

U. PORTO

FEUP **FACULDADE DE ENGENHARIA**
UNIVERSIDADE DO PORTO

Departamento de Engenharia Física

Sumários e Exames de Física 1, 2018

Jaime E. Villate

Porto, julho de 2018

Copyright © 2018, Jaime E. Villate

E-mail: villate@fe.up.pt

Publicado sob a licença *Creative Commons Atribuição-Partilha* (versão 3.0). Para obter uma cópia desta licença, visite

<http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>

ou envie uma carta para Creative Commons, 559 Nathan Abbott Way, Stanford, California 94305, USA.

Conteúdo

| | |
|--|------------|
| 1 Sumários | 1 |
| 1.1 Cinemática | 2 |
| 1.2 Cinemática vetorial | 10 |
| 1.3 Movimento curvilíneo | 20 |
| 1.4 Mecânica vetorial | 29 |
| 1.5 Dinâmica dos corpos rígidos | 38 |
| 1.6 Trabalho e energia | 55 |
| 1.7 Sistemas dinâmicos | 65 |
| 1.8 Mecânica lagrangiana | 72 |
| 1.9 Sistemas lineares | 80 |
| 1.10 Sistemas não lineares | 88 |
| 1.11 Ciclos limite e dinâmica populacional | 97 |
| 1.12 Sistemas caóticos | 106 |
| 2 Exames | 115 |
| 2.1 Exame de época normal | 115 |
| 2.1.1 Enunciado | 116 |
| 2.1.2 Resolução | 118 |
| 2.1.3 Cotações | 123 |
| 2.2 Exame de época de recurso | 123 |
| 2.2.1 Enunciado | 124 |
| 2.2.2 Resolução | 126 |
| 2.2.3 Cotações | 128 |
| Bibliografia | 131 |

Capítulo 1

Sumários

Disciplina Física 1.

Curso Mestrado Integrado em Engenharia Informática e Computação. Segundo semestre do primeiro ano.

Ano académico 2017–2018, segundo semestre.

Regente Jaime E. Villate.

Docentes António Lopes, João Manuel Viana Parente Lopes, Augusto Rodrigues e Jaime E. Villate.

Número de alunos 226.

Método de avaliação Distribuída (dois testes, 40%) com exame final (60%).

FÍSICA I - MIEIC . 2017-2018

Aula 1. 2018-02-06

Regente: Jaime Villate <villate@fe.up.pt>

Página Web da disciplina: <http://def.fe.up.pt/eicφφ1φ>

Bibliografia: Dinâmica e Sistemas Dinâmicos
(<http://def.fe.up.pt/dinamica>)

Enquadramento dentro do MIEIC.

Esta não é a disciplina tradicional de Física para engenharia, mas tem sido concebida para dar competências de ciência computacional, úteis em métodos numéricos, sistemas gráficos, motores de jogos e, em geral, em todas as áreas onde aparecem sistemas dinâmicos.

CINEMÁTICA

Descrição do movimento (sem tentar explicar a sua causa)

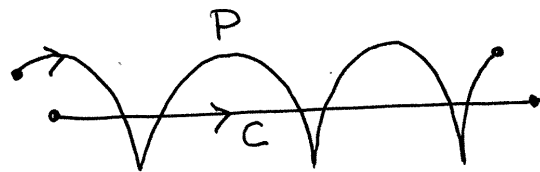
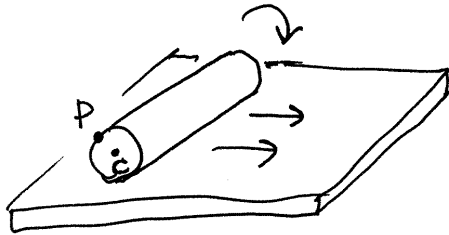
Movimento: mudança da posição de um objeto em diferentes instantes de tempo.

A posição determina-se por meio de algumas distâncias e/ou ângulos em relação a outros objetos (referencial) fixos.

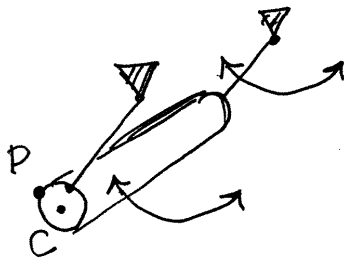
Como tal, o movimento e o repouso (ausência de movimento) são relativos (diferentes para diferentes referenciais)

Cada ponto num objeto em movimento descreve uma curva contínua no espaço, chamada **trajetória**

Exemplo 1. Cilindro a rodar sobre uma superfície
trajetórias de P e C:



Exemplo 2. O mesmo cilindro é pendurado de dois fios nos seus extremos, colados a dois pontos fixos de forma que o cilindro oscila como um pêndulo

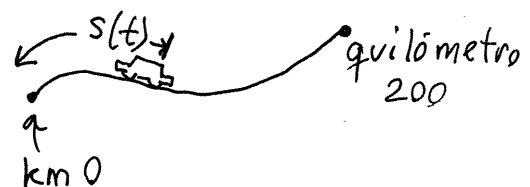


trajetórias de P e C:



As trajetórias de todos os pontos do cilindro são arcos de círculo, com o mesmo centro e o mesmo ângulo θ , mas raios diferentes. Basta saber a expressão $\theta(t)$ para qualquer tempo t , para conseguir determinar a trajetória de qualquer ponto do cilindro.

Exemplo 3. A posição dum automóvel numa autoestrada (se não interessa a sua inclinação) é dada por $s(t)$, que mede o comprimento de arco da autoestrada, desde a origem (quilómetro 0)



GRAUS DE LIBERDADE

Variáveis necessárias para determinar a posição dos pontos dum objeto, em qualquer instante.

Exemplo 2 → um único grau de liberdade, θ

Exemplo 3 → um único grau de liberdade, s

Exemplo 2 → dois graus de liberdade, porque bastam duas variáveis: $s =$ posição do ponto C
 $\theta =$ rotação em torno a C .

A Cada grau de liberdade está associada uma função contínua $S(t)$ (s pode ser um comprimento de arco ao longo de uma curva, um ângulo ou distância) e o conjunto dessas funções define a posição do objeto.

Cada função $s(t)$ define outras funções adicionais:

DESLOCAMENTO, Δs , num intervalo de tempo $[t_1, t_2]$

$$\Delta s = s(t_2) - s(t_1) \quad (\text{aumento da posição})$$

Note-se que Δs pode ser negativo.

$s(t_1)$ e $s(t_2)$ alteram-se se mudarmos a origem, mas Δs continua igual.

VELOCIDADE MÉDIA, \bar{v} , num intervalo $[t_1, t_2]$

$$\bar{v} = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{s(t_2) - s(t_1)}{t_2 - t_1} \quad \left(\begin{array}{l} \text{deslocamento por} \\ \text{unidade de tempo} \end{array} \right)$$

pode ter unidades: $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$, $\frac{\text{km}}{\text{h}}$, $\frac{1}{\text{s}}$ (radianos por segundo), ...

$\Delta t = t_2 - t_1$ é sempre positivo, mas Δs pode ter qualquer sinal, como tal, a velocidade média pode ser negativa, indicando aproximação da origem.

VELOCIDADE INSTANTÂNEA, $v(t)$, ou simplesmente "velocidade".

$$v(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{s(t+\Delta t) - s(t)}{(t+\Delta t) - t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \begin{array}{l} \text{derivada} \\ \text{de } s(t) \\ \text{em ordem} \\ \text{a } t \end{array}$$

representa-se como:

$$v(t) = \frac{ds}{dt}, \text{ ou ainda, } v(t) = \dot{s}$$

pode ser negativa; o seu valor absoluto chama-se rapidez.

ACELERAÇÃO TANGENCIAL MÉDIA

$$\bar{a}_t = \frac{v(t_2) - v(t_1)}{t_2 - t_1} = \begin{array}{l} \text{aumento da velocidade} \\ \text{por unidade de tempo} \end{array}$$

ACELERAÇÃO TANGENCIAL

$$a_t(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v(t+\Delta t) - v(t)}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} = \dot{v} = \ddot{s}$$

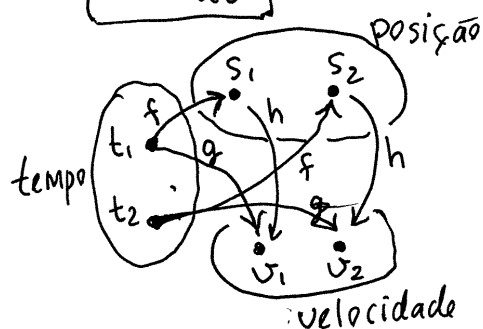
$v(t)$ é sempre função contínua e, por isso, $a_t(t)$ existe. No entanto, $a_t(t)$ pode ser função descontínua e, por isso, não definimos a derivada de a_t , que pode não existir.

Aula 2. 2018-02-08

EQUAÇÕES CINEMÁTICASposição: $s = f(t)$ = função contínua do tempo t

(1)
$$v = \frac{ds}{dt} = g(t)$$

(2)
$$a_t = \frac{dv}{dt}$$

existe então também uma função contínua $h: v = h(s)$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{ds} \frac{ds}{dt} = v \frac{dv}{ds}$$

$$\Rightarrow (3) \quad a_t = v \frac{dv}{ds}$$

Exemplo 1. A posição s de um objeto ao longo de uma curva é dada pela expressão $s = 3(1 - e^{-2t})$, em função do tempo t . Determine as expressões da velocidade e da aceleração tangencial.

$$v = \dot{s} = 6e^{-2t} \quad a_t = \ddot{s} = \dot{v} = -12e^{-2t}$$

Note-se que: $e^{-2t} = 1 - \frac{s}{3}$ e v pode escrever-se em função de s :

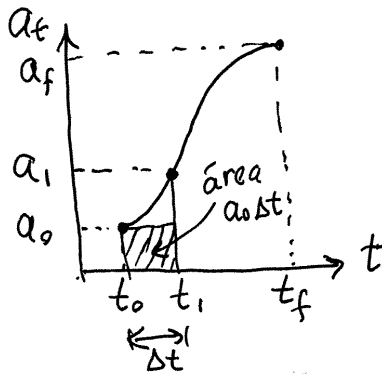
$$v = 6 - 2s \Rightarrow a_t = v \frac{dv}{ds} = (6 - 2s)(-2) = 4s - 12$$

que é equivalente a $a_t = -12e^{-2t}$:

$$4s - 12 = 4(3(1 - e^{-2t})) - 12 = 12 - 12e^{-2t} - 12 = -12e^{-2t}$$

se em vez de ser dada a expressão de s em função de t fosse dada a expressão $v = 6 - 2s$, pode obter-se a_t derivando $v = h(s)$ e $s(t)$ integrando a equação 1.
↖ a equação 3

INTEGRAÇÃO DAS EQUAÇÕES CINEMÁTICAS



em t_0 : velocidade v_0 ,
aceleração tang. a_0

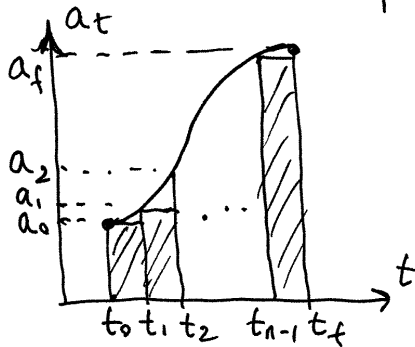
em t_f : v_f, a_f

seja $t_1 = t_0 + \Delta t$

$$\Rightarrow a_0 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_1 - v_0}{\Delta t}$$

$$\Rightarrow v_1 - v_0 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} a_0 \Delta t = \text{área sob a curva } a_t(t) \text{ entre } t_0 \text{ e } t_1.$$

Divide-se o intervalo em n subintervalos de comprimento $\Delta t = \frac{t_f - t_0}{n}$



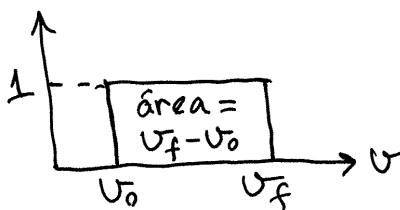
$$t_1 = t_0 + \Delta t, t_2 = t_0 + 2\Delta t, \dots, t_n = t_0 + n\Delta t = t_f$$

$v_f - v_0 =$ soma das áreas de todos os retângulos, no limite $\Delta t \rightarrow 0$, ou seja, $n \rightarrow \infty$

$$v_f - v_0 = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^{n-1} a_i \Delta t$$

esse somatório infinito chama-se **integral**, da função a_t , entre t_0 e t_f , e representa-se assim:

$$(4) \quad v_f - v_0 = \int_{t_0}^{t_f} a_t dt$$



Observe-se que $v_f - v_0$ é igual a $\int_{v_0}^{v_f} 1 dv$

$$\Rightarrow \int_{v_0}^{v_f} dv = \int_{t_0}^{t_f} a_t dt$$

Em vez de usarmos a equação (4), podemos obter o mesmo resultado aplicando o método descrito a seguir à equação (2).

MÉTODO DE SEPARAÇÃO DE VARIÁVEIS

Cada uma das equações diferenciais (1), (2) e (3) pode ser integrada usando este método. Por exemplo, a equação

$$(2): \quad a_t = \frac{dv}{dt}$$

1º passo: coloca-se cada diferencial a um dos dois lados da equação. $\rightarrow a_t dt = dv$

2º passo: coloca-se o símbolo de integração nos dois lados

$$\rightarrow \int a_t dt = \int dv$$

3º passo: indicam-se os limites de cada integral, que devem ser os valores iniciais e finais da respetiva variável no diferencial

$$\rightarrow \int_{t_0}^{t_f} a_t dt = \int_{v_0}^{v_f} dv \quad (\text{o mesmo resultado})$$

(4)

Neste caso, $\int_{v_0}^{v_f} dv = v_f - v_0$ e o integral no lado esquerdo só pode ser calculado se soubermos a expressão de a_t em função de t . Se soubéssemos a_t em função de v , a separação podia ser feita assim:

$$\int_{t_0}^{t_f} dt = \int_{v_0}^{v_f} \frac{dv}{a_t} \Rightarrow t_f - t_0 = \int_{v_0}^{v_f} \frac{dv}{a_t}$$

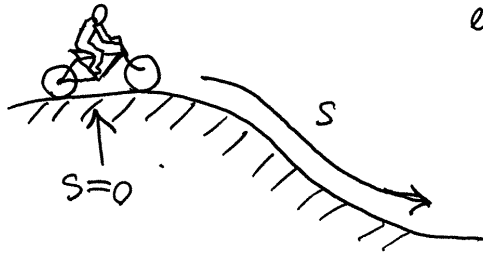
No caso da equação (1):

$$\int_{t_0}^{t_f} v dt = \int_{s_0}^{s_f} ds = s_f - s_0 \quad (\text{se soubermos } v(t))$$

$$\text{ou: } \int_{t_0}^{t_f} dt = \int_{s_0}^{s_f} \frac{ds}{v} \Rightarrow t_f - t_0 = \int_{s_0}^{s_f} \frac{ds}{v} \quad (\text{se soubermos } v(s))$$

e semelhante para a equação (3).

Exemplo 2.



O ciclista aplica os travões em $s=0$, fazendo diminuir a velocidade de acordo com a expressão:

$$v = \frac{1}{2} \sqrt{100 - s^2} \quad \left(\begin{array}{l} \text{unidades} \\ \text{SI} \end{array} \right)$$

até parar. Encontre o tempo que demora até parar.

