + \omega_3 \hat{\mathbf{e}}_3 = \frac{1}{I} \mathbf{L}_O + \left(\omega_3 - \frac{I_3 \omega_3}{I} \right) \hat{\mathbf{e}}_3$, si vede subito che la componente di velocità angolare nella direzione di \mathbf{L}_O ha modulo $\omega_{\text{pr}} = \frac{L}{I}$: questa quantità si dice *velocità angolare di precessione*.

2.2.3. *Trottola di Lagrange*. Concludiamo con lo studio del moto rigido di una trottola soggetta al proprio peso. A differenza del caso studiato finora, in cui non abbiamo considerato forze esterne, l'oggetto in esame è questa volta massivo e le equazioni di Eulero presenteranno un termine aggiuntivo dovuto al contributo della forza peso. Una *trottola* è un corpo rigido con simmetria assiale, di modo che $I \equiv I_1 = I_2 \neq I_3$, vincolato in un punto O fisso passante per il suo asse di simmetria $\hat{\mathbf{e}}_3$, e di massa m soggetto all'azione del campo gravitazionale. Assumendo che in O sia applicato un vincolo ideale, ne risulta che il suo spazio delle configurazioni è $\text{SO}(3)$, come nel caso puramente inerziale. La descrizione completa del moto può avvenire utilizzando una parametrizzazione di $\text{SO}(3)$, e in particolare una parametrizzazione che abbiamo già introdotto: gli angoli di Eulero. Dato un riferimento fisso $O\hat{\mathbf{i}}_1\hat{\mathbf{i}}_2\hat{\mathbf{i}}_3$, parametrizziamo il nuovo riferimento $O\hat{\mathbf{e}}_1\hat{\mathbf{e}}_2\hat{\mathbf{e}}_3$ solidale con la trottola per mezzo della terna (ϕ, ψ, θ) già introdotta. Detta ℓ la distanza del centro di massa della trottola dal suo punto di contatto

O , che immaginiamo ad altezza minore, l'energia potenziale del sistema è quindi

$$V(\theta) = mgl \cos \theta$$

a meno di costanti additive arbitrarie. Per calcolare l'energia cinetica, invece, utilizziamo l'Eq. (??), che esprime ω in funzione degli angoli di Eulero. Nel riferimento solidale, quindi, l'energia cinetica è data da

$$T = \frac{1}{2} \sum_i I_i \omega_i^2 = \frac{I}{2} (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta) + \frac{I_3}{2} (\dot{\psi} + \dot{\varphi} \cos \theta)^2$$

per cui la lagrangiana si scrive

$$\mathcal{L}(\varphi, \psi, \theta) = \frac{I}{2} (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta) + \frac{I_3}{2} (\dot{\psi} + \dot{\varphi} \cos \theta)^2 - mgl \cos \theta.$$

Possiamo notare che ψ and φ sono cicliche. Questo significa che

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\varphi}} = \dot{\varphi} (I \sin^2 \theta + I_3 \cos^2 \theta) + \dot{\psi} I_3 \cos \theta \equiv L_z$$

e

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\psi}} = I_3 (\dot{\varphi} \cos \theta + \dot{\psi}) \equiv L_3$$

si conservano durante il moto. Queste due quantità corrispondono precisamente alla proiezione del momento angolare lungo la direzione $\hat{\mathbf{i}}_3$ e lungo la direzione $\hat{\mathbf{e}}_3$, ovvero $L_z = \langle \mathbf{L}_O, \hat{\mathbf{i}}_3 \rangle$ e $L_3 = \langle \mathbf{L}_O, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle$: la loro conservazione esprime l'invarianza del sistema per rotazioni attorno all'asse principale di inerzia $\hat{\mathbf{e}}_3$ e attorno all'asse $\hat{\mathbf{i}}_3$. Il primo risultato di questa analisi è il seguente, ottenibile con un po' di algebra direttamente da questa osservazione.

