

VINCOLI IDEALI

CARLANGELO LIVERANI

1. UN SISTEMA VINCOLATO

Nella vita di tutti i giorni siamo adusi a sistemi vincolati, ovvero sistemi i cui moti sono sottoposti a limitazioni. Per esempio un tram è limitato a muoversi sulle rotaie oppure i vari punti di un corpo solido sono limitati a muoversi tutti di concerto in modo da mantenere la forma del corpo. Se adottiamo il modello del moto dato dalle leggi di Newton, allora deve essere che queste limitazioni sono dovute a forze che agiscono sui corpi o sulle loro parti.

Vediamo di essere più precisi: si consideri un sistema con N particelle in \mathbb{R}^3 soggette ad $m < 3N$ vincoli specificati da un funzione $\Phi \in \mathcal{C}^1(\mathbb{R}^{2N}, \mathbb{R}^m)$ attraverso la condizione

$$(1.1) \quad \Phi(x) = 0.$$

Se il vincolo di cui sopra fosse esattamente rispettato allora le equazioni del moto sarebbero $3N$ equazioni del tipo

$$(1.2) \quad M\ddot{x} = F + R$$

dove M è una matrice definita positiva rappresentate le masse, F sono le forze esterne applicate ai punti mentre R sono le reazioni vincolari che fanno sì che i moti soddisfino i vincoli (1.1). Ovviamente le forze R sono incognite dunque abbiamo $6N$ funzioni incognite e $3N + m < 6N$ equazioni. Dunque il problema non è ben determinato e quindi occorre introdurre qualche altra condizione per determinare la soluzione in maniera univoca. Non è tuttavia chiaro quale altra condizione imponesse che possa avere una validità abbastanza generale ed indipendente dalle proprietà peculiari del sistema considerato. Allo scopo di farci una idea di cosa sia ragionevole risolveremo esplicitamente un semplice caso concreto: un pendolo.

2. UN PENDOLO (NON DEL TUTTO) IDEALE

Consideriamo un punto materiale di massa m soggetto alla forza di gravità ed ad una forza interna determinata dal potenziale $V_\varepsilon(x) = \frac{1}{2}\varepsilon^{-2}(\ell - \|x\|)^2$, ovvero una molla di costante ε^{-2} e lunghezza a riposo ℓ . Tale molla rappresenta un modello dell'asta a cui è attaccato il punto materiale: una asta di peso trascurabile, di lunghezza circa ℓ e di grande rigidità (e quindi poco deformabile). Infatti per deformare la lunghezza della barra occorre una energia di ordine ε^{-2} .¹ Per semplicità

Date: Versione di April 24, 2015.

¹ In realtà l'asta stessa è composta da moltissimi punti materiali uniti da forze che possiamo modellizzare con molle. Il nostro modello rappresenta quindi l'effetto cumulativo di tutte queste forze interne.

assumeremo $x \in \mathbb{R}^2$, un piano verticale. Le equazioni del moto sono dunque

$$(2.1) \quad \begin{aligned} m\ddot{x} &= -mg(0, 1) + \frac{1}{\varepsilon^2 \|x\|} (\ell - \|x\|)x \\ x(0) &= \bar{x} ; \dot{x}(0) = v. \end{aligned}$$

Sia x_ε l'unica soluzione di (2.1),² la domanda naturale è di chiedersi se esiste un limite per $\varepsilon \rightarrow 0$. Se così fosse, allora il moto limite potrebbe suggerire un naturale candidato per un punto materiale che si muove sotto l'influenza della forza di gravità e sottoposto al vincolo $\Phi(x) := \ell - \|x\| = 0$ e dal suo studio potremmo desumere eventuali condizioni ragionevoli a cui devono soddisfare le reazioni vincolari R . Procediamo quindi allo studio di (2.1).

Per cominciare si ricordi che l'energia

$$E = \frac{1}{2}m\langle \dot{x}, \dot{x} \rangle + mgx_2 + \frac{1}{2}\varepsilon^{-1}(\ell - \|x\|)^2 = \frac{1}{2}m\langle v, v \rangle + mg\bar{x}_2 + \frac{1}{2}\varepsilon^{-2}(\ell - \|\bar{x}\|)^2$$

è una quantità conservata. È quindi naturale richiedere che l'energia iniziale sia indipendente da ε , questo significa che deve esistere ξ_0 tale che

$$|\ell - \|\bar{x}\|| = \varepsilon \xi_0.$$

Consideriamo dunque condizioni iniziali in cui v non dipende da ε mentre $\bar{x} = (\ell + \varepsilon\xi_0)(\cos \theta_0, \sin \theta_0)$, con θ_0 indipendente da ε .