Resolução: em t_0 , que podemos arbitrar $t_0 = 0$,
 $s_0 = 0$ e $v_0 = \frac{1}{2} \sqrt{100 - 0^2} = 5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

No instante final t_f , quando pára completamente,
 $v_f = 0$ e s_f obtém-se resolvendo a equação:

$$0 = \frac{1}{2} \sqrt{100 - s_f^2}$$

No Maxima:

$$\begin{array}{l} (\%i1) \text{ solve } (\text{sqrt}(100 - s_f^2)/2 = 0); \\ (\%o1) [s_f = -10, s_f = 10] \end{array} \Rightarrow s_f = 10\text{m}$$

A expressão para v pode substituir-se na equação 1, para obter uma relação entre s e t :

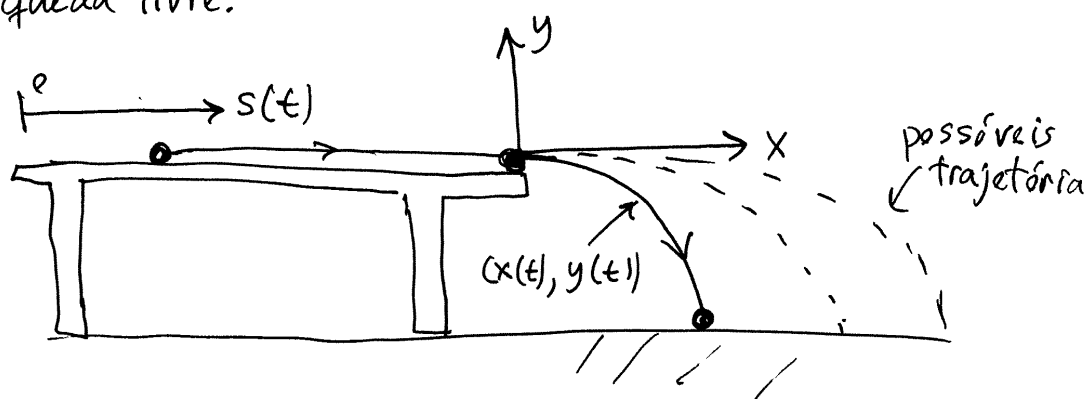
$$\frac{1}{2} \sqrt{100 - s^2} = \frac{ds}{dt} \Rightarrow \int_0^{t_f} dt = \int_0^{10} \frac{ds}{\frac{1}{2} \sqrt{100 - s^2}}$$

$$\Rightarrow t_f = \int_0^{10} \frac{2 ds}{\sqrt{100 - s^2}}$$

$$\begin{array}{l} (\%i2) \text{ integrate } (2/\text{sqrt}(100 - s^2), s, 0, 10); \\ (\%o2) \%pi \\ (\%i3) \text{ float } (\%o2); \\ (\%o3) 3.141592653589793 \end{array} \Rightarrow \text{resposta:} \\ \text{demora } 3.14 \text{ segundos}$$

LANÇAMENTO DE PROJÉTEIS

Berlinde em movimento numa mesa horizontal. Quando atinge a borda da mesa torna-se um projétil, em queda livre:



Sobre a mesa, o movimento tem apenas um grau de liberdade, $s(t)$.

Na queda livre, como a trajetória não é fixa, mas depende da velocidade na mesa, o movimento tem dois graus de liberdade, $x(t)$ e $y(t)$.

Para cada grau de liberdade há três equações cinemáticas:

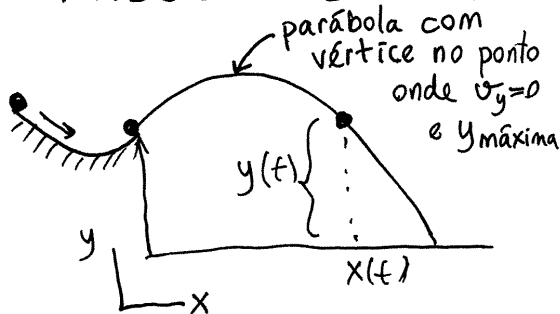
$$v_x = \dot{x}, \quad a_x = \dot{v}_x, \quad a_x = v_x \frac{dv_x}{dx}$$

$$v_y = \dot{y}, \quad a_y = \dot{v}_y, \quad a_y = v_y \frac{dv_y}{dy}$$

observe-se que em relação a $x(t)$, a direção tangente é o próprio eixo dos x e, por isso, $a_t = a_x$
Igual para $y(t)$: $a_t = a_y$

Aula 3. 2018-02-15

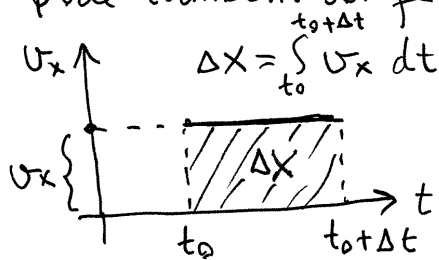
PROJÉTEIS



Se o projétil for muito mais denso que o ar e com forma aerodinâmica, observa-se que a velocidade em x , v_x , permanece constante e a aceleração do movimento em y , a_y também permanece const.

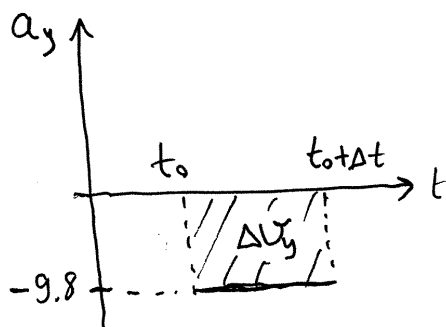
- v_x pode ter qualquer valor (não muito elevado, caso contrário a resistência do ar faz com que já não seja constante)
- a_y tem sempre o mesmo valor, em cada ponto geográfico na Terra. Se o eixo dos y aponta para cima, $\Rightarrow a_y = -g$ $g = \text{constante} \approx 9.8 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ (aceleração da gravidade)

Resolução das equações cinemáticas. Neste caso pode também ser feita de forma gráfica:



$$\Rightarrow \boxed{\Delta X = v_x \Delta t}$$

$$a_x = 0 \quad (\text{porque derivada de uma constante é } 0)$$



$$\Delta v_y = v_y - v_{y_0} = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} a_y dt$$

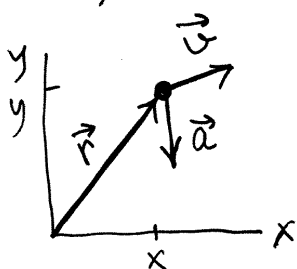
$$\Rightarrow \boxed{v_y = v_{y_0} - 9.8 \Delta t}$$

$$y - y_0 = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} v_y dt = v_{y_0} \Delta t - 9.8 \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} (t - t_0) dt$$

arbitrando $t_0 = 0$,

$$\boxed{y = y_0 + v_{y0}t - \frac{9.8}{2}t^2} \quad \text{e} \quad v_y = v_{y0} - 9.8t$$

VETORES POSIÇÃO, VELOCIDADE E ACELERAÇÃO.



$$\begin{aligned}\vec{r} &= x\hat{i} + y\hat{j} \\ \vec{v} &= v_x\hat{i} + v_y\hat{j} \\ \vec{a} &= a_x\hat{i} + a_y\hat{j}\end{aligned}$$

combinam-se
as variáveis
formando
vetores

O mesmo pode ser feito em 3 dimensões e para qualquer movimento. \vec{r} é formado por 3 funções contínuas do tempo:

$$\vec{r}(t) = x(t)\hat{i} + y(t)\hat{j} + z(t)\hat{k}$$

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{x(t+\Delta t) - x(t)}{\Delta t} \hat{i} + \frac{y(t+\Delta t) - y(t)}{\Delta t} \hat{j} + \frac{z(t+\Delta t) - z(t)}{\Delta t} \hat{k} \right)$$

$$= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} (\vec{r}(t+\Delta t) - \vec{r}(t)) \Rightarrow \boxed{\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}}$$

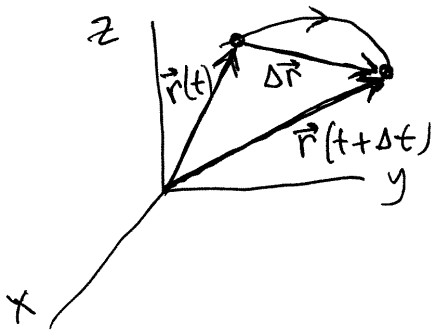
De forma semelhante, $\boxed{\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}}$

e as equações vetoriais inversas são:

$$\begin{cases} \vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \int \vec{v}(t) dt \\ \vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \int \vec{a}(t) dt \end{cases}$$

cada integral vetorial
são 3 integrais, das
3 componentes do
vetor.

VETOR DESLOCAMENTO



$$\Delta \vec{r} = \vec{r}(t+\Delta t) - \vec{r}(t)$$

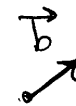
começa na posição definida por $\vec{r}(t)$ e termina na posição definida por $\vec{r}(t+\Delta t)$

É um vetor livre (\vec{r} não é livre)

VETORES LIVRES

Caracterizados por:

- Direção: \hat{a} (versor)
- Sentido
- Módulo (norma) $|\vec{a}|$



$$\vec{a} = \vec{b}$$

mesma norma, direção e sentido

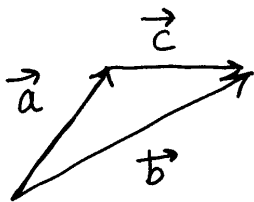
$$\vec{a} = |\vec{a}| \hat{a}$$

← versor

\hat{a} : mesma direção e sentido de \vec{a} , mas módulo igual a 1.

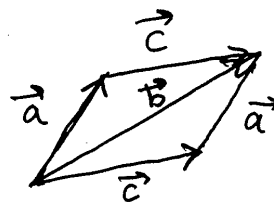
$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{c} = -2\vec{a} \\ \hat{c} = -\hat{a}, \text{ mesma direção mas sentidos opostos} \\ |\vec{c}| = 2|\vec{a}| \end{array} \right.$$

SOMA VETORIAL



$$\vec{c} = \vec{b} - \vec{a}$$

⇒



$$\vec{b} = \vec{a} + \vec{c} = \vec{c} + \vec{a}$$

regra do paralelogramo

Exemplo 2.1. A velocidade de uma partícula (em unidades SI) é dada pela função do tempo t :

$$\vec{v} = (5 - t^2 e^{-t/5}) \hat{i} + (3 - e^{-t/12}) \hat{j}$$

A partícula passa pela posição $(2\hat{i} + 5\hat{j})$ em $t=0$. Determine a sua posição, velocidade e aceleração em $t=15$ s.

Resolução. $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(5 - t^2 e^{-t/5}) \hat{i} + \frac{d}{dt}(3 - e^{-t/12}) \hat{j}$

$$\vec{a} = \left(\frac{t^2}{5} - 2t\right) e^{-t/5} \hat{i} + \frac{e^{-t/12}}{12} \hat{j}$$

Ou, no Maxima, representam-se os vetores por listas:

(%i1) v: [5 - t^2 * exp(-t/5), 3 - exp(-t/12)]\$

(%i2) a: diff(v, t);

(%o2) [$\frac{t^2 e^{-t/5}}{5} - 2t e^{-t/5}$, $\frac{e^{-t/12}}{12}$]

$$\vec{r} = 2\hat{i} + 5\hat{j} + \int_0^t (5 - t^2 e^{-t/5}) dt \hat{i} + \int_0^t (3 - e^{-t/12}) dt \hat{j}$$

(%i3) r: [2, 5] + integrate(v, t, 0, t);

(%o3) [$e^{-t/5} \dots$]

Valores de \vec{r} , \vec{v} e \vec{a} em $t=15$ s:

(%i4) fpprintprec: 3\$

(%i5) float(subst(t=15, [r, v, a]));

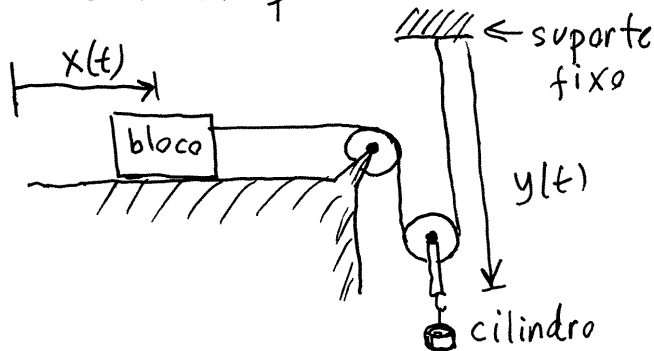
(%o5) [$-67.2, 41.4$], [$-6.2, 2.71$], [$0.747, 0.0239$]

$\leftarrow \vec{r}$ $\leftarrow \vec{v}$ $\leftarrow \vec{a}$

Aula 4. 2018-02-20

MOVIMENTOS DEPENDENTES

Exemplo. Um bloco desliza sobre uma mesa horizontal, ligado por uma corda, através de duas roldanas, a um cilindro que se desloca na vertical

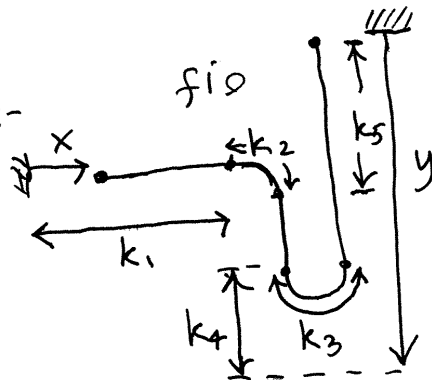


Ha dois movimentos: o movimento horizontal do bloco, descrito por uma função $x(t)$ e o movimento do cilindro, descrito por $y(t)$.

Mas esses dois movimentos não são independentes. Por exemplo, se o bloco se desloca para a esquerda, o cilindro necessariamente sobe.

A condição que torna $x(t)$ e $y(t)$ dependentes entre si é que o comprimento da corda permanece constante (se a corda fosse cortada $x(t)$ e $y(t)$ seriam independ.)

Como tal, para encontrar a relação entre x e y , escreve-se o comprimento do fio, L , em função de x e y , para qualquer posição do bloco (x) e do cilindro (y)



$$L = (k_1 - x) + k_2 + (y - k_4 - k_5) + k_3 + (y - k_4)$$

onde k_1, k_2, k_3, k_4, k_5 e L permanecem constantes.

Derivando os dois lados da equação obtém-se:

$$0 = -\dot{x} + 2\dot{y} \quad \Rightarrow \quad 2\dot{y} = \dot{x}$$

\dot{x} é a velocidade do bloco e \dot{y} é a velocidade do cilindro

$$\Rightarrow \boxed{v_{\text{bloco}} = 2 v_{\text{cilindro}}}$$

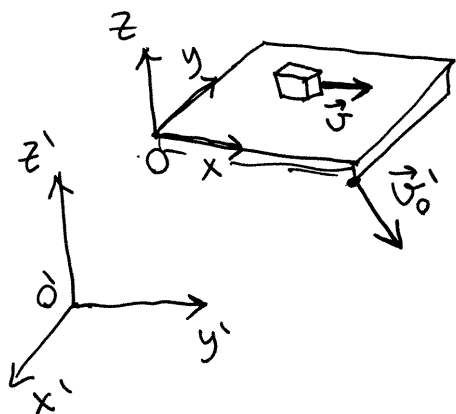
ambas velocidades têm o mesmo sinal, ou seja, se o bloco anda para a direita ($v_{\text{bloco}} > 0$) o cilindro desce ($v_{\text{cilindro}} > 0$) e vice versa.

Derivando uma segunda vez: $2\ddot{y} = \ddot{x}$

$$\Rightarrow \boxed{a_{\text{bloco}} = 2 a_{\text{cilindro}}}$$

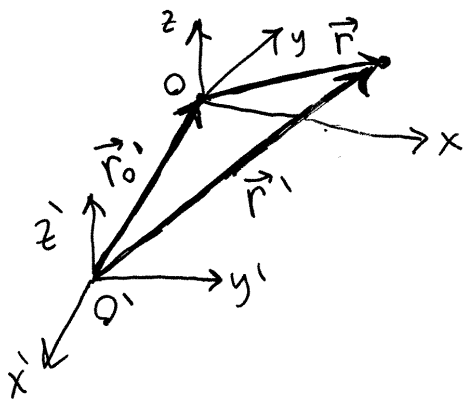
Observe-se que apesar de existirem duas funções $x(t)$ e $y(t)$ necessárias para determinar a posição do sistema, o sistema tem apenas um grau de liberdade. Cada condição num sistema reduz um grau de liberdade.