TEOREMA 2.15. *L'inclinazione θ rispetto alla verticale varia come nel sistema unidimensionale equivalente di energia*

$$E' = \frac{1}{2} I \dot{\theta}^2 + V_{\text{eff}}(\theta), \quad V_{\text{eff}}(\theta) = \frac{(L_z - L_3 \cos \theta)^2}{2I \sin^2 \theta} + mgl \cos \theta,$$

dove $L_z = \langle \mathbf{L}_O, \hat{\mathbf{i}}_3 \rangle$ e $L_3 := \langle \mathbf{L}_O, \hat{\mathbf{e}}_3 \rangle$.

Il risultato è che la dinamica di θ è accessibile in maniera semplice. Sempre con semplici manipolazioni algebriche si ottiene

$$\dot{\varphi} = \frac{L_z - L_3 \cos \theta}{I \sin^2 \theta}.$$

Indichiamo con

$$a := \frac{L_z}{I}, \quad b := \frac{L_3}{I}, \quad \alpha := \frac{2E'}{I}, \quad \beta := \frac{2mgl}{I}, \quad u := \cos \theta \in [-1, 1].$$

Abbiamo quindi che

$$\dot{u}^2 = (\alpha - \beta u)(1 - u^2) - (a - bu)^2 =: f(u), \quad \dot{\varphi} = \frac{a - bu}{1 - u^2} =: g(u).$$

Abbiamo ora che $f(u)$ è un polinomio di terzo grado con $f(\pm 1) = -(a \mp b)^2 < 0$ purché $a \neq \pm b$. Dovendo f avere valori positivi nell'intervallo in cui il moto è ammesso, questo significa che la dinamica è compatibile con un insieme di parametri tali per cui f ha due zeri, u_- e u_+ , nell'intervallo $[-1, 1]$: la dinamica si svolgerà quindi in tale intervallo in cui θ varierà periodicamente con un moto detto *nutazione*. Una maniera pittorica di visualizzare la dinamica si ha osservando che

$$\hat{\mathbf{e}}_3 = \sin \varphi \sin \theta \hat{\mathbf{i}}_1 - \cos \varphi \sin \theta \hat{\mathbf{i}}_2 + \cos \theta \hat{\mathbf{i}}_3,$$

individua un punto sulla superficie di una sfera unitaria. Questo punto cambierà, durante il moto, il suo angolo rispetto alla verticale e precederà attorno ad esso secondo l'angolo φ . Questo punto quindi si muoverà in una banda $[\theta_-, \theta_+]$, corrispondente ai due valori u_- e u_+ . Il moto lungo l'azimuth, ovvero quello descritto da φ , invece, è caratterizzato dalla legge per $\dot{\varphi} = g(u)$: se $u = a/b$, valore per cui g si annulla, è fuori dall'intervallo $[u_-, u_+]$, allora φ crescerà o decrescerà monotonicamente. Se invece esso è all'interno dell'intervallo, vi saranno punti di inversione, di modo che $\hat{\mathbf{e}}_3$ disegni dei nodi. Infine, se $u = a/b$ in uno dei due estremi dell'intervallo, il moto sulla sfera presenterà cuspidi. I tre tipi di moto sono raffigurati in Fig. 5 Il moto azimutale risultante si dice *precessione*, come nel caso giroscopico.

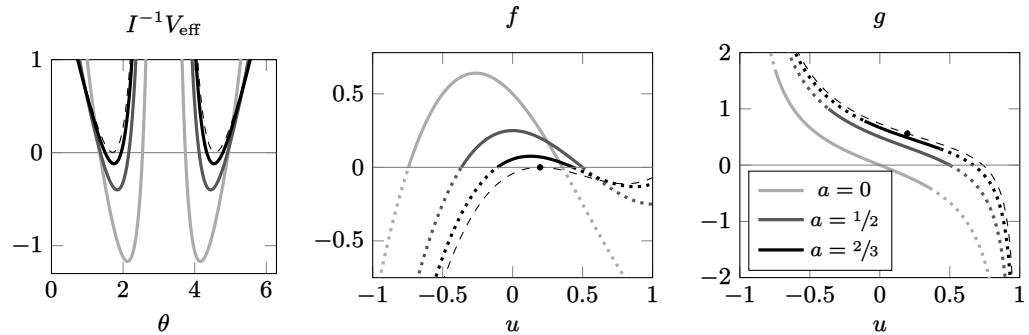


FIGURA 4. Esempio di grafico delle funzioni f e g e del potenziale efficace nella dinamica della trottola di Lagrange per $2\alpha = \beta = b = 1$. La linea tratteggiata corrisponde al caso limite in cui $u_- \rightarrow u_+$.