Dunque $E = \frac{1}{2}m\langle v, v \rangle + mg(\ell + \varepsilon\xi_0) \sin \theta_0 + \frac{1}{2}\xi_0^2$.

A questo punto risulta conveniente riscrivere tutte le quantità di interesse in coordinate polari, ovvero porre $x = \rho v(\theta)$ dove $v(\theta) = (\cos \theta, \sin \theta)$. Un conto diretto mostra che

$$\begin{aligned} m\ddot{\rho} - m\rho\dot{\theta}^2 &= -mg \sin \theta + \varepsilon^{-2}(\ell - \rho) \\ 2m\dot{\rho}\dot{\theta} + m\rho\ddot{\theta} &= -mg \cos \theta. \end{aligned}$$

Ripensando all'analisi precedente sembra poi naturale porre $\rho = \ell + \varepsilon\xi$. In queste nuove variabili si ha

$$(2.2) \quad \begin{aligned} m\varepsilon\ddot{\xi} - m(\ell + \varepsilon\xi)\dot{\theta}^2 &= -mg \sin \theta - \varepsilon^{-1}\xi \\ 2m\varepsilon\dot{\xi}\dot{\theta} + m(\ell + \varepsilon\xi)\ddot{\theta} &= -mg \cos \theta, \end{aligned}$$

inoltre $E = \frac{m}{2}(\varepsilon^2\dot{\xi}^2 + (\ell + \varepsilon\xi)^2\dot{\theta}^2) + mg(\ell + \varepsilon\xi) \sin \theta + \frac{1}{2}\xi^2$. Questo implica immediatamente che $\xi, \dot{\theta}$ e $\varepsilon\dot{\xi}$ sono uniformemente limitate in t e ε . Da questo e dalla seconda delle (2.2) segue che anche $\ddot{\theta}$ è uniformemente limitata. Possiamo quindi usare Ascoli-Arzelà per trovare sottosuccessioni $\{\varepsilon_j\}$ tali che $\theta_{\varepsilon_j}, \dot{\theta}_{\varepsilon_j}$ convergono uniformemente a funzioni $\theta_*, \dot{\theta}_*$. A questo punto conviene moltiplicare la seconda delle (2.2) per $(\ell + \varepsilon\xi)$ e riscriverla come

$$\frac{d}{dt} [(\ell + \varepsilon\xi)^2\dot{\theta}] = -g(\ell + \varepsilon\xi) \cos \theta.$$

Si noti che non sappiamo se $\ddot{\theta}_{\varepsilon_j}$ converge, sarebbe quindi meglio avere una equazione in cui questa quantità non compare. A questo scopo basta integrare l'equazione di

² Nel seguito spesso sopprimeremo la sottoscritta ε , quando questo non crea confusione, per alleggerire la notazione.

cui sopra per ottenere

$$(\ell + \varepsilon \xi_{\varepsilon_j}(t))^2 \dot{\theta}_{\varepsilon_j}(t) = (\ell + \varepsilon \xi_{\varepsilon_j}(0))^2 \dot{\theta}_{\varepsilon_j}(0) - \int_0^t g(\ell + \varepsilon \xi_{\varepsilon_j}(s)) \cos \theta_{\varepsilon_j}(s) ds.$$

Possiamo ora prendere il limite per $j \rightarrow \infty$ e otteniamo

$$\ell^2 \dot{\theta}_*(t) = \ell^2 \dot{\theta}_*(0) - \int_0^t g \ell \cos \theta_*(s) ds,$$

questa equazione mostra che θ_* è una funzione liscia e si può quindi differenziare ottenendo

$$(2.3) \quad \ell^2 \ddot{\theta}_*(t) = -g \ell \cos \theta_*(t).$$

Poichè, date le condizioni iniziali tale equazione ha una unica soluzione, questo implica che esiste il limite di θ_ε e $\dot{\theta}_\varepsilon$, uniformemente, quando $\varepsilon \rightarrow 0$. Dunque θ_* è unicamente determinato e dunque il moto θ_ε converge uniformemente (assieme alla sua derivata) a quello di un pendolo ideale descritto dalla (2.3).

Il trucco che abbiamo usato per eliminare $\dot{\xi}$ è un molto carino, e anche profondo, ma ha lo svantaggio che non ci dice un gran che sul moto di ξ , mentre una maggiore comprensione di tale moto era appunto la motivazione del nostro modello. Per ottenere una migliore comprensione di ξ occorre tuttavia risolvere tutto il sistema di equazioni differenziali, questo richiede ulteriore lavoro.