MOVIMENTO RELATIVO



Exemplo. Um bloco tem velocidade \vec{v} , medida em relação a um referencial $Oxyz$, e esse referencial a sua vez está em movimento em relação a outro referencial $O'x'y'z'$

Se o referencial $Oxyz$ tem apenas movimento de translação, sem rotação, todos os pontos desse referencial têm a mesma velocidade, \vec{v}_0 , relativa a $O'x'y'z'$.



$$\vec{r}' = \vec{r}'_0 + \vec{r}$$

Se \vec{r}'_0 é o vetor posição de O , relativo ao referencial $O'x'y'z'$, e \vec{r} é a posição do bloco, relativa ao referencial $Oxyz$, então a posição do bloco, relativa a $O'x'y'z'$ é:

Derivando os dois lados: (na física clássica o tempo é o mesmo em todos os referenciais)

$$\frac{d\vec{r}'}{dt} = \frac{d\vec{r}'_0}{dt} + \frac{d\vec{r}}{dt}$$

$\frac{d\vec{r}'}{dt}$ é a velocidade \vec{v}' do bloco, relativa a $O'x'y'z'$

$\frac{d\vec{r}}{dt}$ é a velocidade \vec{v} do bloco, relativa a $Oxyz$

$\frac{d\vec{r}'_0}{dt}$ é a velocidade \vec{v}_0 do referencial $Oxyz$, relativo a $O'x'y'z'$

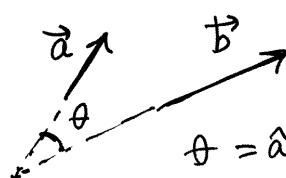
$$\Rightarrow \vec{v}' = \vec{v}_0 + \vec{v}$$

Derivando uma segunda vez obtém-se:

$$\vec{a}' = \vec{a}_0 + \vec{a}$$

(sobre posição das velocidades e acelerações relativas)

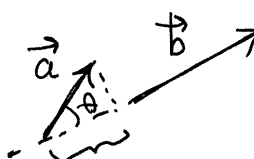
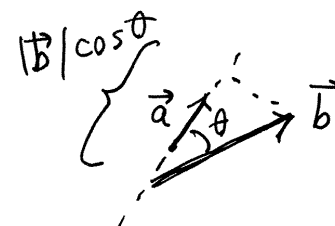
PRODUTO ESCALAR ENTRE VETORES



$$\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}| |\vec{b}| \cos \theta$$

o resultado é um número (escalar)
 θ = ângulo entre as direções dos vetores

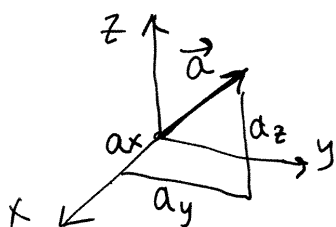
Observe-se que:

$$\Rightarrow \vec{a} \cdot \vec{b} = \text{projecção de } \vec{a} \text{ na direc. de } \vec{b}, \text{ vezes } |\vec{b}|$$

$$= \text{projecção de } \vec{b} \text{ na direc. de } \vec{a}, \text{ vezes } |\vec{a}|$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{a} \cdot \vec{b} = \vec{b} \cdot \vec{a}}$$



$$\vec{a} = a_x \hat{i} + a_y \hat{j} + a_z \hat{k}$$

$$a_x = \vec{a} \cdot \hat{i} \quad (\text{projecção de } \vec{a} \text{ na direcção } \hat{i}, \text{ vezes } 1 \text{ (módulo de } \hat{i}))$$

$$\text{também } a_y = \vec{a} \cdot \hat{j}, \quad a_z = \vec{a} \cdot \hat{k}$$

o produto escalar também é distributivo:

$$\boxed{\vec{a} \cdot (\vec{b} + \vec{c}) = \vec{a} \cdot \vec{b} + \vec{a} \cdot \vec{c}}$$

$$\hat{i} \cdot \hat{i} = \hat{j} \cdot \hat{j} = \hat{k} \cdot \hat{k} = 1 \times 1 \times \cos 0 = 1$$

$$\hat{i} \cdot \hat{j} = \hat{i} \cdot \hat{k} = \hat{j} \cdot \hat{k} = 1 \times 1 \times \cos 90^\circ = 0$$

$$\Rightarrow \vec{a} \cdot \vec{b} = (a_x \hat{i} + a_y \hat{j} + a_z \hat{k}) \cdot (b_x \hat{i} + b_y \hat{j} + b_z \hat{k})$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{a} \cdot \vec{b} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z}$$

em particular,

$$\vec{a} \cdot \vec{a} = a_x^2 + a_y^2 + a_z^2 = |\vec{a}|^2$$

$$\Rightarrow \boxed{|\vec{a}| = \sqrt{\vec{a} \cdot \vec{a}}}$$

$$\Rightarrow \theta = \cos^{-1} \left(\frac{\vec{a} \cdot \vec{b}}{\sqrt{(\vec{a} \cdot \vec{a})(\vec{b} \cdot \vec{b})}} \right)$$

No Maxima, o produto escalar representa-se por um ponto.

Exemplo. $\vec{a} = 3.5\hat{i} - 2.2\hat{j} + 5.1\hat{k}$
 $\vec{b} = 3\hat{i} + 4\hat{j} - 2\hat{k}$

O módulo de \vec{a} calcula-se assim:

(%i1) a: [3.5, -2.2, 5.1]#

(%i2) sqrt(a.a);

(%o2) 6.5650...

E o ângulo entre os vetores \vec{a} e \vec{b} é:

(%i3) b: [3, 4, -2]#

(%i4) acos(a.b/sqrt((a.a)*(b.b)));

(%o4) 1.81360... (em radianos)

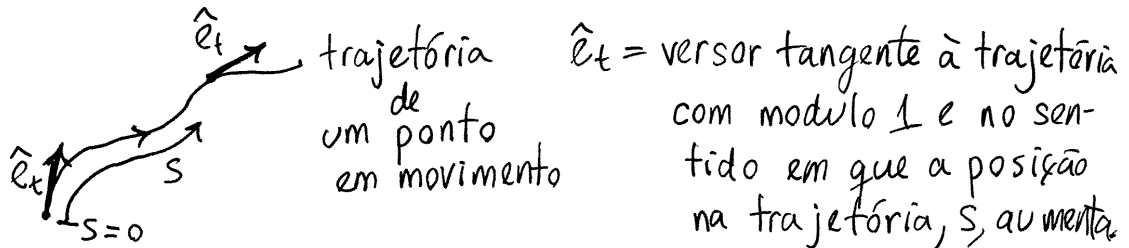
Em graus será:

(%i5) float(%*180/%pi);

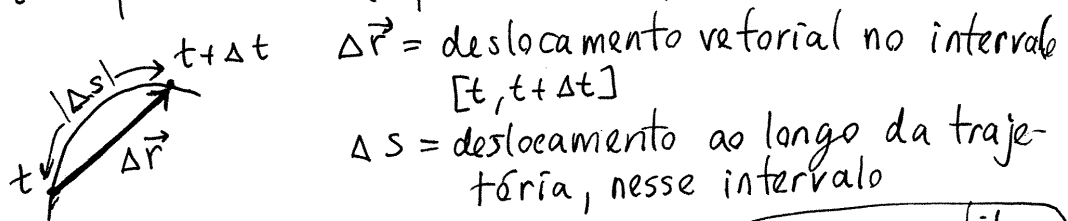
(%o5) 103.9116...

Aula 5. 2018-02-22

COORDENADAS TANGENCIAL E NORMAL



Se a trajetória é reta, \hat{e}_t é constante; caso contrário, \hat{e}_t depende de s (e portanto de t).



$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} |\Delta \vec{r}| = |\Delta s|$$

e mesmo sentido, se $\Delta s > 0$, ou oposto, se $\Delta s < 0$

E, no limite $\Delta t \rightarrow 0$, $\Delta \vec{r}$ terá a direção de \hat{e}_t em t .
Como tal,

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} \hat{e}_t = \frac{ds}{dt} \hat{e}_t$$

$$\boxed{\vec{v} = \dot{s} \hat{e}_t}$$

O vetor velocidade é sempre tangente à trajetória, e o seu módulo é $|\dot{s}|$

Existem pontos onde há dois vetores tangentes, \hat{e}_{t_1} e \hat{e}_{t_2} , como no ponto P na figura ao lado. Nesses pontos \dot{s} é sempre zero, e a velocidade é nula: $\dot{s} \hat{e}_{t_1} = \dot{s} \hat{e}_{t_2} = \vec{0}$

$v = \dot{s} =$ valor da velocidade \vec{v} ; pode ser negativo.

Vetor aceleração. Se a trajetória é reta, \hat{e}_t permanece constante, e:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(\dot{s}\hat{e}_t) = \ddot{s}\hat{e}_t = \dot{v}\hat{e}_t = a_t\hat{e}_t$$

mas, no caso geral em que \hat{e}_t não é constante:

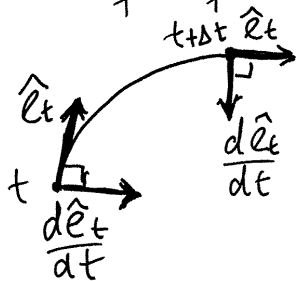
$$\vec{a} = \dot{v}\hat{e}_t + v\frac{d\hat{e}_t}{dt}$$

Cálculo da derivada do versor tangente:

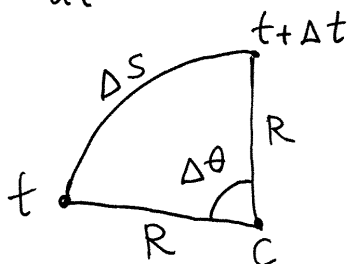
Como o módulo de \hat{e}_t é sempre 1, então

$$\hat{e}_t \cdot \hat{e}_t = 1 \Rightarrow \frac{d}{dt}(\hat{e}_t \cdot \hat{e}_t) = 0 \Rightarrow 2\hat{e}_t \cdot \frac{d\hat{e}_t}{dt} = 0$$

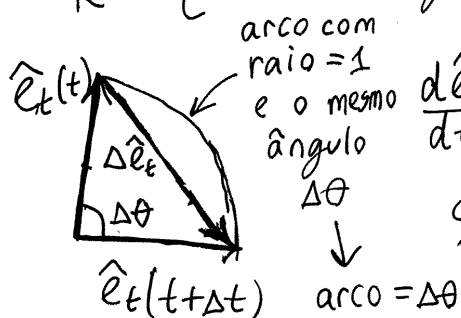
\Rightarrow a derivada de \hat{e}_t é perpendicular a \hat{e}_t , em qualquer ponto da trajetória.



O sentido de $\frac{d\hat{e}_t}{dt}$ é para o lado em que a trajetória se curva, porque é nesse sentido que aponta $\hat{e}_t(t+\Delta t) - \hat{e}_t(t)$.



Se $\Delta t \rightarrow 0$, a trajetória entre t e $t+\Delta t$ é aproximadamente um arco de círculo, com raio R e ângulo $\Delta\theta = \frac{\Delta s}{R}$



$$\frac{d\hat{e}_t}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\hat{e}_t}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \hat{e}_n$$

onde \hat{e}_n é o **versor normal**, perpendicular a \hat{e}_t

$$\Rightarrow \frac{d\hat{e}_t}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{(\Delta s/R)}{\Delta t} \hat{e}_n = \frac{\dot{s}}{R} \hat{e}_n = \frac{v}{R} \hat{e}_n$$

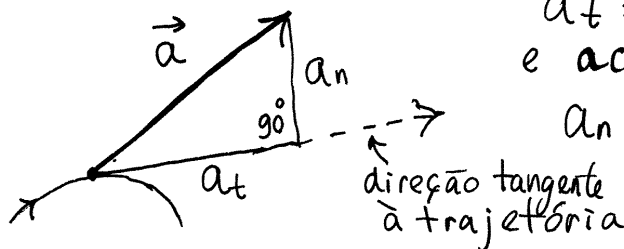
$$\Rightarrow \boxed{\vec{a} = \dot{v} \hat{e}_t + \frac{v^2}{R} \hat{e}_n}$$

A aceleração tem duas componentes perpendiculares: a **aceleração tangencial**,

$$a_t = \dot{v}$$

e **aceleração normal**,

$$a_n = \frac{v^2}{R}$$



$$|\vec{a}| = \sqrt{\vec{a} \cdot \vec{a}} = \sqrt{a_t^2 + a_n^2}$$

Exemplo. O vetor posição dum ponto, em função do tempo t é: $\vec{r} = 5t \hat{i} + \frac{3}{2}t^2 \hat{j} + 2(1-t^2) \hat{k}$ (SI)

Determine: (a) O valor da velocidade (v) em função de t .

(b) O raio de curvatura R , em função de t

(c) O deslocamento ao longo da trajetória, no intervalo $0 \leq t \leq 1$ (SI)

$$(a) \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = 5\hat{i} + 3t\hat{j} - 4t\hat{k}$$

$$v^2 = \vec{v} \cdot \vec{v} = 25 + 9t^2 + 16t^2 = 25(1+t^2)$$

arbitrando o sentido positivo de s no sentido do movimento, então $v > 0$ e:

$$\boxed{v = 5\sqrt{1+t^2}}$$

$$\textcircled{b} \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = 3\hat{j} - 4\hat{k} \Rightarrow |\vec{a}|^2 = \vec{a} \cdot \vec{a} = 9 + 16 = 25$$

$$a_t = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} (5\sqrt{1+t^2}) = \frac{5t}{\sqrt{1+t^2}}$$

$$a_n^2 = |\vec{a}|^2 - a_t^2 = 25 - \frac{25t^2}{1+t^2} = \frac{25}{1+t^2}$$

$$R = \frac{v^2}{a_n} = \frac{25(1+t^2)}{\frac{5}{\sqrt{1+t^2}}} = 5\sqrt{(1+t^2)^3} \quad \left(\begin{array}{l} \text{Observe-se que} \\ a_n \text{ é SEMPRE} \\ \text{positiva} \end{array} \right)$$

$$\textcircled{c} v = \frac{ds}{dt} \Rightarrow 5\sqrt{1+t^2} = \frac{ds}{dt} \quad \left(\begin{array}{l} \text{equação diferencial} \\ \text{de variáveis} \\ \text{separáveis} \end{array} \right)$$

$$\int_{s_0}^{s_0 + \Delta s} ds = 5 \int_0^1 \sqrt{1+t^2} dt$$

$$\Rightarrow \Delta s = \frac{5}{2} (\sqrt{2} + \ln(\sqrt{2} + 1)) \approx 5.739 \text{ m}$$

Na alínea \textcircled{b} , a_t podia ser calculada encontrando primeiro o versor tangencial, em função de t ,

$$\hat{e}_t = \frac{\vec{v}}{v} = \frac{\hat{i}}{\sqrt{1+t^2}} + \frac{3t\hat{k}}{5\sqrt{1+t^2}} - \frac{4t\hat{j}}{5\sqrt{1+t^2}}$$

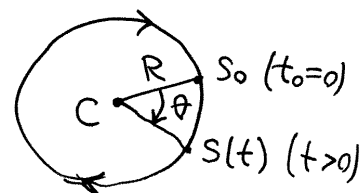
e a seguir projeta-se \vec{a} na direção de \hat{e}_t .

$$a_t = \vec{a} \cdot \hat{e}_t = \frac{9t}{5\sqrt{1+t^2}} + \frac{16t}{5\sqrt{1+t^2}} = \frac{5t}{\sqrt{1+t^2}}$$

Aula 6. 2018-02-27

MOVIMENTO CIRCULAR

Trajectoria plana, com centro de curvatura num ponto fixo e raio de curvatura (R) constante



$$S(t) = S_0 + R\theta(t) \quad (\theta \text{ em radianos, e } \theta_0 = 0, \text{ em } t_0)$$

$$\begin{cases} v = \dot{S} = R\omega & (\omega = \dot{\theta} = \text{velocidade angular}) \\ a_t = \dot{v} = R\alpha & (\alpha = \dot{\omega} = \text{aceleração angular}) \\ a_n = \frac{v^2}{R} = R\omega^2 \end{cases}$$

Equações cinemáticas do movimento circular:

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega \quad \frac{d\omega}{dt} = \alpha \quad \alpha = \omega \frac{d\omega}{d\theta}$$

MOVIMENTO CIRCULAR UNIFORME

$$\alpha = 0 \Rightarrow \omega = \text{constante} \Rightarrow \boxed{\theta = \omega t} \quad \text{se } \theta(t=0) = 0$$

Período de rotação: tempo que demora cada volta (T)

$$\omega T = 2\pi \Rightarrow T = \frac{2\pi}{\omega}$$

Frequência de rotação: número de rotações por cada unidade de tempo (f)

$$f = \frac{1}{T} \Rightarrow \omega = 2\pi f$$

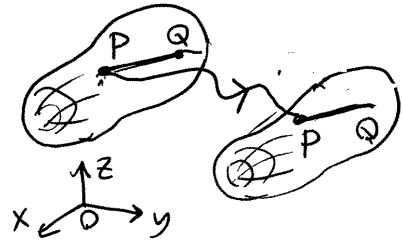
As unidades de f são o inverso do tempo. Por exemplo, s^{-1} , também designada por Hz (hertz) ou rotações por segundo. $\text{rpm} = \text{min}^{-1} = \frac{1}{60} s^{-1}$

MOVIMENTO DOS CORPOS RÍGIDOS

Num corpo rígido, qualquer segmento de reta \overline{PQ} , entre dois pontos P e Q do corpo, permanece sempre com o mesmo comprimento.

① Movimento de translação.

Quando qualquer segmento \overline{PQ} no corpo mantém a mesma direção em qualquer instante.



$$\overrightarrow{PQ} = \vec{r}_P - \vec{r}_Q \quad (\vec{r}_P \text{ e } \vec{r}_Q : \text{vetores posição de P e Q, num referencial } Oxyz)$$

como \overrightarrow{PQ} permanece constante em módulo, direção e sentido, a sua derivada em ordem a t é nula

$$\Rightarrow \frac{d\vec{r}_P}{dt} - \frac{d\vec{r}_Q}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \boxed{\vec{v}_P = \vec{v}_Q} \text{ em qualquer instante } t$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{a}_P = \vec{a}_Q} \quad \text{Como tal, os versores } \hat{e}_t \text{ e } \hat{e}_n, \text{ e o raio de curvatura } R, \text{ são iguais, a cada instante, nas trajetórias de P e Q}$$

Todos os pontos do corpo rígido seguem a mesma trajetória (deslocada) e com a mesma velocidade.