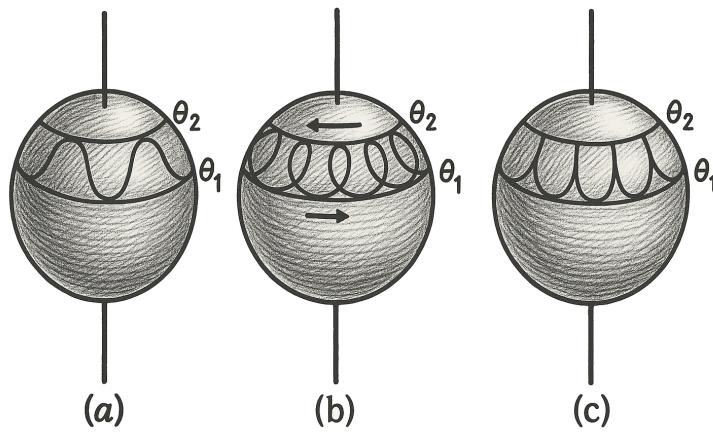


FIGURA 5. Moto di una trottola di Lagrange per diversi valori dei suoi parametri. Figura adattata dalla monografia *Fisica teorica I. Meccanica* di L.D. Landau e E.M. Lifšits (1976).

La trottola ha perciò un moto di rotazione attorno al proprio asse, un moto di precessione e uno di nutazione, ciascuno con una propria frequenza caratteristica.

APPENDICE A

Richiami matematici

1. Richiami sulle curve in \mathbb{R}^n

Una *curva* in \mathbb{R}^n è una applicazione $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$, con $I \subseteq \mathbb{R}$ intervallo di \mathbb{R} , tale che ciascuna sua componente sia *continua*. In tale definizione *parametrica* della curva, denotiamo il *supporto* della curva come

$$\Gamma := \{\mathbf{z} \in \mathbb{R}^n : \exists u \in I \text{ tale che } \mathbf{z} = \mathbf{x}(u)\}.$$

Se le componenti di \mathbf{x} sono derivabili in un certo $u_0 \in I$, possiamo associare al punto $\mathbf{x}(u_0)$ un *vettore velocità* dato da

$$(A.1) \quad \mathbf{x}'(u_0) := \lim_{u \rightarrow u_0} \frac{\mathbf{x}(u) - \mathbf{x}(u_0)}{u - u_0},$$

dove il limite si intende componente per componente. Se $\mathbf{x}'(u_0) \neq \mathbf{0}$, la retta $\bar{\mathbf{x}}(u) = \mathbf{x}(u_0) + (u - u_0)\mathbf{x}'(u_0)$, con $u \in \mathbb{R}$, si dice *tangente alla curva* essendo $\|\mathbf{x}(u) - \bar{\mathbf{x}}(u)\| = o(u - u_0)$ in un intorno di u_0 . È in questo caso possibile definire un *versore tangente* alla curva in $\mathbf{x}(u_0)$ come

$$(A.2) \quad \hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{x}}(u_0) := \frac{\mathbf{x}'(u_0)}{\|\mathbf{x}'(u_0)\|}.$$

Se invece $\mathbf{x}'(u_0) = \mathbf{0}$, allora *non* esiste una retta tangente alla curva in $\mathbf{x}(u_0)$, né un versore tangente.

DEFINIZIONE 1.1 (Curva semplice, curva chiusa e curva di Jordan). Una curva $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ è semplice se iniettiva. Se $I = [a, b]$, la curva è detta chiusa se $\mathbf{x}(a) = \mathbf{x}(b)$. Una curva $\mathbf{x}: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}^n$ è detta di Jordan se è chiusa e se $\mathbf{x}(u) \neq \mathbf{x}(v)$ per ogni $u \neq v$ con $u, v \in (a, b)$.

DEFINIZIONE 1.2 (Curva regolare). Una curva $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ è regolare se ha versore tangente in ogni punto di I . La curva invece si dice regolare a tratti se è continua ed esiste una partizione di I in un numero finito di sottointervalli in cui la curva è regolare.