Per semplificare la notazione, cominciamo con l'introdurre le funzioni $\bar{\varphi}(t) = (0, \varphi(t))$ e $\varphi(t) = (\ell + \varepsilon \xi)\dot{\theta}^2 - g \sin \theta$. Ovviamente φ è una funzione incognita, visto che dipende dalle soluzioni dell'equazione differenziale, tuttavia nulla ci impedisce di pensarla come una funzione data di t e risolvere il sistema lineare non omogeneo in tal modo ottenuto col metodo della variazione delle costanti (anzi, useremo una tecnica leggermente più generale che, se volete fare più scena, potete chiamare *principio di Duhamel*). Ovviamente la "soluzione" sarà implicita e costituirà semplicemente un'altra equazione per le variabili ξ, θ , tuttavia tale equazione sarà molto più semplice da analizzare. Per procedere con questa strategia, notiamo che la prima delle (2.2) si può riscrivere in modo più utile, introducendo le funzioni $z = (\xi, \eta)$, come

$$\dot{z} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\frac{1}{\varepsilon^2 m} & 0 \end{pmatrix} z + \varepsilon^{-1} \bar{\varphi} =: Az + \varepsilon^{-1} \bar{\varphi}.$$

Cercando una soluzione del tipo $z = e^{At} \zeta$ si ha

$$z(t) = e^{At} z(0) + \varepsilon^{-1} \int_0^t e^{A(t-s)} \bar{\varphi}(s) ds.$$

Poichè $A^2 = -\frac{1}{\varepsilon^2 m} \mathbf{1}$, usando la definizione per serie dell'esponenziale, segue che

$$e^{At} = \mathbf{1} \cos\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + A\sqrt{m\varepsilon} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right).$$

Possiamo quindi riscrivere l'equazione cercata come:

$$(2.4) \quad \xi(t) = \xi_0 \cos\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \dot{\xi}(0) \varepsilon \sqrt{m} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \sqrt{m} \int_0^t \varphi(s) \sin\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds.$$

Quindi per capire come è fatta ξ occorre studiare l'ultimo integrale:

$$\begin{aligned}
 \int_0^t \varphi(s) \sin\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds &= \sqrt{m\varepsilon} \int_0^t \varphi(s) \frac{d}{ds} \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds \\
 (2.5) \quad &= \sqrt{m\varepsilon} \left[\varphi(t) - \varphi(0) \cos\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) \right] - \sqrt{m\varepsilon} \int_0^t \varphi'(s) \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds \\
 &= \mathcal{O}(\varepsilon \|\varphi\|_\infty + \varepsilon t \|\varphi'\|_\infty).
 \end{aligned}$$

Poichè dalle considerazioni precedenti sappiamo che φ e φ' sono uniformemente limitate, abbiamo ottenuto

$$(2.6) \quad \xi(t) = \xi_0 \cos\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \dot{\rho}(0) \sqrt{m} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \mathcal{O}(\varepsilon t).$$

3. CONCLUSIONI

Che cosa abbiamo dunque imparato dalla massa di conti della sezione precedente?

Prima di tutto il nostro modello di vincolo ha fatto quello che ci aspettavamo: nel limite il moto avviene come se la molla fosse inchiodata alla lunghezza ℓ e le equazioni del moto fossero quelle di un pendolo ideale di lunghezza ℓ . Abbiamo scoperto la presenza di rapide vibrazioni che tuttavia non influenzano sostanzialmente il moto di θ e $\dot{\theta}$. In particolare, l'equazione (2.3) ha associata la sua energia, ovvero la quantità $\frac{\ell}{2} \dot{\theta}^2 + mg \sin \theta$ che è conservata. Questo significa che le vibrazioni (dovute alle forze interne del vincolo) non trasmettono energia al moto della variabile vincolata θ (almeno, non in tempi che non crescano essi stessi con ε^{-1}), ovvero *non fanno lavoro*.

In conclusione, abbiamo ottenuto il seguente suggerimento per una condizione da imporre alle reazioni vincolari R in (1.2): se v è la velocità di un moto permesso dal vincolo nel punto x , ovvero $D\Phi(x)v = 0$ allora deve essere

$$(3.1) \quad \langle R, v \rangle = 0$$

ovvero, appunto, *il lavoro fatto dalle reazioni vincolari è nullo*.³ La condizione (3.1) viene comunemente chiamata *principio dei lavori virtuali*. Poichè (se $D\Phi$ ha rango massimo) i moti possibili indipendenti sono $3N - m$ ora abbiamo $3N$ (le equazioni di Newton) $+ m$ (i vincoli) $+ 3N - m$ (il principio dei lavori virtuali) $= 6N$ equazioni per, appunto, $6N$ funzioni incognite. Sembra quindi che ora sia possibile cercare di risolvere le equazioni del moto in maniera univoca.