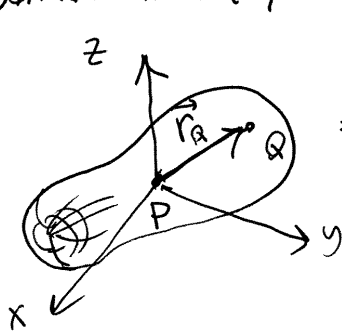
② Movimento geral. \overrightarrow{PQ} não é igual, em diferentes instantes, mas $|\overrightarrow{PQ}|$ sim permanece constante

$$\Rightarrow \overrightarrow{PQ} \cdot \overrightarrow{PQ} = \text{constante} \quad \Rightarrow \frac{d(\overrightarrow{PQ} \cdot \overrightarrow{PQ})}{dt} = 0$$

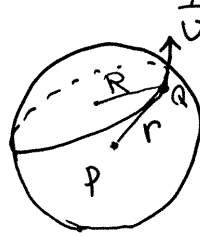
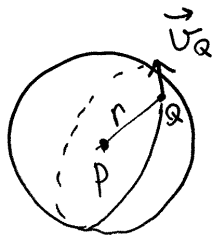
$$\vec{v}_{P/Q} \cdot \overrightarrow{PQ} = 0 \quad \left(\vec{v}_{P/Q} = \frac{d(\overrightarrow{PQ})}{dt} = \text{velocidade de P, relativa a Q} = \vec{v}_P - \vec{v}_Q \right)$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{v}_{P/Q} \text{ é perpendicular a } \overrightarrow{PQ}.}$$

O movimento pode ser obtido pela sobreposição do movimento do ponto P, mais o movimento de todos os outros pontos em relação a P (colocando a origem em P).

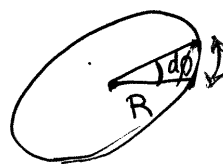
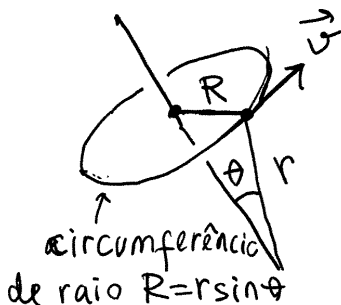
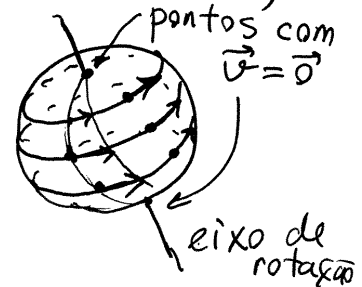


$\Rightarrow \vec{v}_a$ é perpendicular a \vec{r}_a
 \Rightarrow Todos os pontos que estão à mesma distância r do ponto P têm velocidades tangentes à esfera de raio r , com centro em P



E \vec{v}_a é tangente a uma circunferência na esfera que pode ter raio $R=r$, ou $R < r$

Como todos os pontos do corpo (que estão à distância r desde P) mantêm a mesma distância entre eles, todos esses pontos descrevem trajetórias circulares, paralelas entre si, e há dois pontos com velocidade \vec{v} nula. O eixo de rotação é a reta que passa por esses pontos



$$ds = R d\phi = r \sin\theta d\phi$$

$$d\phi = \omega dt$$

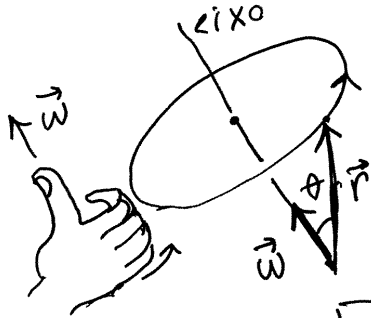
(ω = velocidade angular)

$$\Rightarrow ds = \omega r \sin\theta dt$$

$$v = \frac{ds}{dt} = \omega r \sin\theta$$

$d\phi$ é igual para todos os pontos na esfera
 \Rightarrow a velocidade angular ω é igual em todo o corpo

PRODUTO VETORIAL



Define-se o vetor velocidade angular $\vec{\omega}$, com módulo igual a $|\omega|$, na direção do eixo de rotação, e no sentido da regra da mão direita em relação à rotação.

$$\boxed{\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}}$$
 produto vetorial entre $\vec{\omega}$ e \vec{r}

$|\vec{v}| = \omega r \sin \theta$; direção de \vec{v} , perpendicular ao plano de $\vec{\omega}$ e \vec{r} , no sentido da regra da mão direita (de $\vec{\omega}$ para \vec{r})

Propriedades: $\vec{a} \times \vec{b} = -\vec{b} \times \vec{a}$ $\vec{a} \times \vec{a} = \vec{0}$

$$\hat{i} \times \hat{j} = \hat{k}, \quad \hat{j} \times \hat{k} = \hat{i}, \quad \hat{k} \times \hat{i} = \hat{j}$$

$$\vec{a} \times \vec{b} = (a_x \hat{i} + a_y \hat{j} + a_z \hat{k}) \times (b_x \hat{i} + b_y \hat{j} + b_z \hat{k})$$

$$= (a_y b_z - a_z b_y) \hat{i} + (a_z b_x - a_x b_z) \hat{j} + (a_x b_y - a_y b_x) \hat{k}$$

$$= \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{vmatrix}$$

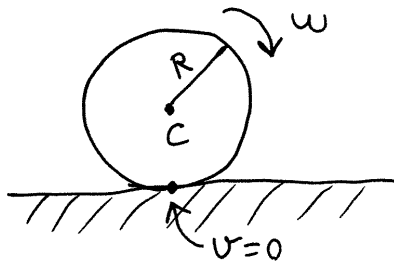
Escolhendo $\vec{\omega} = \omega \hat{k} \Rightarrow \vec{v} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ 0 & 0 & \omega \\ x & y & z \end{vmatrix}$

$$\boxed{\vec{v} = \omega(x\hat{j} - y\hat{k})}$$
 (a componente z não interessa)
 $(\vec{R} = x\hat{i} + y\hat{j})$

A velocidade angular $\vec{\omega}$ é a mesma em todo o corpo rígido, e independente do ponto P escolhido como origem. O seu valor, ω , calcula-se dividindo ^{o módulo} da velocidade relativa entre dois pontos no corpo, pela distância entre eles.

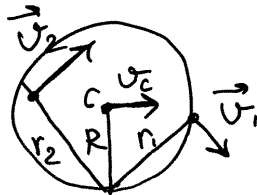
Exemplo.

Roda a rodar sobre uma superfície, sem deslizar



Como não desliza, a velocidade do ponto de contacto é nula.

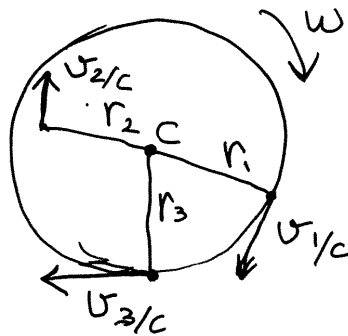
Em relação a esse ponto, as velocidades dos outros pontos são as velocidades absolutas



$$\frac{v_2}{r_2} = \frac{v_1}{r_1} = \frac{v_C}{R} = \omega$$

a velocidade do centro da roda é diretamente proporcional à veloc. angular: $v_C = R\omega$

Em relação ao centro, as velocidades relativas são:



$$\frac{v_{1/c}}{r_1} = \frac{v_{2/c}}{r_2} = \frac{v_{3/c}}{r_3} = \omega$$

$v_{1/c}, v_{2/c}, v_{3/c}$ são velocidades relativas ao centro C. Como C está em movimento, há que somar v_C para obter velocidades absolutas.

$$\vec{v}_1 = \vec{v}_{1/R} + \vec{v}_C, \quad \vec{v}_2 = \vec{v}_{2/c} + \vec{v}_C, \quad \vec{v}_3 = \vec{v}_{3/c} + \vec{v}_C$$

Aula 7. 2018-03-01

LEIS DE NEWTON

No seu livro "Princípios Matemáticos da Filosofia Natural" (1687) Isaac Newton estabeleceu as bases do estudo da mecânica, através de 3 leis. Antes de enunciar as leis, Newton define algumas grandezas físicas, como, por exemplo:

massa = m = quantidade de matéria.

quantidade de movimento = $m\vec{v}$

produto da velocidade dum corpo, vezes a sua massa. Também costuma chamar-se momento linear.

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (\text{vetor})$$

1ª LEI. (lei da inércia).

"Todo corpo mantém o seu estado de repouso ou de movimento uniforme segundo uma linha reta, se não for compelido a mudar o seu estado por forças nele impressas."

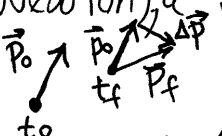
(tradução de J. Resina Rodrigues).

Não existe distinção entre repouso e movimento uniforme retilíneo já que ambos são relativos a um referencial. Mas se num determinado referencial o objeto sobre o qual não atua nenhuma força não mantém o seu estado de repouso ou movimento retilíneo uniforme, então esse referencial está a acelerar. A lei da inércia é unicamente válida nos referenciais inerciais, que não têm aceleração relativa entre si.

Um comboio com movimento retilíneo uniforme é referencial inercial, mas um comboio com movimento acelerado ou curvilíneo não é.

2ª LEI. "A mudança na quantidade de movimento é proporcional à força motora impressa e faz-se na direção da linha reta segundo a qual a força motora é aplicada".

Em notação vetorial (inventada muito após Newton) a segunda lei é ($\Delta t \rightarrow 0$):

$$\Delta \vec{p} = \vec{F} \Delta t \quad \left(\vec{p}_f = \vec{p}_0 + \Delta \vec{p} \right)$$


a constante de proporcionalidade escolhe-se igual a 1, se a força \vec{F} for então medida em unidades:

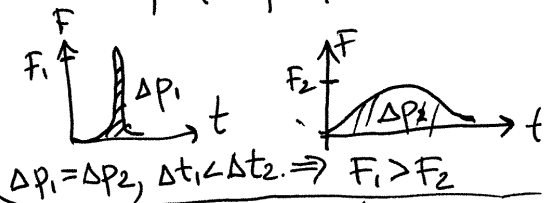
$$\text{kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \quad \text{que é chamada newton (N)}$$

Uma força de 1 N, actuando durante um segundo num corpo, faz aumentar a sua quantidade de movimento em $1 \text{ kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Num intervalo de tempo $[t_1, t_2]$, o aumento da quantidade de movimento é:

$$\vec{p}_2 - \vec{p}_1 = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F} \cdot dt = \text{impulso produzido pela força } \vec{F}.$$

e também obtêm-se:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

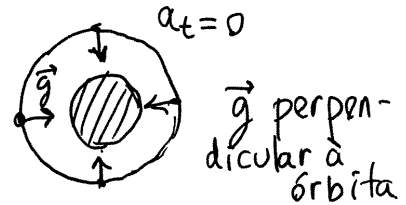


Num sistema em que m permanece constante, a derivada de \vec{p} é m vezes a derivada de \vec{v}

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

Se houver várias forças a atuar em simultâneo, \vec{F} será a soma vetorial de todas essas forças.

No caso da estação espacial, lançada em 1998, a uma altura de 408 km e com velocidade de $7.66 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, a órbita é praticamente circular.



$$\Rightarrow \vec{a}_n = \vec{g} \Rightarrow g = \frac{7660^2}{((408 + 6370) \times 10^3)^2} \approx 8.7 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

↑ raio da Terra



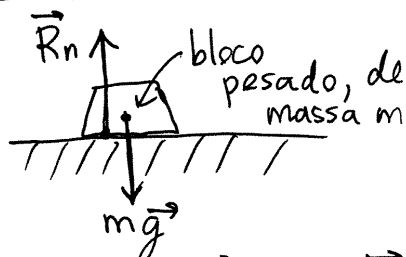
A estação e os tripulantes estão em queda livre, sob a ação dos seus pesos.

Os tripulantes flutuam na estação e sentem como se não tivessem peso, a pesar de que ainda estão

a ser atraídos pela terra: $P = mg \approx 8.7m$

O que sentimos como o nosso peso é realmente a força que as superfícies exercem, oposta ao peso:

② Reação normal.



a superfície exerce sobre o bloco uma força \vec{R}_n , para cima, com módulo igual a mg

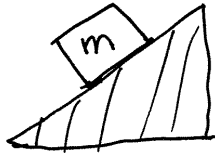
$$\Rightarrow \vec{P} + \vec{R}_n = m\vec{g} - m\vec{g} = \vec{0} \Rightarrow \vec{a} = \vec{0}.$$

$$\vec{v} = \text{const.} = \vec{0}$$

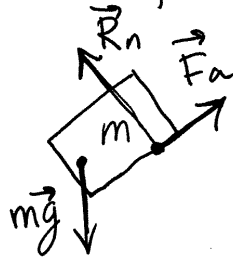
A pesar de chamar-se reação, não é a reação ao peso. A força de reação ao peso \vec{P} é uma força $-\vec{P}$ com que o bloco atrai a Terra para cima! De facto, $|\vec{R}_n|$ é diferente a mg em muitos casos.

③ Forças de atrito. Componente tangencial da força de contacto entre duas superfícies.

Exemplo. Plano inclinado com um bloco de massa m , em repouso, sobre ele.

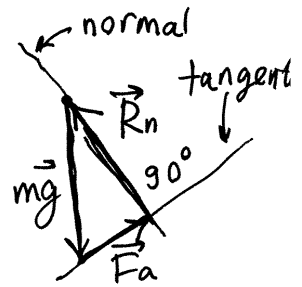


Isolando o bloco, há 3 forças a atuarem nele: peso, reação normal e força de atrito (F_a)

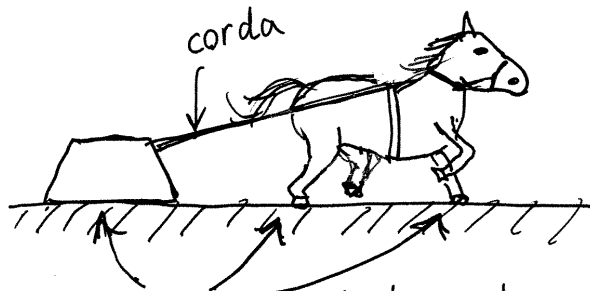


mas como $\vec{v} = \vec{0}$ permanece constante,
 $\Rightarrow \vec{a} = \vec{0} \Rightarrow \vec{F} = \vec{0}$

A soma das 3 forças deve ser nula: colocando uma a seguir às outras, fecham-se num triângulo retângulo. Observe-se que $R_n < mg$



Exemplo do livro de Newton. Um cavalo a arrastar um bloco pesado, com velocidade uniforme.

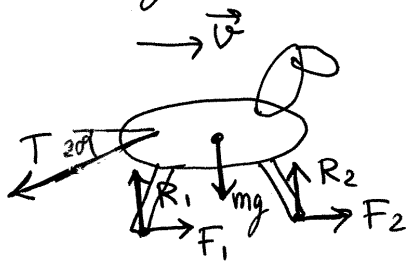


forças de atrito entre o bloco e o chão e as ferraduras e o chão. O cavalo puxa o bloco com uma força que é transmitida pela corda e, por ação e reação, o bloco puxa para atrás o cavalo, com a mesma força. O cavalo consegue andar porque as forças de atrito nas suas ferraduras contrariam essa força.

Obtém-se um sistema de duas equações com duas variáveis, T e R_n :

$$\begin{aligned} F_x &= T \cos(20^\circ) - 0.4 R_n = 0 \\ F_y &= R_n - 3430 + T \sin(20^\circ) = 0 \end{aligned} \Rightarrow \begin{cases} T = 1274 \text{ N} \\ R_n = 2994 \text{ N} \end{cases}$$

O diagrama de corpo livre do cavalo é o seguinte



R_1, R_2 = reações normais nos dois pés no chão

$mg = 300 \times 9.8 = 2940 \text{ N}$
Como o cavalo puxa a pedra com a força $T = 1274 \text{ N}$ (transmitida pela corda), então a pedra puxa o cavalo para atrás com a mesma força, mas em sentido oposto

As forças de atrito F_1 e F_2 nos dois pés do cavalo são atrito estático, porque as ferraduras não deslizam, e apontam no sentido do movimento porque o cavalo exerce tração nas duas pernas (faz força sobre o chão, para atrás, e a reação do chão é F_1 e F_2 , para a frente).

$$F_x = F_1 + F_2 - 1274 \cos(20^\circ) = 0$$

$$F_y = R_1 + R_2 - 2940 - 1274(\sin 20^\circ) = 0$$

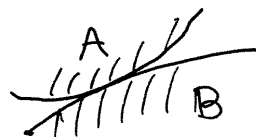
temos apenas 2 equações para 4 variáveis e, como tal, só podemos determinar a reação normal total e o atrito total:

$$R_1 + R_2 = 3376 \text{ N}$$

$$F_1 + F_2 = 1198 \text{ N}$$

No próximo capítulo explicar-se-á como encontrar R_1 e R_2 .