Si noti che la regolarità di una curva dipende dall'applicazione \mathbf{x} e *non* dal sostegno Γ .

Esempio A.1 — Consideriamo la seguente curva in \mathbb{R}^2 :

$$\mathbf{x}(u) = \begin{pmatrix} \cos u \\ \sin u \end{pmatrix}, \quad u \in [-\pi, \pi].$$

Essa descrive una circonferenza Γ ed è una curva regolare e chiusa. La curva

$$\tilde{\mathbf{x}}(u) = \begin{pmatrix} \cos u^3 \\ \sin u^3 \end{pmatrix}, \quad u \in [-\sqrt[3]{\pi}, \sqrt[3]{\pi}]$$

rappresenta esattamente la stessa circonferenza Γ , e tuttavia non è regolare, perché $\tilde{\mathbf{x}}'(0) = \mathbf{0}$.

DEFINIZIONE 1.3 (Equivalenza tra curve). Due curve $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\mathbf{y}: J \rightarrow \mathbb{R}^n$, con $I, J \subseteq \mathbb{R}$ intervalli, si dicono equivalenti se esiste una funzione suriettiva $\tau: I \rightarrow J$ di classe C^1 con derivata sempre non nulla, detta *riparametrizzazione*, tale che $\mathbf{x}(u) = \mathbf{y}(\tau(u))$. Si dice che le due curve hanno lo stesso verso se $\tau' > 0$, diversamente si dice che hanno verso opposto.

Nell'Esempio A.1 le due curve \mathbf{x} e \mathbf{y} *non* sono equivalenti: infatti, $\mathbf{x}(u) = \mathbf{y}(\tau(u))$ con $\hat{\tau}(u) = u^3$, $\tau: [-\pi, \pi] \rightarrow [-\sqrt[3]{\pi}, \sqrt[3]{\pi}]$ è biettiva e differenziabile, ma $\tau'(0) = 0$.

PROPOSIZIONE 1.1. *Se \mathbf{x} e \mathbf{y} sono due curve equivalenti regolari e con lo stesso verso, esse hanno lo stesso versore tangente in ogni punto del loro sostegno.*

DIMOSTRAZIONE. Basta osservare che

$$\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{x}}(u) = \frac{\mathbf{x}'(u)}{\|\mathbf{x}'(u)\|} = \frac{\mathbf{y}'(\tau(u))\tau'(u)}{\|\mathbf{y}'(\tau(u))\|\tau'(u)} = \frac{\mathbf{y}'(\tau(u))}{\|\mathbf{y}'(\tau(u))\|} = \hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{y}}(\tau(u)). \quad \square$$

In altre parole, il versore tangente nel punto $\mathbf{x}(u)$ è una funzione del punto e della direzione di percorrenza, e non della parametrizzazione.

1.1. Lunghezza di una curva e integrali curvilinei. Si dà la seguente definizione.

DEFINIZIONE 1.4 (Lunghezza di una curva). Data una curva $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$, $I \subseteq \mathbb{R}$, regolare a tratti, la sua lunghezza $\ell(\Gamma)$ è definita come

$$\ell(\Gamma) := \int_I \|\mathbf{x}'(u)\| \, du$$

quando l'integrale è convergente.

La seguente diseguaglianza stabilisce che il percorso più breve fra due punti in geometria euclidea è dato dal segmento che li unisce.

TEOREMA 1.2. *La lunghezza di una curva regolare $\mathbf{x}: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}^n$ è sempre maggiore o uguale allo spostamento, ovvero alla distanza tra i suoi estremi,*

$$\ell(\Gamma) \geq \|\mathbf{x}(b) - \mathbf{x}(a)\|.$$

DIMOSTRAZIONE. Assumendo uno spostamento non nullo, abbiamo che, per un generico vettore \mathbf{v}

$$\langle \mathbf{v}, \mathbf{x}(b) - \mathbf{x}(a) \rangle = \int_a^\beta \langle \mathbf{v}, \mathbf{x}'(u) \rangle \, du \leq \|\mathbf{v}\| \int_a^\beta \|\mathbf{x}'(u)\| \, du = \|\mathbf{v}\| \ell(\Gamma).$$