Ne segue che è ragionevole assumere che un *vincolo ideale* possa essere modellizzato da reazioni vincolari che soddisfano il principio dei lavori virtuali.

4. QUANTO È BUONO IL NOSTRO MODELLO?

Se uno vuole continuare l'analisi del nostro pendolo viene naturale il seguente esercizio.

Esercizio 4.1. *Si cerchi di raffinare l'analisi della sezione 2 in modo da capire cosa succede con più precisione e per tempi più lunghi.*

³ Il lavoro è dato dallo spostamento per la forza, quindi a rigore la (3.1) da la sua derivata, ovvero la *potenza*. Comunque se la potenza è nulla, nullo sarà anche il suo integrale, il lavoro, appunto.

Per risolvere tale esercizio occorre una migliore comprensione dell'integrale nella seconda riga dell'equazione (2.5). Usando la seconda delle equazioni (2.2) si ha

$$(4.1) \quad \int_0^t \varphi'(s) \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds = \int_0^t \left[2(\ell + \varepsilon\xi)\dot{\theta}\ddot{\theta} + \varepsilon\dot{\xi}\dot{\theta}^2 - \dot{\theta}g \cos\theta\right](s) \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds \\ = -3 \int_0^t \left[\varepsilon\dot{\xi}\dot{\theta}^2 + \dot{\theta}g \cos\theta\right](s) \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds.$$

Si noti che il termine $\dot{\theta}g \cos\theta$ è limitato assieme alla sua derivata e può quindi essere stimato con lo stesso metodo usato nella equazione (2.5). D'altro canto, differenziando (2.4) e argomentando come in (2.5), si ottiene

$$(4.2) \quad \varepsilon\dot{\xi}(t) = -\frac{\xi_0}{\sqrt{m}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \dot{\rho}(0) \cos\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \int_0^t \varphi(s) \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds \\ = -\frac{\xi_0}{\sqrt{m}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \dot{\rho}(0) \cos\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \mathcal{O}(\varepsilon t).$$

Sostituendo la relazione qui sopra in (4.1) si ottiene, per $t \geq 1$,

$$\int_0^t \varphi'(s) \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds = -3 \int_0^t \frac{\xi_0}{\sqrt{m}} \sin\left(\frac{s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) \dot{\theta}(s)^2 \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds \\ + 3 \int_0^t \dot{\rho}(0) \cos\left(\frac{s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) \dot{\theta}(s)^2 \cos\left(\frac{t-s}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) ds + \mathcal{O}(\varepsilon t^2) \\ = \mathcal{O}(\varepsilon t^2).$$

Dove, nell'ultima eguaglianza abbiamo argomento nuovamente come nella equazione (2.5).⁴

Ne segue che

$$\xi(t) = \xi_0 \cos\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \dot{\xi}(0)\varepsilon\sqrt{m} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right) + \sqrt{m\varepsilon} \left[\varphi(t) - \varphi(0) \cos\left(\frac{t}{\sqrt{m\varepsilon}}\right)\right] + \mathcal{O}(\varepsilon^2 t^2).$$

Si ricordi che $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \varphi = \ell\dot{\theta}_*^2 - g \sin\theta_*$ dove θ_* è la soluzione di (2.3). Abbiamo dunque calcolato esplicitamente la correzione di ordine ε e abbiamo scoperto che non cresce col tempo ma è uniformemente limitata (infatti compie un moto quasi-periodico con due frequenze: quella delle oscillazioni del vincolo all'ordine zero e quella del pendolo).

Sorge dunque il sospetto che ξ ceda pochissima energia, al moto descritto dalla variabile θ , per tempi molto più lunghi di quelli che abbiamo stimato. Questo risulta essere vero ma per dimostrarlo occorre sviluppare un apparato teorico che esula dagli scopi del presente corso. Ad ogni modo il lettore se ne può convincere continuando nello sforzo di raffinare le stime fin qui fatte nel tentativo di risolvere in maniera più compiuta l'esercizio 4.1.

CARLANGELLO LIVERANI, DIPARTIMENTO DI MATEMATICA, II UNIVERSITÀ DI ROMA (TOR VERGATA), VIA DELLA RICERCA SCIENTIFICA, 00133 ROMA, ITALY.

E-mail address: liverani@mat.uniroma2.it

⁴ In effetti, questa volta è un poco più complicato calcolare la primitiva, tuttavia lo si può fare facilmente ricordando le *formule di prostaferesi* (e voi che pensavate fossero inutili!).