Aula 8. 2018-03-06

FORÇAS DE ATRITO① Atrito cinético

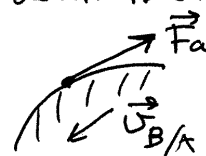
quando a velocidade relativa entre as superfícies não é nula

$$\vec{v}_{A/B} = \vec{v}_A - \vec{v}_B \neq \vec{0} \Rightarrow$$

$$\boxed{F_a = \mu_c R_n}$$

R_n = reação norm
 μ_c = coeficiente de atrito cinético

\vec{F}_a é oposta a $\vec{v}_{A/B}$, no corpo A, e oposta a $\vec{v}_{B/A}$, no corpo B

② Atrito estático

$\vec{v}_{A/B} = \vec{0}$ (as superfícies não deslizam entre si)

F_a pode ter qualquer valor no intervalo:

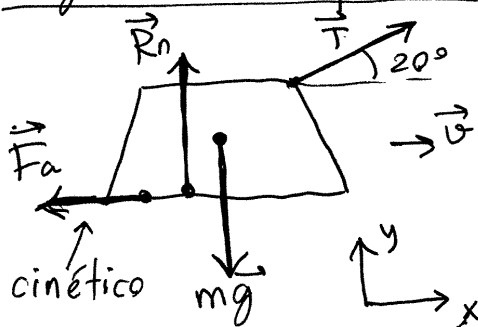
$$\boxed{0 \leq F_a \leq \mu_e R_n}$$

μ_e = coeficiente de atrito estático ($> \mu_c$)

\vec{F}_a pode apontar em qualquer direção do plano tangente às superfícies em contacto.

Exemplo 1. No exemplo do cavalo de 300 kg a arrastar um bloco de 350 kg sobre uma superfície horizontal com coeficiente de atrito cinético $\mu_c = 0.4$ com o bloco,

Diagrama de corpo livre do bloco



$$mg = 350 \times 9.8 = 3430 \text{ N}$$

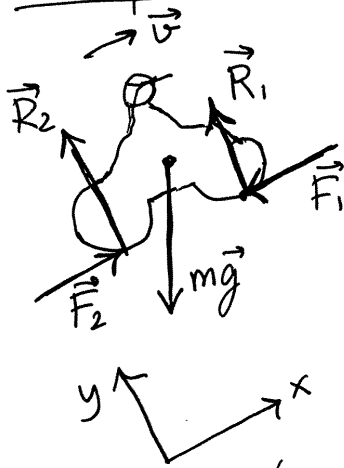
T = tensão na corda

$$F_a = \mu_c R_n = 0.4 R_n$$

$$\vec{v} = \text{const.} \Rightarrow \vec{a} = \vec{0} \Rightarrow \vec{F} = \vec{0}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} F_x = 0 \\ F_y = 0 \end{cases}$$

Exemplo 2. Bicicleta a subir uma rampa



As forças de atrito nas duas rodas são atrito estático.

No entanto, apenas as rodas de atrás têm tração

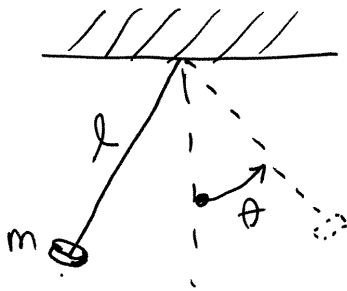
→ \vec{F}_2 no sentido da velocidade
 \vec{F}_1 no sentido oposto

Neste caso, se houver aceleração deverá ser paralela à rampa.

É conveniente então usar um dos eixos paralelo à rampa:

$$\begin{cases} F_y = 0 \quad (v_y = 0, a_y = 0) \\ F_x = ma \quad (a = a_x) \end{cases}$$

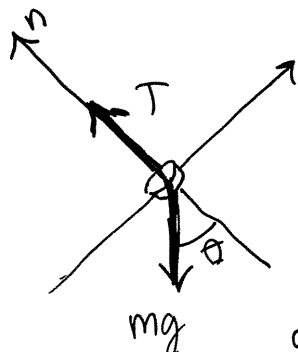
Exemplo 3. Pêndulo simples: pequeno objeto de massa m , pendurado dum suporte por meio de um fio de comprimento l .



O sistema tem um único grau de liberdade, $\theta(t)$.

Neste caso é mais conveniente usar eixos tangencial (t) e normal (n) que se deslocam com o objeto.

Diagrama de corpo livre. (ignorando a massa do fio e a resistência do ar)



t (sentido em que θ aumenta)

$$\begin{cases} F_n = T - mg \cos \theta = m l \omega^2 \quad (m a_n) \\ F_t = -mg \sin \theta = m l \alpha \quad (m a_t) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \alpha = -\frac{g}{l} \sin \theta$$

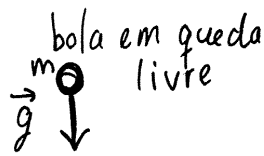
podem ser integradas as equações $\alpha = \omega \frac{d\omega}{d\theta}$, $\frac{d\theta}{dt} = \omega$ só

3ª LEI. (Lei de ação e reação)

"A toda ação opõe sempre uma igual reação. Isto é, as ações mutuas de dois corpos um sobre o outro são sempre iguais e opostas!"

FORÇAS

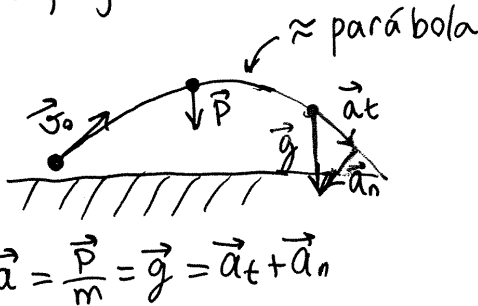
① o peso.



$$\vec{P} = m\vec{g} = \text{peso}$$

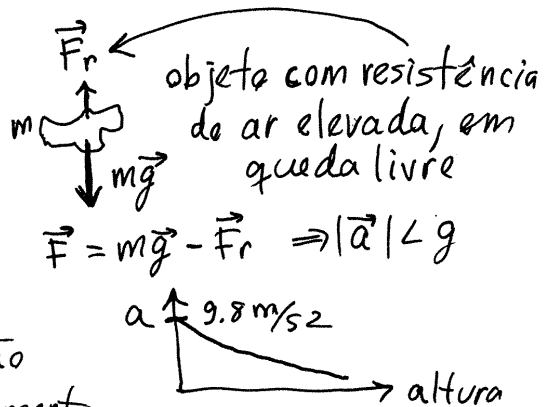
(uma pedra de 1kg pesa 9.8 N)

Nestes casos só há aceleração tangencial. Mas num lançamento de projéteis há a_t e a_n :



$$\vec{a} = \frac{\vec{P}}{m} = \vec{g} = \vec{a}_t + \vec{a}_n$$

Mas a resistência do ar faz com que a aceleração seja diferente de \vec{g} . Se o projétil for um cubo (cubesat), lançado desde um foguetão quando estiver a uma altura em que já não há muito ar, pode manter-se a trajetória elíptica, com $\vec{a}_n + \vec{a}_t = \vec{g}$ durante muitos anos.



$$\vec{F} = m\vec{g} - \vec{F}_r \Rightarrow |\vec{a}| < g$$

A trajetória é realmente uma elipse, devido a que \vec{g} muda de direção.



FORÇA DE RESISTÊNCIA AO MOVIMENTO NOS FLUIDOS

Em qualquer fluido (líquido ou gás) atua uma força nos objetos em movimento, oposta à velocidade.

Mas se a velocidade for muito elevada, aparece turbulência no fluido, que faz com que a direção dessa força flutue, fora da direção da velocidade.

O critério para determinar se existe turbulência é o número de Reynolds:

$$N_R = \frac{l v \rho}{\eta}$$

v = velocidade do corpo, relativa ao fluido.

l = tamanho do corpo, na direção perpendicular a \vec{v}

ρ = massa volúmica do fluido ($\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$)

η = coeficiente de viscosidade do fluido ($\frac{\text{kg}}{\text{m}\cdot\text{s}}$)

N_R é um número, sem unidades. Interessa apenas saber a sua ordem de grandeza (basta um valor aproximado de l)

(a) $N_R > 4000 \rightarrow$ turbulência

(b) $100 < N_R < 2000 \rightarrow$ a força de resistência é proporcional a ρ e ao quadrado da velocidade
 $F_r = \text{constante} \times \rho v^2$ (a constante depende da forma do objeto e tem unidades de área)

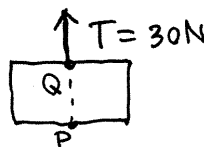
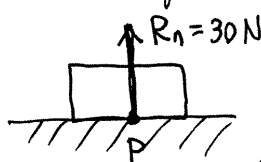
(c) $N_R < 1$: a força é proporcional a η e o valor da velocidade
 $F_r = \text{constante} \times \eta v$ (a constante depende da forma do objeto e tem unidades de distância)

Aula 9 - 2018-03-08

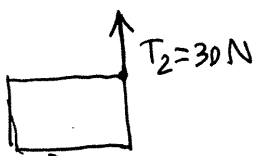
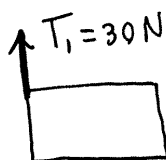
VETORES DESLIZANTES

Nas forças que atuam sobre um corpo rígido, é necessário saber a sua linha de ação, para além do módulo, direção e sentido. As forças são vetores deslizantes e não livres: não podem ser deslocados a qualquer ponto; mas sim podem ser deslocados ao longo da sua linha de ação.

Exemplos:



as duas forças são equivalentes, se P e Q estão na mesma vertical

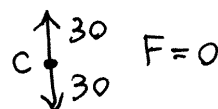
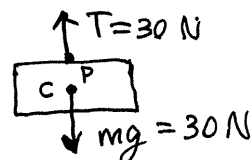


as forças \vec{T}_1 e \vec{T}_2 não são equivalentes. Têm o mesmo módulo, direção e sentido, mas atuam em duas linhas diferentes.

SOBREPOSIÇÃO DE FORÇAS

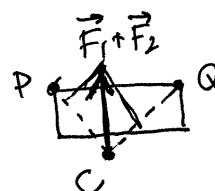
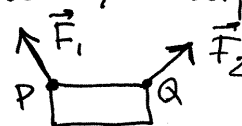
① Forças co-lineares, são as que têm a mesma linha de ação.

Podem deslocar-se nessa linha e somarem-se como os vetores livres

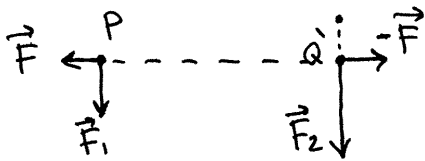


② Forças concorrentes. Têm linhas de ação diferentes mas essas linhas cruzam-se num ponto comum.

Deslocam-se as forças até o ponto comum e somam-se como vetores livres.

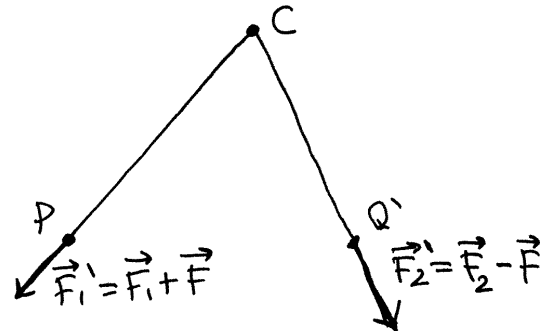


③ Forças paralelas, com linhas de ação paralelas. Podem somar-se usando o seguinte procedimento:



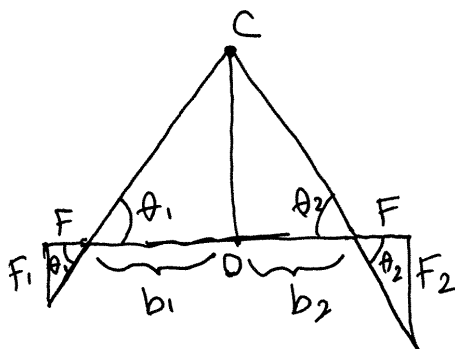
ⓐ Adicionam-se duas forças auxiliares \vec{F} e $-\vec{F}$, co-lineares, numa linha de ação perpendicular a \vec{F}_1 e \vec{F}_2 . Não alteram nada, porque a resultante de \vec{F} e $-\vec{F}$ é nula.

ⓑ Somam-se \vec{F}_1 e \vec{F} em P, dando \vec{F}_1' , e somam-se \vec{F}_2 e $-\vec{F}$ em Q', com o resultado \vec{F}_2' . As forças \vec{F}_1' e \vec{F}_2' são concorrentes e, como tal, podem somar-se no ponto comum das linhas de ação, C,



$$\vec{F}_r = \vec{F}_1' + \vec{F}_2' = (\vec{F}_1 + \vec{F}) + (\vec{F}_2 - \vec{F}) = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$$

Ou seja, as forças paralelas podiam somar-se desde o início, como vetores livres, e a resultante é \vec{F}_r também paralela a \vec{F}_1 e \vec{F}_2 . No entanto, o procedimento usado permite encontrar a linha de ação de \vec{F}_r .



$b_1 =$ braço de $\vec{F}_1 =$ distância entre as linhas de ação de \vec{F}_1 e \vec{F}_r

$b_2 =$ braço de \vec{F}_2

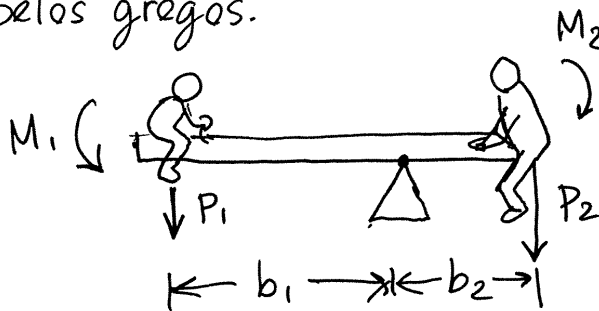
$$\Rightarrow b_1 \tan \theta_1 = b_2 \tan \theta_2$$

$$\tan \theta_1 = \frac{F_1}{F} \quad , \quad \tan \theta_2 = \frac{F_2}{F}$$

$$\Rightarrow \boxed{F_1 b_1 = F_2 b_2}$$

quanto maior a força,
menor o seu braço.
Se $F_1 = F_2 \Rightarrow b_1 = b_2$ e
a resultante atua ao meio.

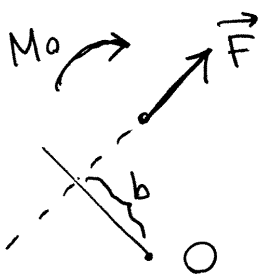
Este resultado é a **lei das alavancas**, já conhecido pelos gregos.



M_2 Se $P_1 b_1$ for igual a $P_2 b_2$, o peso resultante do adulto e a criança atua exatamente no ponto de apoio do sobe-e-desce (alavanca) e o sistema está em equilíbrio.

O peso da criança faz rodar a alavanca no sentido positivo (M_1) e o peso do adulto faz rodar a alavanca no sentido oposto (M_2). Se $M_1 = M_2$, mas com sentidos opostos, a alavanca não roda.

MOMENTO DE UMA FORÇA



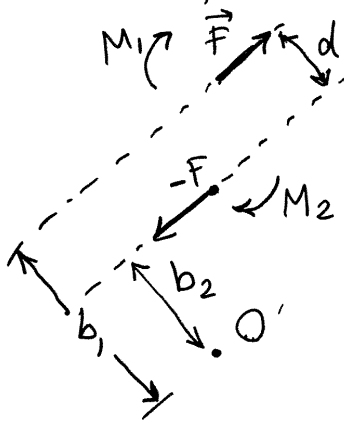
b = distância entre O e a
linha de ação de \vec{F}
= braço de \vec{F} relativo a O

define-se o momento de \vec{F} , em
relação ao ponto O :

$$\boxed{M_o = F b}$$

mede a tendência a rodar, em relação ao ponto O , que neste caso é no sentido dos ponteiros do relógio.

BINÁRIOS. O procedimento descrito em ③ falha no caso em que \vec{F}_1 e \vec{F}_2 são iguais e opostas, porque \vec{F}_1 e \vec{F}_2 também são paralelas. Nesse caso, $\vec{F}_1 + \vec{F}_2$, como vetores livres, é igual a zero e, como tal as duas forças não produzem translação; apenas rotação. Binário: duas forças \vec{F} e $-\vec{F}$, paralelas com linhas de ação a uma distância d → Produzem rotação, mas não translação.