Scegliendo $\mathbf{v} = \mathbf{x}(b) - \mathbf{x}(a)$ si prova la tesi. \square

TEOREMA 1.3. *Due curve regolari equivalenti $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\mathbf{y}: J \rightarrow \mathbb{R}^n$ hanno la stessa lunghezza, quando finita.*

DIMOSTRAZIONE. La dimostrazione si basa sul fatto che, supponendo per esempio $\tau'(u) > 0$ la riparametrizzazione che permette di passare da \mathbf{x} a \mathbf{y} , $\|\mathbf{x}'(u)\| = \|\mathbf{y}'(\tau(u))\|\tau'(u)$, per cui $\ell(\Gamma) = \int_I \|\mathbf{x}'(u)\| \, du = \int_I \|\mathbf{y}'(\tau(u))\|\tau'(u) \, du = \int_J \|\mathbf{y}'(\tau)\| \, d\tau$. La dimostrazione è analoga se $\tau'(u) < 0$. \square

1.2. Parametrizzazione intrinseca. Data una curva regolare $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$, con $I \subseteq \mathbb{R}$, esiste una speciale curva equivalente $\gamma: J \rightarrow \mathbb{R}^n$ ottenuta introducendo la parametrizzazione

$$s(u) := \int_{u_0}^u \|\mathbf{x}'(v)\| \, dv,$$

dove $u_0 \in I$ è un punto scelto arbitrariamente e che svolge il ruolo speciale di “origine” nella nuova parametrizzazione, mentre $J \subseteq \mathbb{R}$ è l’immagine di I tramite s . La funzione s è tale che $s(u_0) = 0$, mentre $|s(u)|$ è la lunghezza della restrizione di \mathbf{x} all’intervallo di estremi u e u_0 . Tale parametrizzazione della curva si dice *intrinseca* e preserva la direzione di percorrenza della curva originale. La funzione s è strettamente monotona con derivata non nulla, quindi invertibile, e fornisce la cosiddetta *ascissa curvilinea* lungo la curva. La curva

$$\gamma := \mathbf{x} \circ s^{-1}$$

perciò è tale che $\|\gamma'(s)\| = 1$ per ogni $s \in J$.

1.3. Integrali curvilinei e campi vettoriali. Alla luce di quanto detto, si può in generale definire un *integrale curvilineo*, ovvero l'integrale di un lungo una curva. Sia $U \subseteq \mathbb{R}^n$ un aperto. Un campo vettoriale d -dimensionale su U è una applicazione $\mathbf{F}: U \rightarrow \mathbb{R}^d$. Se $d = 1$, si dice che il campo è *scalare*. Evidentemente, il concetto di campo coincide con quello di funzione: la terminologia viene utilizzata per esaltare il fatto che $\mathbf{F}(\mathbf{x})$ va inteso come un oggetto d -dimensionale *applicato* in \mathbf{x} .

L'integrale di un campo scalare $F: U \rightarrow \mathbb{R}$ lungo una curva regolare $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ di supporto $\Gamma \subset U$ è definito come

$$(A.3) \quad \int_{\mathbf{x}} f \, d s := \int_I f(\mathbf{x}(u)) \|\mathbf{x}'(u)\| \, d u.$$

Questo integrale è detto *integrale di linea di prima specie*. L'integrale di un campo vettoriale n -dimensionale $\mathbf{F}: U \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ lungo una curva \mathbf{x} con supporto $\Gamma \subset U$ è dato da

$$\int_{\mathbf{x}} \langle \mathbf{F}, d\mathbf{x} \rangle := \int_I \langle \mathbf{F}(\mathbf{x}(u)), \mathbf{x}'(u) \rangle \, d u.$$

Questo tipo di integrale è detto *integrale di linea di seconda specie*.

Se \mathbf{x} e \mathbf{y} sono curve equivalenti, il valore di un integrale di linea su \mathbf{x} ha lo stesso valore del corrispondente integrale di linea su \mathbf{y} : in altre parole, esattamente come avviene per la lunghezza, il suo valore dipende dal *sostegno* della curva, e non da come questa è parametrizzata (purché la parametrizzazione sia regolare).

Esercizio A.1 — Dimostrare l'ultima affermazione del precedente paragrafo.

Il concetto di campo vettoriale è a volte associato a quello di *curva integrale* secondo la seguente definizione.

DEFINIZIONE 1.5 (Curva integrale). Una curva $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ si dice *curva integrale* del campo vettoriale $\mathbf{F}: U \subseteq \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ se per ogni $u \in I$ si ha che $\mathbf{x}(u) \in U$ e inoltre $\mathbf{x}'(u) = \mathbf{F}(\mathbf{x}(u))$. Un campo vettoriale si dice *completo* se ogni punto \mathbf{x} del suo dominio ammette una curva integrale con dominio \mathbb{R} .

La condizione $\mathbf{F}(\mathbf{x}(u)) = \mathbf{x}'(u)$ può essere letta come una equazione differenziale ordinaria del primo ordine: insieme al teorema di Cauchy, implica che esiste sempre, unica, una curva integrale di un campo vettoriale passante per un dato punto, purché il campo sia sufficientemente regolare, ovvero almeno lipschitziano.

1.4. Teorema di Frenet. Focalizziamoci ora su curve *in dimensione $n = 3$* . Sia γ una curva regolare parametrizzata intrinsecamente, $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^3$, $I \subseteq \mathbb{R}$. Abbiamo già introdotto il versore tangente alla curva: poiché stiamo assumendo una parametrizzazione intrinseca¹

$$\hat{\mathbf{v}}(s) = \gamma'(s),$$

essendo la condizione di normalizzazione realizzata automaticamente poiché $\|\gamma'(s)\| = 1$. È possibile introdurre un *secondo versore* di interesse, detto *versore normale principale*, come segue.

DEFINIZIONE 1.6 (Versore normale principale). Sia $\mathbf{x}: I \rightarrow \mathbb{R}^3$ una curva regolare con parametrizzazione intrinseca avente componenti di classe C^2 . Nei punti in cui $\gamma''(s) \neq \mathbf{0}$ è definito il *versore normale principale*

$$\hat{\mathbf{n}}(s) := \frac{1}{\kappa(s)} \gamma''(s) = \frac{1}{\kappa(s)} \hat{\mathbf{v}}'(s), \quad \kappa(s) := \|\gamma''(s)\|,$$

dove $\kappa(s)$ è detta *curvatura* della curva e

$$R(s) := \frac{1}{\kappa(s)}$$

è detto *raggio di curvatura* della curva in $\gamma(s)$. Se $\kappa(s) \neq 0$ per ogni s , la curva è detta *non-degenera*.

¹Da qui in poi ometteremo il pedice in $\hat{\mathbf{v}}$ per semplicità a meno di ambiguità.

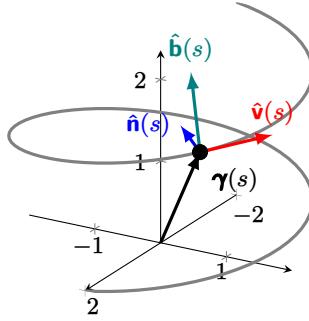


FIGURA 1. Curva in \mathbb{R}^3 con rappresentazione della sua terna intrinseca in una certa posizione.

Ove definito, il versore $\hat{n}(s)$ è ortogonale a $\hat{v}(s)$, essendo

$$0 = \frac{d\|\hat{v}(s)\|^2}{ds} = 2\kappa(s)\langle \hat{n}(s), \hat{v}(s) \rangle.$$

I due versori \hat{v} e \hat{n} possono essere utilizzati per costruire una base ortonormale in \mathbb{R}^3 dipendente dal punto $\gamma(s)$ sotto le ipotesi che in tale punto la curva sia regolare e non degenere. Basta infatti introdurre il seguente terzo elemento.

DEFINIZIONE 1.7 (Versore binormale). Il vettore unitario

$$\hat{b}(s) := \hat{v}(s) \wedge \hat{n}(s)$$

è detto *versore binormale*.