O momento resultante, em relação a O é:

$$M_1 - M_2 = Fb_1 - Fb_2 \\ = F(b_1 - b_2)$$

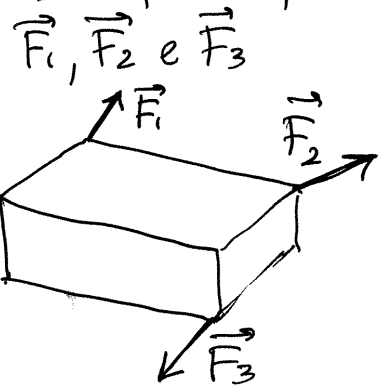
$$\Rightarrow \boxed{M = Fd}$$

Não se escreve o subíndice O , porque o resultado é o mesmo, independentemente da posição do ponto O .

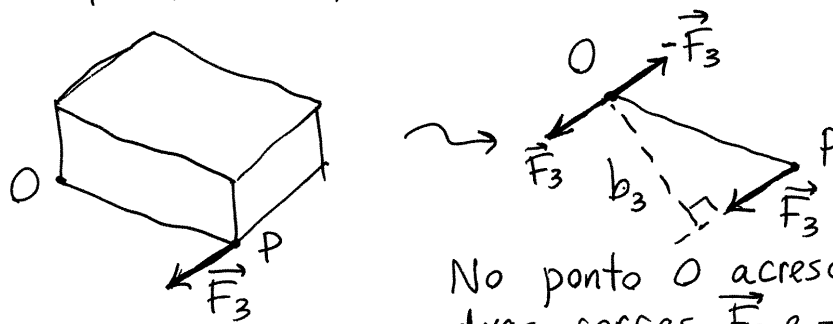
SOMA DE FORÇAS

Qualquer sistema de forças, sejam co-lineares, concorrentes, paralelas, ou nenhum desses 3 casos, podem ser somadas usando o seguinte procedimento.

Exemplo: 3 forças

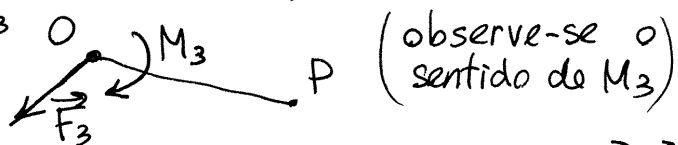


Escolhe-se um ponto qualquer O e desloca-se cada força para esse ponto usando o seguinte método, por exemplo, para \vec{F}_3 ,

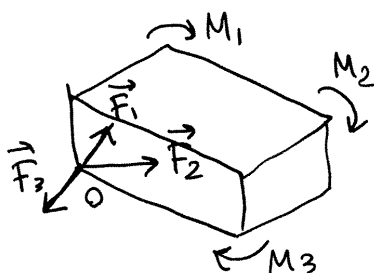


No ponto O acrescentam-se duas forças \vec{F}_3 e $-\vec{F}_3$, que na alteram nada porque a sua resultante é nula

\vec{F}_3 , no ponto P , e $-\vec{F}_3$ no ponto O , são um binário com momento $M_3 = F_3 b_3$. O sistema é então equivalente a uma única força, \vec{F}_3 , em O , mais um binário $M_3 = F_3 b_3$



Faz-se o mesmo para \vec{F}_1 e \vec{F}_2 , ficando então \vec{F}_1 , \vec{F}_2 e \vec{F}_3 no ponto O , mais 3 binários M_1 , M_2 e M_3



resultante em O $\left\{ \begin{array}{l} \vec{F}_r = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 \\ M_r = M_1 + M_2 + M_3 \end{array} \right.$

$$M_1 = F_1 b_1$$

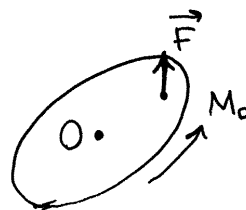
$$M_2 = F_2 b_2$$

$$M_3 = F_3 b_3$$

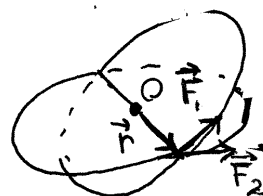
Aula 10. 2018-03-13

SOMA DE MOMENTOS

O momento de uma força \vec{F} , em relação a um ponto O , produz rotação no plano onde estão \vec{F} e O . Se uma segunda força estiver nesse mesmo plano, os dois momentos das duas forças podem ser somados algebricamente (ou seja, tendo atenção aos sinais diferentes para sentidos opostos)

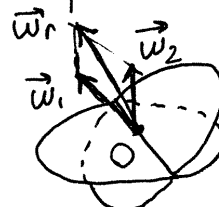


Mas se os planos forem diferentes, a força \vec{F}_1 produz velocidade $\vec{v}_1 = \vec{\omega}_1 \times \vec{r}$ e a força \vec{F}_2 produz velocidade $\vec{v}_2 = \vec{\omega}_2 \times \vec{r}$ noutro plano. A resultante é:



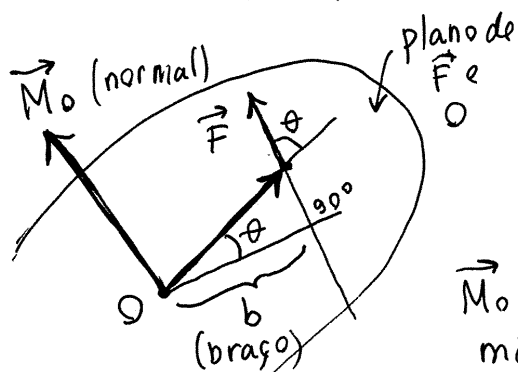
$$\vec{\omega}_r = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 \Rightarrow \vec{\omega}_r = (\vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_2) \times \vec{r}$$

Ou seja, as duas forças em conjunto produzem rotação com velocidade angular $\vec{\omega} = \vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_2$, que está na diagonal do paralelograma dos vetores $\vec{\omega}_1$ e $\vec{\omega}_2$



Como tal, os momentos devem ser somados como vetores e \vec{M}_O é um vetor na direção perpendicular ao plano de \vec{F} e O .

VETOR MOMENTO



$$M_o = b|\vec{F}| = |\vec{r}|\sin\theta|\vec{F}|$$

$\theta = \hat{\text{ângulo}} \text{ entre os vetores } \vec{r} \text{ e } \vec{F}$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{M}_o = \vec{r} \times \vec{F}}$$

\vec{M}_o no sentido da regra da mão direita, de \vec{r} para \vec{F} .

Se os eixos x e y definem-se no plano do ponto O e a força \vec{F} , com origem em O :

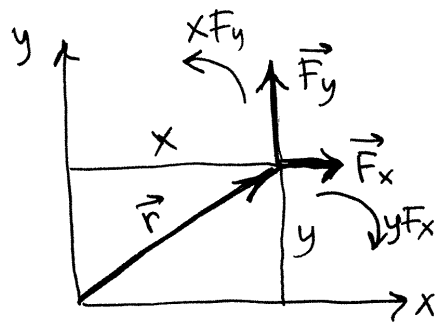
$$\Rightarrow \vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j}, \quad \vec{F} = F_x\hat{i} + F_y\hat{j}$$

$$\vec{M}_O = \vec{r} \times \vec{F} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ x & y & 0 \\ F_x & F_y & 0 \end{vmatrix}$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{M}_O = \begin{vmatrix} x & y \\ F_x & F_y \end{vmatrix} \hat{k}}$$

$$M_O = xF_y - yF_x$$

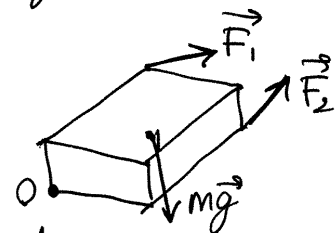
M_O pode ser obtido como a soma algébrica dos momentos de duas forças, \vec{F}_x e \vec{F}_y , no mesmo plano, com braços y e x .



CORPOS RÍGIDOS EM EQUILÍBRIO

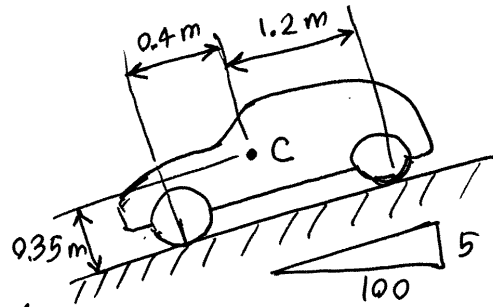
Sem aceleração linear ($\vec{a} = \vec{0}$), nem angular (α)

A resultante de todas as forças externas deve ser nula. As forças podem ser somadas em qualquer ponto O , adicionando os momentos dessas forças em relação a O ; para que o resultado seja nulo, há duas condições:

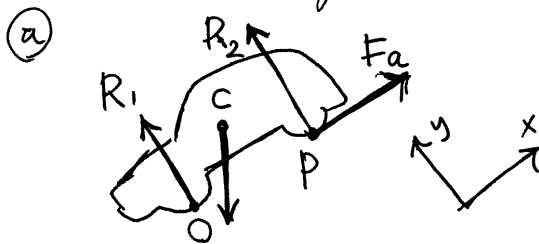


$$\left\{ \begin{array}{l} \sum \vec{F}_{ext} = \vec{0} \\ \sum \vec{M}_O = \vec{0} \quad (O \text{ é qualquer ponto}) \end{array} \right.$$

Exemplo. O automóvel da figura pesa 9000 N e encontra-se numa estrada com declive de 5% . O centro de gravidade, C , encontra-se 0.4 m atrás dos pneus da frente, 1.20 m à frente dos pneus traseiros e a 0.35 m de altura. (a) Determine as reações normais e as forças de atrito nos pneus quando o automóvel está parado (b) Como se alteraram essas forças se o automóvel começar a descer a estrada com velocidade uniforme?

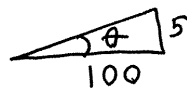
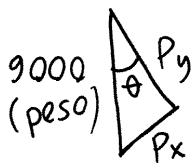


Resolução. Diagrama de corpo livre:



atuam forças em 3 pontos, O , C e P . Escolhen-do a origem em O e o eixo x paralelo à estrada:

$$O = (0, 0), \quad P = (1.6, 0), \quad C = (0.4, 0.35)$$



$$P_x = 9000 \sin \theta = \frac{9000 \times 5}{\sqrt{100^2 + 5^2}} = 449.4$$

$$P_y = 9000 \cos \theta = \frac{9000 \times 100}{\sqrt{100^2 + 5^2}} = 8988.8 \quad (\text{SI})$$

R_1 = soma das duas reações normais nos pneus da frente

R_2 = soma das duas reações normais nos pneus de atrás

F_a = soma das forças de atrito nos quatro pneus.
(tanto faz atuar em O ou em P , porque estão na mesma linha de ação.)

Para encontrar essas 3 variáveis são necessárias 3 equações:

$$\textcircled{1} F_x = F_a - P_x = 0 \Rightarrow F_a - 449.4 = 0 \quad \boxed{F_a = 449.4 \text{ N}}$$

$$\textcircled{2} F_y = R_1 + R_2 - P_y = 0 \Rightarrow R_1 + R_2 = 8988.8$$

$$\textcircled{3} |\vec{M}_0| = \vec{r}_c \times \vec{P} + \vec{r}_p \times \vec{R}_2 + \vec{r}_p \times \vec{F}_a = \vec{r}_c \times \vec{P} + \vec{r}_p \times (\vec{R}_2 + \vec{F}_a)$$

$$\Rightarrow M_0 = \begin{vmatrix} 0.4 & 0.35 \\ -449.4 & -8988.8 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 1.6 & 0 \\ F_a & R_2 \end{vmatrix} = 0$$

$$\Rightarrow -3438.2 + 1.6 R_2 = 0 \Rightarrow \boxed{R_2 = 2148.6 \text{ N}}$$

$$\Rightarrow \boxed{R_1 = 6839.9 \text{ N}}$$

b) Se o automóvel começa a andar com velocidade constante, continua em equilíbrio, mas aparece outra força, de resistência do ar, que contraria \vec{P}_x e produz binário no sentido dos ponteiros do relógio

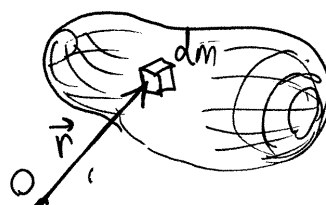
$\Rightarrow R_2$ aumenta, mas R_1 e F_a diminuem.

(F_a pode chegar a ser nula ou até negativa, no sentido oposto)

CENTRO DE MASSA

Divide-se o corpo em pedaços infinitesimais com massa dm

$$\iiint_{\text{volume}} dm = m \quad (\text{massa do corpo})$$



Se \vec{r} é o vetor posição de cada pedaço dm , define-se a posição do centro de massa:

$$\vec{r}_{cm} = \frac{1}{m} \iiint_{\text{volume}} \vec{r} dm = \frac{1}{m} \iiint_{\text{volume}} \rho \vec{r} dx dy dz$$

← massa volúmica

Componentes:

$$x_{cm} = \frac{1}{m} \iiint \rho x dx dy dz, \quad y_{cm} = \frac{1}{m} \iiint \rho y dx dy dz, \quad z_{cm} = \dots$$

SISTEMAS COM TRANSLAÇÃO (NÃO-UNIFORME) E SEM ROTAÇÃO

Existem duas condições:

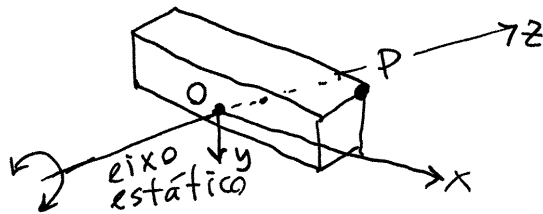
$$\left\{ \begin{array}{l} \sum \vec{F}_{\text{ext}} = m\vec{a} \quad (\vec{a} \text{ é igual para todos os pontos} \\ \text{do objeto.}) \\ \sum \vec{M}_{\text{cm}} = 0 \quad (\alpha = 0) \end{array} \right.$$

A soma dos momentos é nula apenas em relação ao centro de massa. Em relação a outros pontos já não é nula.

Esse resultado será demonstrado na próxima aula.

Aula 11. 2018-03-15

ROTAÇÃO COM EIXO FIXO



Cada ponto P só pode deslocar-se num círculo de raio $R = \text{distância de P até o eixo}$

Se o eixo dos z for o próprio eixo de rotação, o ponto

P tem coordenadas cartesianas (x, y, z) e:

$$R = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \theta = \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right) = \text{ângulo que o segmento desde P até o eixo faz com o eixo.}$$



Coordenadas cilíndricas de P: (R, θ, z)

R e z permanecem constantes, mas θ é uma função contínua do tempo:

$$\omega = \dot{\theta}, \quad \alpha = \dot{\omega}$$

ω e α são iguais para todos os pontos no corpo. O movimento do corpo tem um único grau de liberdade, θ .

Como é um movimento circular, a aceleração de P tem componentes tangencial e normal iguais a:

$$a_t = R\alpha, \quad a_n = R\omega^2$$

Pela segunda lei de Newton, a força resultante no elemento diferencial de massa, dm , no ponto P, tem componentes: $dF_t = R\alpha dm$, $dF_n = R\omega^2 dm$

O momento que dF_n produz, em relação a O, só tem componentes x e y , mas como o corpo não pode rodar nem à volta de x nem y , esses momentos anulam-se com forças no eixo.

Como tal, o momento que a força resultante atuando em P produz, em relação a O, é igual a:

$$dM_o = R df_t = R^2 \alpha dm$$

E a resultante ^{dos momentos} de todas as forças no corpo, em relação a O é:

$$M_o = \iiint_{\text{volume}} R^2 \alpha dm = \alpha \iiint_{\text{volume}} R^2 dm$$

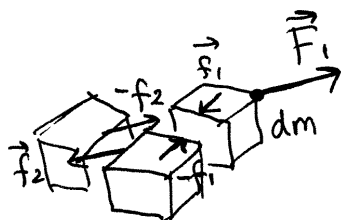
← igual em todo o corpo

$$\Rightarrow M_o = I_{\text{eixo}} \alpha$$

onde I_{eixo} , chamado **momento de inércia** em relação ao eixo, tem unidades de massa vezes distância ao quadrado e:

$$I_{\text{eixo}} = \iiint_{\text{volume}} R^2 dm = \iiint_{\text{volume}} \rho R^2 dx dy dz$$

← massa volumétrica



Em alguns pontos do corpo atuam forças externas, por exemplo, \vec{F}_1 , que faz rodar o elemento dm .

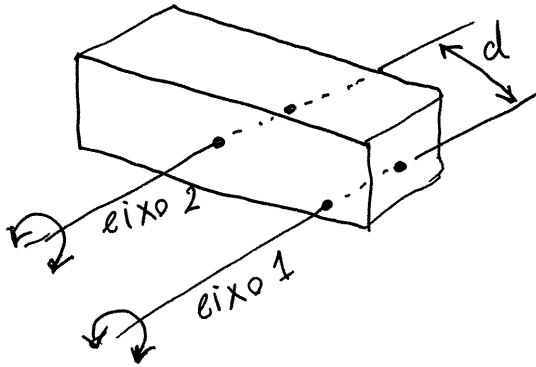
Mas cada elemento vizinho produz uma força, o posta à rotação,

por exemplo \vec{f}_1 (força interna entre duas partes do corpo). No elemento que produz essa força, atua a reação $-\vec{f}_1$, que o faz rodar. As forças internas \vec{f}_i e $-\vec{f}_i$ atuam no mesmo ponto e, como tal, produzem momentos iguais mas opostos, que se anulam. Conclui-se que o momento total M_o é apenas a soma dos momentos das forças externas:

$$\sum_{\text{forças externas}} M_{io} = I_{\text{eixo}} \alpha$$

M_{io} = componente do momento de \vec{F}_i ,
 $\vec{M}_i = \vec{r} \times \vec{F}_i$, na direção do eixo.

TEOREMA DOS EIXOS PARALELOS



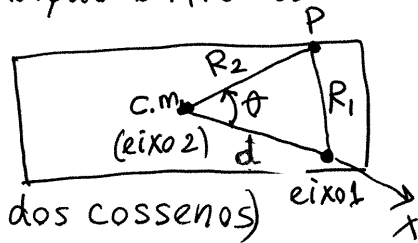
Seja o eixo 2, paralelo ao eixo 1, mas passando pelo centro de massa.

Se a distância entre os eixos for d , e o eixo dos x for escolhido ^{com origem} no c.m., passando pelo eixo 1, a relação entre as dis-

tâncias desde um ponto qualquer P até os dois eixos será:

$$R_1^2 = R_2^2 + d^2 - R_2 d \cos \theta \quad (\text{lei dos cossenos})$$

$$= R_2^2 + d^2 - d X_2 \quad (X_2 = \text{coordenada } x \text{ de } P, \text{ medida desde o eixo } 2)$$



O momento de inércia, em relação ao eixo 1 é:

$$I_1 = \iiint_{\text{volum.}} R_1^2 dm = \iiint R_2^2 dm + d^2 \iiint dm - d \iiint X_2 dm$$

o primeiro integral é I_2 e o terceiro integral é a coordenada x do centro de massa, medida desde o eixo 2, que é zero

$$\Rightarrow \boxed{I_1 = I_2 + m d^2}$$

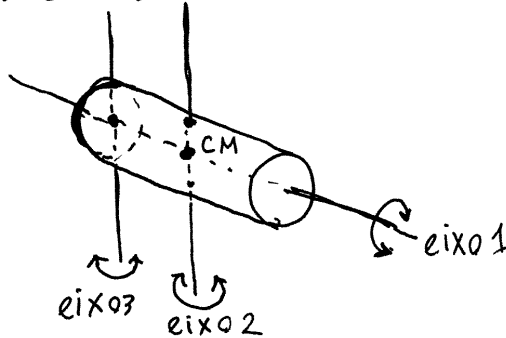
$I_2 =$ momento em relação ao eixo, deslocado para o centro de massa

Em geral, o momento de inércia de qualquer objeto é sempre igual à sua massa m , vezes uma distância r_g ao quadrado:

$$I_{\text{eixo}} = m r_g^2$$

r_g chama-se **raio de giração**

Exemplo. Cilindro homogêneo (ρ constante) de raio R , altura L e massa m .



Os eixos 1 e 2 passam pelo centro de massa. O eixo 1 é o próprio eixo do cilindro. Escolhendo a origem no centro de massa e o eixo z no eixo do cilindro:

$$\begin{cases} x = r \cos \theta \\ y = r \sin \theta \end{cases}$$

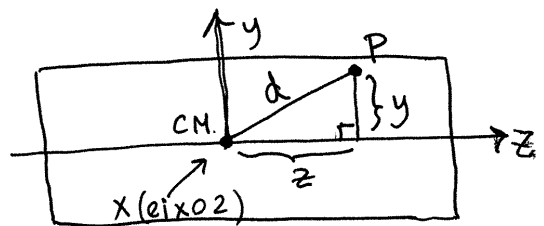
$$dx dy = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial r} & \frac{\partial x}{\partial \theta} \\ \frac{\partial y}{\partial r} & \frac{\partial y}{\partial \theta} \end{vmatrix} dr d\theta = \begin{vmatrix} \cos \theta & -r \sin \theta \\ \sin \theta & r \cos \theta \end{vmatrix} dr d\theta$$

$$\Rightarrow dx dy = r dr d\theta$$

$$I_1 = \rho \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^R r^2 (r dr d\theta dz) = \frac{1}{2} \rho \pi L R^4$$

$$m = \rho \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^R r dr d\theta dz = \rho \pi L R^2 \Rightarrow \boxed{I_1 = \frac{1}{2} m R^2}$$

Escolhendo o eixo x igual ao eixo 2, então a distância d , desde um ponto P do cilindro até o eixo 2, é: $d = \sqrt{z^2 + y^2}$



$$d^2 = z^2 + r^2 \sin^2 \theta$$

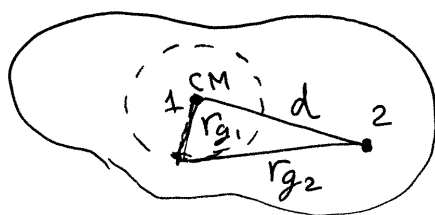
$$\begin{aligned} I_2 &= \rho \iiint (z^2 + r^2 \sin^2 \theta) r dr d\theta dz = \rho \int_{-L/2}^{L/2} z^2 dz \int_0^R r dr \int_0^{2\pi} d\theta \\ &\quad + \rho \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_0^R r^3 dr \int_0^{2\pi} \sin^2 \theta d\theta \\ &= \rho \left(\frac{L^3}{24} - \frac{(-L)^3}{24} \right) \left(\frac{R^2}{2} \right) (2\pi) + \rho (L) \left(\frac{R^4}{4} \right) (\pi) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \boxed{I_2 = \frac{1}{4}mR^2 + \frac{1}{12}mL^2}$$

Para determinar I_3 , usa-se o teorema dos eixos paralelos.

$$I_3 = I_2 + m\left(\frac{L}{2}\right)^2 = \frac{1}{4}mR^2 + \frac{1}{12}mL^2 + \frac{1}{4}mL^2$$

$$\Rightarrow \boxed{I_3 = \frac{1}{4}mR^2 + \frac{1}{3}mL^2}$$



O raio de giração r_{g1} , implica que quando o corpo roda à volta dum eixo 1, com raio de giração r_{g1} , é como se

toda a massa do corpo estivesse concentrada num ponto na circunferência de raio r_{g1} , com centro no eixo e paralela a ele.

Se o eixo 1 passa pelo centro de massa, um segundo eixo 2, paralelo e a uma distância d , do eixo 1, tem raio de giração r_{g2} . Pelo teorema dos eixos paralelos,

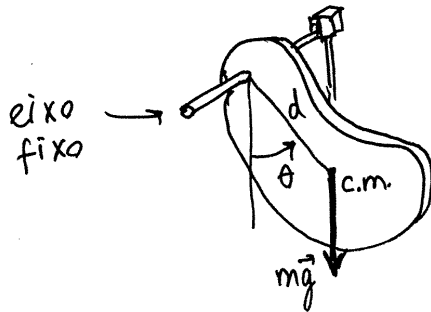
$$mr_{g2}^2 = mr_{g1}^2 + md^2$$

$$\Rightarrow \boxed{r_{g2}^2 = r_{g1}^2 + d^2}$$

r_{g2} é a hipotenusa dum triângulo retângulo com catetos r_{g1} e d

Aula 12. 2018-03-20

O PÊNDULO



Momento em relação ao centro de massa:

$$-mgd \sin \theta = I_{\text{eixo}} \alpha$$

$$I_{\text{eixo}} = m r_g^2$$

$$\rightarrow \alpha = -\frac{gd}{r_g^2} \sin \theta$$

É a mesma equação obtida para o pêndulo simples de comprimento l . Neste caso o comprimento eficaz é:

$$l = \frac{r_g^2}{d} = \frac{r_{\text{cm}}^2 + d^2}{d} = d + \frac{r_{\text{cm}}^2}{d} \quad \left(\begin{array}{l} r_{\text{cm}} = \text{raio de} \\ \text{giro em} \\ \text{relação ao c.m.} \end{array} \right)$$

$(l > d)$

MOVIMENTO DO CENTRO DE MASSA

$$\vec{r}_{\text{cm}} = \frac{1}{m} \iiint_{\text{volume}} \rho \vec{r} \, dx \, dy \, dz$$

derivando em ordem ao tempo,

$$\vec{v}_{\text{cm}} = \frac{1}{m} \iiint_{\text{volume}} \rho \vec{v} \, dx \, dy \, dz$$

$$\vec{a}_{\text{cm}} = \frac{1}{m} \iiint_{\text{volume}} \rho \vec{a} \, dx \, dy \, dz \Rightarrow m \vec{a}_{\text{cm}} = \iiint_{\text{volume}} \vec{a} \, dm$$

$\vec{a} \, dm$ é a força total $d\vec{f}$ a atuar no elemento de massa dm .

$$\Rightarrow \iiint_{\text{volume}} d\vec{f} = m \vec{a}_{\text{cm}}$$

no integral de $d\vec{f}$, as forças internas anulam-se, ficando unicamente as forças externas.

TRABALHO E ENERGIA CINÉTICA

Define-se:

$$W_{12} = \int_{s_1}^{s_2} F_{\text{t}} ds = \text{trabalho da força resultante ao longo da trajetória.}$$

$$E_c = \frac{1}{2} m v^2 = \text{energia cinética do corpo, no instante em que a velocidade é } v.$$

O último integral da página anterior é o teorema do trabalho e a energia cinética:

$$W_{12} = E_{c2} - E_{c1}$$

o aumento da energia cinética é igual ao trabalho da Força resultante, ao longo da trajet.

Unidade SI de trabalho e energia.

$$\text{Joule (J)}. \quad 1 \text{ J} = 1 \text{ N} \cdot \text{m} = 1 \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2}$$

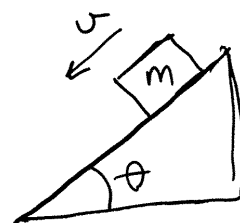
Como a força resultante é a soma das forças externas, então o trabalho da força resultante é igual à soma dos trabalhos das forças externas.

$$W_{12} = \int_{s_1}^{s_2} F_{t1} ds + \int_{s_1}^{s_2} F_{t2} ds + \dots + \int_{s_1}^{s_2} F_{tn} ds$$

Exemplo. Um bloco de massa m , a descer um plano inclinado com ângulo θ .

O coeficiente de atrito cinético entre o bloco e o plano é μ_c .

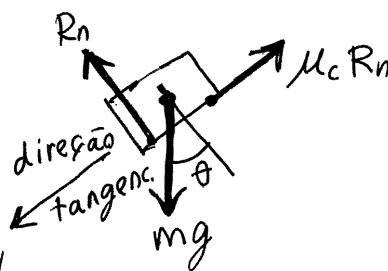
Ignorando a resistência do ar, há três forças externas: peso, reação normal, e atrito (cinético).



Aula 13. 2018-03-22

Diagrama de corpo livre:

A reação normal não realiza trabalho, porque não tem componente tangencial



O trabalho do peso é:

$$\int_{s_1}^{s_2} (mg \sin \theta) ds = mg \sin \theta (s_2 - s_1) = mg \Delta s \sin \theta$$

E o trabalho da força de atrito é:

$$\int_{s_1}^{s_2} (-mg \cos \theta) \mu_c ds = -mg \mu_c \cos \theta (s_2 - s_1) = -mg \mu_c \Delta s \cos \theta$$

Como tal, se a velocidade inicial for $v_i = 0$, então:

$$mg \Delta s \sin \theta - mg \mu_c \Delta s \cos \theta = \frac{1}{2} m v_2^2$$

$$v_2 = \sqrt{2g \Delta s (\sin \theta - \mu_c \cos \theta)}$$

Observe-se que esta solução só é possível se:

$$\sin \theta > \mu_c \cos \theta \Rightarrow \boxed{\mu_c < \tan \theta}$$

Se a inclinação do plano não fosse suficiente, então v_2 permanecia igual $v_i = 0$. (repouso).

Mas se $\mu_c \geq \tan \theta$ e é dado um impulso inicial $\Rightarrow v_i > 0$ e o objeto desce uma distância Δs até parar ($v_2 = 0$):

$$mg \Delta s (\sin \theta - \mu_c \cos \theta) = 0 - \frac{1}{2} m v_i^2$$

$$\Delta s = \frac{v_i^2}{2g (\underbrace{\mu_c \cos \theta - \sin \theta}_{> 0})}$$

MOVIMENTO DE TRANSLAÇÃO E ROTAÇÃO

$d\vec{f}$ = força total a atuar num elemento infinitesimal de massa dm , num ponto P.

df_t = componente tangente à trajetória do ponto P (cada ponto tem uma trajetória diferente).

trabalho realizado por df_t : $df_t = a_t dm = v \frac{dv}{ds} dm$

$$dW_{12} = \int_{s_1}^{s_2} df_t ds = \left(\int_{v_1}^{v_2} v dv \right) dm = \left(\frac{v_2^2}{2} - \frac{v_1^2}{2} \right) dm$$

O trabalho total sobre o corpo é o integral de dW_{12} em todo o volume do corpo

$$W_{12} = E_{c2} - E_{c1} \quad \text{Energia cinética} = E_c = \iiint_{\text{volume}} \frac{v^2}{2} dm$$

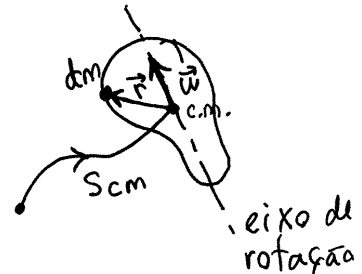
No cálculo de E_c é conveniente usar o referencial com origem no centro de massa, que se desloca com o corpo. A velocidade do elemento dm , relativa

a esse referencial, é $\vec{r} \times \vec{\omega}$, onde \vec{r} é a posição de dm relativa ao centro de massa. A velocidade de dm

é então: $\vec{v} = \vec{v}_{cm} + \vec{r} \times \vec{\omega}$ (\vec{v}_{cm} = veloc. do c.m.)

o módulo de $\vec{r} \times \vec{\omega}$ é: $|\vec{r} \times \vec{\omega}| = r \omega \sin \theta = R \omega$

(R = distância desde dm até o eixo de rotação que passa pelo c.m.)



$$v^2 = (\vec{v}_{cm} + \vec{r} \times \vec{\omega}) \cdot (\vec{v}_{cm} + \vec{r} \times \vec{\omega}) = v_{cm}^2 + \omega^2 R^2 + 2\vec{v}_{cm} \cdot (\vec{r} \times \vec{\omega})$$

$$\Rightarrow E_c = \frac{v_{cm}^2}{2} \iiint dm + \frac{\omega^2}{2} \iiint R^2 dm + \frac{2\vec{v}_{cm}}{2} \cdot \left(\iiint \vec{r} dm \right) \times \vec{\omega}$$

O primeiro integral é a massa total, m . O segundo integral é o momento de inércia à volta do eixo de rotação que passa pelo centro de massa. (paralelo a $\vec{\omega}$)
 O terceiro integral é a posição do centro de massa, que é zero, porque o centro de massa está na origem.

$$\Rightarrow \boxed{E_c = \frac{1}{2} m v_{cm}^2 + \frac{1}{2} I_{cm} \omega^2}$$

↑
energia de
translação

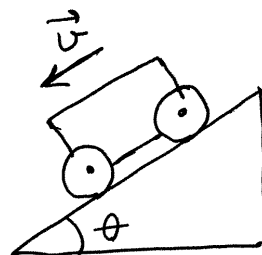
←
energia de
rotação

O trabalho total, integral de dW_{12} em todo o volume, dá a soma dos trabalhos das forças externas \vec{F}_i , porque os trabalhos das forças internas anulam-se

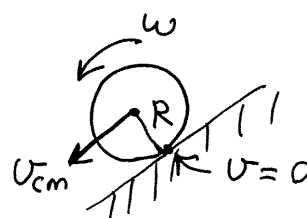
$$\boxed{W_{12} = \sum_{i=1}^n \int_{s_{i1}}^{s_{i2}} \vec{F}_i \cdot d\vec{s}_i}$$

$d\vec{s}_i$ = deslocamento do ponto onde é aplicada a força externa \vec{F}_i

Exemplo. Um carrinho de massa M , com quatro rodas homogêneas, de massa m e raio R , a descer um plano inclinado θ radianos sobre a horizontal. O atrito cinético nos eixos das rodas pode ser desprezado. Se o carrinho parte do repouso, determine a velocidade após ter descido uma distância d sobre o plano inclinado.