Per meglio comprendere il significato geometrico dei versori \hat{n} e \hat{b} , consideriamo il fascio di piani passante per un certo punto $\gamma(s_0)$ della curva è identificato da $\gamma(s_0)$ stesso e da tutti i possibili versori $\hat{\nu}$, di modo che un punto $x \in \mathbb{R}^3$ appartiene all'elemento del fascio di versore $\hat{\nu}$ se $\langle x - \gamma(s_0), \hat{\nu} \rangle = 0$. D'altra parte, la distanza tra un punto della curva di ascissa curvilinea s e lo stesso piano è

$$h(s) := \langle \gamma(s) - \gamma(s_0), \hat{\nu} \rangle.$$

Naturalmente $h(s_0) = 0$, mentre

$$h'(s_0) = \langle \hat{v}(s_0), \hat{\nu} \rangle, \quad h''(s_0) = \kappa(s_0) \langle \hat{n}(s_0), \hat{\nu} \rangle.$$

Entrambe queste relazioni sono pari a zero se scegliamo $\hat{\nu} = \hat{b}(s_0)$, rendendo $h(s) = o((s - s_0)^2)$ in un intorno di s_0 . Il piano ottenuto è detto *piano osculatore*. In questo piano, consideriamo ora un cerchio tangente alla curva in $\gamma(s_0)$ di raggio R : il suo centro sarà quindi² $x(s_0) = \gamma(s_0) \pm R\hat{n}(s_0)$. Introduciamo

$$g(s) = \|\gamma(s) - \gamma(s_0)\| - R,$$

dove s è intesa in un intorno di s_0 . Abbiamo che $g(s_0) = 0$, mentre

$$g'(s_0) = \frac{1}{R} \langle \gamma(s_0) - x(s_0), \hat{v}(s_0) \rangle = 0, \quad g''(s_0) = \frac{1 - \kappa(s_0)R}{R}.$$

Il secondo termine è nullo precisamente se $R = \kappa^{-1}(s_0)$: con questa scelta, $g(s) = O((s - s_0)^3)$ nel punto di tangenza tra curva e cerchio: con questa scelta, cioè, si ottiene il cerchio che meglio approssima la curva nel piano osculatore, detto *cerchio osculatore*. Si noti che la posizione dei centri dei raggi osculatori $x(s)$, con $s \in I$, descrive essa stessa una curva.

Nel caso $n = 3$, quindi, la terna introdotta fornisce, localmente, una base, che “evolve” lungo la curva. Per studiarne l’evoluzione, discuteremo il cosiddetto *teorema di Frenet*. Vale il seguente teorema.

²Possiamo in effetti identificare *due* possibili cerchi tangenti alla curva nel piano osculatore, da cui il doppio segno di fronte a $R\hat{n}(s)$.

TEOREMA 1.4 (Frenet). *Sia $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^3$ una curva regolare non-degenere di classe C^3 , parametrizzata naturalmente. Valgono le seguenti equazioni di Frenet*

$$(A.4) \quad \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{v}}'(s) \\ \hat{\mathbf{n}}'(s) \\ \hat{\mathbf{b}}'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \kappa(s) & 0 \\ -\kappa(s) & 0 & -\chi(s) \\ 0 & \chi(s) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{v}}(s) \\ \hat{\mathbf{n}}(s) \\ \hat{\mathbf{b}}(s) \end{pmatrix}$$

dove la funzione $\chi: I \rightarrow \mathbb{R}$ è detta torsione.

DIMOSTRAZIONE. Indichiamo per brevità $\mathbf{U}(s) := (\hat{\mathbf{v}}(s), \hat{\mathbf{n}}(s), \hat{\mathbf{b}}(s))^\top$. Allora esiste una matrice $\mathbf{O}_s(\sigma) \in \text{SO}(3)$, dipendente da s , tale che $\mathbf{U}(s + \sigma) = \mathbf{R}_s(\sigma)\mathbf{U}(s)$ e che $\mathbf{R}_s(0) = \mathbf{I}$, matrice identità in \mathbb{R}^3 . In particolare

$$\mathbf{U}'(s) = \lim_{\sigma \rightarrow 0} \frac{\mathbf{R}_s(\sigma) - \mathbf{I}}{\sigma} \mathbf{U}(s) = \mathbf{Y}_s \mathbf{U}(s), \quad \mathbf{Y}_s := \mathbf{R}'_s(0).$$

La matrice $\mathbf{R}_s(\sigma)$ ha derivata \mathbf{Y}_s antisimmetrica per il Lemma 3.1. La sua prima riga ha $\kappa(s)$, come nella tesi, come unico elemento non nullo per definizione, per cui basta indicare come $\chi(s)$ l'unico elemento non specificato dalle definizioni già date. \square

Sotto determinate condizioni di regolarità, esiste una relazione *univoca* tra una curva passante per un punto e la coppia torsione e curvatura, come mostrato dal seguente risultato.

TEOREMA 1.5. *Siano date due funzioni $\kappa(s) > 0$ e $\chi(s)$ continue con derivate continue sull'intervallo $I \subseteq \mathbb{R}$. Esiste allora un'unica curva $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^3$ (a meno di congruenze) avente curvatura $\kappa(s)$ e torsione $\chi(s)$.*

DIMOSTRAZIONE. Le equazioni di Frenet implicano che $\hat{\mathbf{v}}(s)$ soddisfa la seguente equazione:

$$(A.5) \quad \hat{\mathbf{v}}'' - \frac{\kappa'}{\kappa} \hat{\mathbf{v}}' + \kappa^2 \hat{\mathbf{v}} + \chi \hat{\mathbf{v}} \wedge \hat{\mathbf{v}}' = \mathbf{0},$$

che corrisponde ad una equazione differenziale del terzo ordine per $\gamma(s)$, dato che $\hat{\mathbf{v}} = \gamma'$. Per derivare questa equazione, basta osservare che

$$\hat{\mathbf{v}}'' = \kappa' \hat{\mathbf{n}} + \kappa \hat{\mathbf{n}}' = \frac{\kappa'}{\kappa} \hat{\mathbf{v}}' - \kappa^2 \hat{\mathbf{v}} - \chi \hat{\mathbf{b}}$$

e sostituire la definizione di $\hat{\mathbf{b}}$. Poste quindi un insieme di condizioni iniziali $\gamma(0) = \gamma_0$, $\gamma'(0) = \hat{\mathbf{v}}_0$, e $\gamma''(0) = \kappa(0) \hat{\mathbf{n}}_0$, che impongono la posizione γ_0 , la direzione $\hat{\mathbf{v}}_0$ e la direzione della curvatura $\hat{\mathbf{n}}_0$ nel punto di origine $\gamma(0)$, la soluzione è unica purché la curvatura si mantenga non nulla come per ipotesi al variare di s . \square

L'analisi fatta finora ha utilizzato l'ipotesi che la curva fosse parametrizzata naturalmente. Se così non è, e disponiamo di una curva regolare $\mathbf{x}: J \rightarrow \mathbb{R}^3$, sia $s: J \rightarrow I$ l'ascissa curvilinea, di modo che $\mathbf{x} = \gamma \circ s$ dove $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^3$ è la parametrizzazione intrinseca equivalente. Supponendo γ non degenere ed applicando il teorema della funzione composta, la "velocità" associata alla parametrizzazione \mathbf{x} in u risulta parallela al versore tangente

$$\mathbf{x}'(u) = \gamma'(s) \Big|_{s=s(u)} \quad s'(u) = s'(u) \hat{\mathbf{v}}(s(u))$$

mentre l'"accelerazione" è

$$\mathbf{x}''(u) = s''(u) \hat{\mathbf{v}}(s(u)) + (s'(u))^2 \kappa(s(u)) \hat{\mathbf{n}}(s(u)),$$

dove si vede che quest'ultima ha due componenti, una tangente e una ortogonale alla curva e la cui intensità degrada con l'aumentare del raggio di curvatura. Incidentalmente, le formule sopra permettono di scrivere $\kappa(s)$ in termini di \mathbf{x}' ed \mathbf{x}'' , di modo che, se $s = s(u)$,

$$\kappa(s(u)) = \frac{1}{\|\mathbf{x}'(u)\|^2} \left\| \mathbf{x}''(u) - \frac{\langle \mathbf{x}'(u), \mathbf{x}''(u) \rangle}{\|\mathbf{x}'(u)\|^2} \mathbf{x}'(u) \right\|.$$