Como as rodas não escorregam sobre o plano, a velocidade do seu centro de massa (no eixo da roda) é $v_{cm} = R\omega$



As quatro rodas têm as mesmas velocidades v_{cm} e ω , e o carrinho tem velocidade v_{cm} .

$$E_c = \frac{M}{2} v_{cm}^2 + 4 \left(\frac{m}{2} v_{cm}^2 \right) + 4 \left(\frac{1}{2} I_{cm} \omega^2 \right)$$

O momento de inércia de um disco uniforme, em relação ao seu eixo, que passa pelo c.m., é: $\frac{1}{2} m R^2$

$$\Rightarrow E_c = \frac{M}{2} v_{cm}^2 + 2m v_{cm}^2 + 2 \left(\frac{1}{2} m v_{cm}^2 \right) = \frac{1}{2} (M+6m) v_{cm}^2$$

As reações normais nas quatro rodas não realizam trabalho. As forças de atrito estático nas quatro rodas também não realizam trabalho porque o ponto de contacto entre cada roda e o plano não se desloca ($ds=0$)

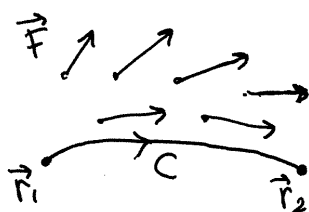
$$\begin{aligned} \Rightarrow W_{12} = W(\text{peso total})_{12} &= \int_{s_1}^{s_2} (M+4m) g \sin\theta \, ds_{cm} \\ &= (M+4m) g \sin\theta \, d \end{aligned}$$

Como $E_{c1} = 0$, então

$$\frac{1}{2} (M+6m) v_2^2 = (M+4m) g \sin\theta \, d$$

$$v_2 = \sqrt{\left(\frac{2M+8m}{M+6m} \right) d g \sin\theta}$$

Aula 14. 2018-04-03

CAMPOS DE FORÇAS

$\vec{F}(\vec{r})$ = força que atua em qualquer posição \vec{r} . Não depende nem de t nem da velocidade \vec{v} dos objetos

C = curva entre \vec{r}_1 e \vec{r}_2 ($d\vec{r}$ tangente a C)

$$\Rightarrow \vec{F} \cdot d\vec{r} = F_t ds \quad (ds = \text{comprimento do arco em } C.)$$

trabalho realizado por $\vec{F}(\vec{r})$ entre \vec{r}_1 e \vec{r}_2

$$W_{12} = \int_C \vec{F} \cdot d\vec{r} = \text{integral de linha (} d\vec{r} \text{ depende da curva)}$$

FORÇAS CONSERVATIVAS

Um campo de forças é conservativo, se $\int_C \vec{F} \cdot d\vec{r}$ dá o mesmo valor, qualquer que seja a curva desde \vec{r}_1 até \vec{r}_2 . Como tal, não é preciso indicar a curva no integral:

$$W_{12} = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F} \cdot d\vec{r}$$

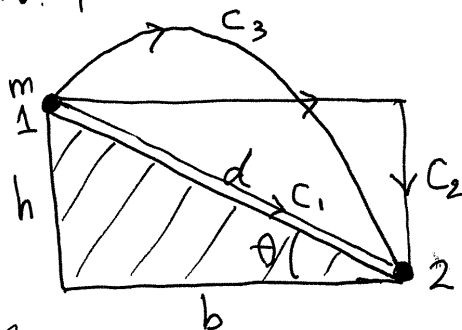
e define-se um campo escalar $U(\vec{r})$:

$$U(\vec{r}) = - \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \vec{F} \cdot d\vec{r}$$

= energia potencial
 \vec{r}_0 = ponto arbitrário onde $U=0$

1. O PESO

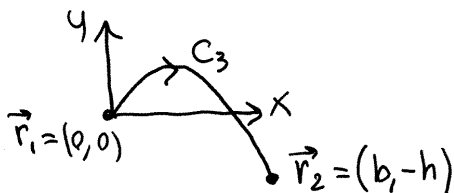
O peso é uma força conservativa. Por exemplo, numa partícula a descer um plano inclinado, o trabalho realizado pelo peso é igual em C_1, C_2, C_3 ou qualquer outra trajetória.



$C_1: F_t = mg \sin \theta, W_{12} = d \, mg \sin \theta \Rightarrow W_{12} = mgh$

$C_2: F_t = \begin{cases} 0, \text{ segmento horizontal} \\ mg, \text{ segmento vertical} \end{cases} \Rightarrow W_{12} = mgh$

$C_3:$



$y = -kx^2 + (kb - \tan \theta)x$

$d\vec{r} = dx \hat{i} + dy \hat{j}$

dependem um do outro

$x = \frac{kb - \tan \theta + \sqrt{C_1 - C_2 y}}{2k} \quad (y \in [0, -h])$

$\Rightarrow d\vec{r} = -\frac{C_2 dy}{4k \sqrt{C_1 - C_2 y}} \hat{i} + dy \hat{j}, \quad \vec{F} = -mg \hat{j}$

$\Rightarrow \vec{F} \cdot d\vec{r} = -mg dy \quad W_{12} = -mg \int_0^{-h} dy = mgh$

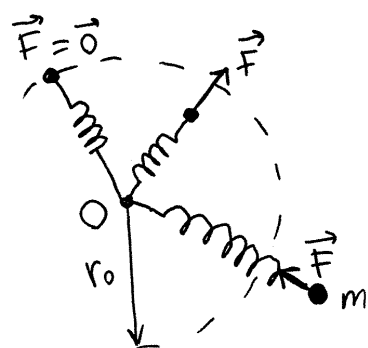
ENERGIA POTENCIAL GRAVITICA

$U(\vec{r}) = -mgy$

arbitrando $U=0$ em $y=0$

$W_{12} = U_1 - U_2$

2. FORÇA ELÁSTICA



$k = \text{constante elástica}$

Mola elástica, com um extremo fixo na origem O .

$\vec{F} = -k(r - r_0) \hat{e}_r$ ← direção radial

$r_0 =$ comprimento normal da mola

$r > r_0$: mola esticada, a força aponta para O

$r < r_0$: mola comprimida: \vec{F} aponta fora de O .

$$d\vec{r} = dr\vec{e}_r + r d\theta\hat{e}_\theta, \quad \vec{F} \cdot d\vec{r} = -k(r-r_0)dr$$

$$W_{12} = -k \int_{r_1}^{r_2} (r-r_0) dr = -k \int_{s_1}^{s_2} s ds \quad \left(\begin{array}{l} s = r - r_0 = \\ \text{alongamento da} \\ \text{mola} \end{array} \right)$$

$$\Rightarrow W_{12} = -k \left(\frac{s_2^2}{2} - \frac{s_1^2}{2} \right)$$

$$\boxed{U = \frac{1}{2} k s^2} \quad W_{12} = U_1 - U_2$$

Teorema do trabalho e a energia mecânica

$$\sum_{i=1}^n W_{12}(\text{força } i) = E_{c2} - E_{c1} \quad \left(\begin{array}{l} \text{aumento da energia} \\ \text{cinética} \end{array} \right)$$

$$\sum_{j=1}^m W_{12}(\text{força conserv. } j) + \sum_{k=1}^{n-m} W_{12}(\text{força não cons. } k) = E_{c2} - E_{c1}$$

$$\overset{\substack{\text{energia potencial} \\ \text{total}}}{\rightarrow} U_1 - U_2 + W_{12}(\text{forças não conserv.}) = E_{c2} - E_{c1}$$

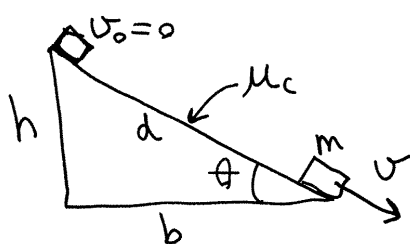
$$\Rightarrow \boxed{W_{12}(\text{forças não conservativas}) = E_{m2} - E_{m1}} \quad \left(\begin{array}{l} \text{aumento} \\ \text{da energ.} \\ \text{mecânica} \end{array} \right)$$

$$\text{Energia mecânica} = E_m = E_c + U$$

↑
energia
cinética

← energia potencial
total

Exemplo:



$$W(\text{força atrito}) = E_{m2} - E_{m1}$$

$$- dm g \mu_c \cos \theta = \frac{1}{2} m v^2 - m g h$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = m g (h - \mu_c b)$$

$$v = \sqrt{2g(h - \mu_c b)} \quad \left(\frac{h}{b} > \mu_c \right)$$

SISTEMAS CONSERVATIVOS

Se as forças não conservativas não realizam trabalho

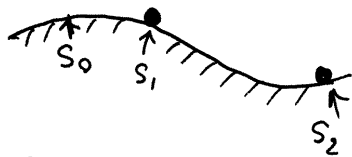
$$W_{12}(\text{forças não conservativas}) = 0$$

$$\Rightarrow E_{m_2} - E_{m_1} = 0 \quad \boxed{E_{m_1} = E_{m_2}}$$

\Rightarrow Conservação da energia mecânica. $E_m = \text{constante}$

SISTEMAS CONSERVATIVOS COM UM GRAU DE LIBERDADE

Força resultante: \vec{F}



componentes $\left\{ \begin{array}{l} F_t \text{ tangente à} \\ \text{trajetória} \\ F_n \text{ normal} \end{array} \right.$

$$\vec{F} \cdot d\vec{r} = F_t ds \quad (\text{a componente normal } F_n \text{ não realiza trabalho})$$

$$\Rightarrow W_{12} = \int_{\text{trajetória}} F_t ds$$

Se F_t depende apenas de s , mas não de t ou v ,

$$\Rightarrow W_{12} = \int_{s_1}^{s_2} F_t ds \quad \text{depende apenas de } s_1 \text{ e } s_2$$

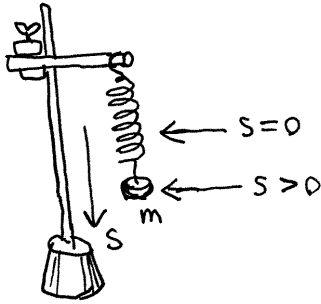
$$\int_{s_1}^{s_2} F_t ds = \int_{s_1}^{s_0} F_t ds + \int_{s_0}^{s_2} F_t ds = U_1 - U_2$$

$$\text{Energia potencial} = U(s) = - \int_{s_0}^s F_t ds$$

= uma primitiva de F_t .

Aula 15. 2018-04-05

OSCILADOR HARMÔNICO SIMPLES



Mola elástica de constante k , com um objeto de massa m pendurado.

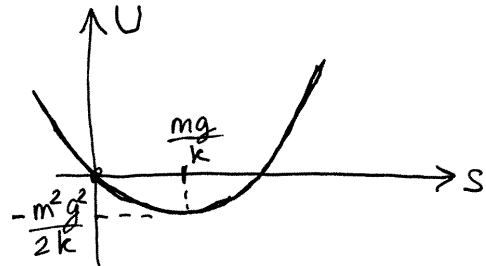
s = alongamento da mola

Energia potencial total:

$$U = \frac{1}{2}ks^2 - mgs \quad (\text{parábola em função de } s)$$

$$U = \frac{1}{2}k\left(s - \frac{mg}{k}\right)^2 - \frac{m^2g^2}{2k}$$

$s_0 = \frac{mg}{k}$ = posição em que o peso mg é igual à força elástica $+ks$ e o objeto permanece estático.



Ignorando a resistência do ar, a energia mecânica permanece constante

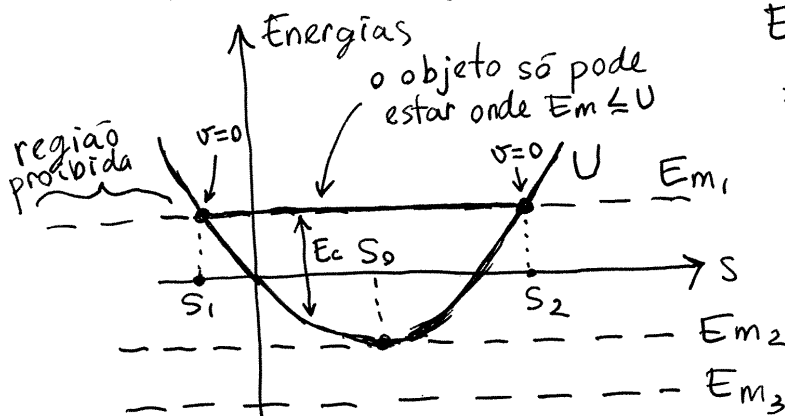
$$E_m = \frac{1}{2}m\dot{s}^2 + \frac{1}{2}ks^2 - mgs$$

$$\dot{s} = v$$

$$E_m \geq -\frac{m^2g^2}{2k}$$

e constante

Gráfico de energias

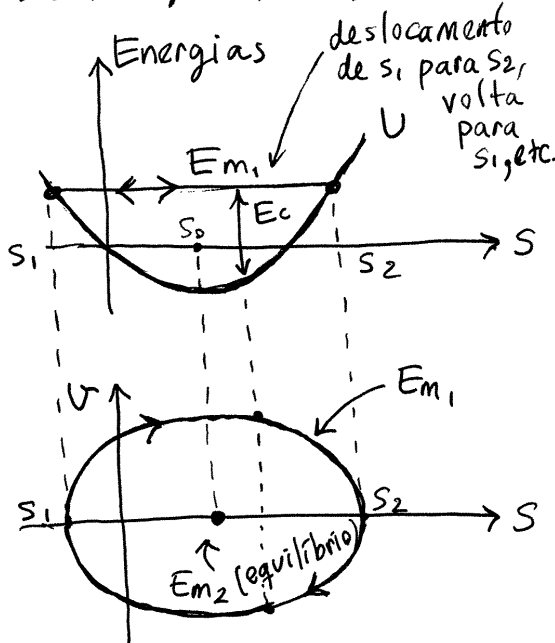


$E_{m3} \rightarrow$ impossível

$E_{m2} \rightarrow$ o objeto está em $s_0 = \frac{mg}{k}$, com $v=0$.

E_{m1} o objeto oscila entre s_1 e s_2

ESPAÇO DE FASE

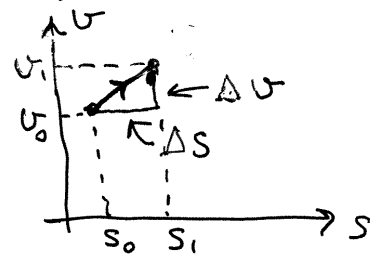


No gráfico de energias, a diferença $E_m - U$ é a energia cinética; quando é maior do que 0, o objeto tem velocidade diferente de zero. Pode estar a deslocar-se no sentido positivo ($v > 0$) ou negativo ($v < 0$).
 Passando o gráfico para o **espaço de fase**, com eixos s e v , cada

possível movimento (cada possível valor de E_m) é uma elipse, percorrida no sentido dos ponteiros do relógio. O valor mínimo da energia mecânica, igual ao valor mínimo da energia potencial é apenas um ponto, no eixo $s \rightarrow$ **ponto de equilíbrio**.

VELOCIDADE DE FASE

Em cada ponto do espaço de fase (s_0, v_0) temos um possível estado inicial do sistema. A menos que esse ponto seja ponto de equilíbrio, o sistema está em movimento, ou seja, um instante mais tarde (Δt) o estado passa a ser (s_1, v_1) . O deslocamento do estado, no espaço de fase, é $\Delta \vec{r}_f = (s_1, v_1) - (s_0, v_0) = (\Delta s, \Delta v)$



A velocidade de fase, \vec{u} , é o vetor que indica como se desloca o estado do sistema, por unidade de tempo, no espaço de fase:

$$\vec{u} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}_f}{\Delta t} = (\dot{s}, \dot{v}) = (v, a_t)$$

No caso do oscilador harmónico simples, como U é menos a primitiva de F_t , então F_t é menos a derivada de U : $F_t = -\frac{dU}{dt} = -ks + mg$

$$a_t = \frac{F_t}{m} = -\frac{k}{m}s + g \Rightarrow \boxed{\vec{u} = (v, g - \frac{k}{m}s)}$$

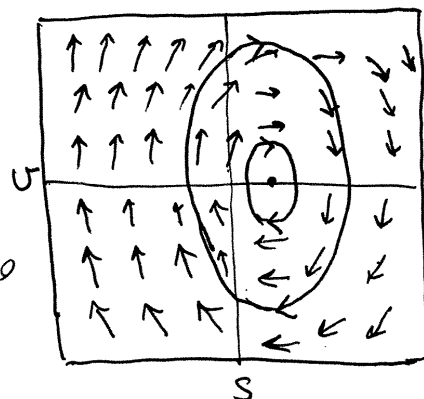
A expressão da velocidade de fase \vec{u} em função das coordenadas do espaço de fase, é suficiente para determinar todos os possíveis movimentos do sistema.

PROGRAMA PLOTDF (Plot Direction Field)

Tem dois parâmetros de entrada; uma lista com as duas componentes da velocidade de fase, e outra lista com as variáveis que definem o espaço de fase. A primeira lista (\vec{u}) só pode depender das variáveis na segunda lista.

Exemplo. Oscilador harmónico simples com $\frac{k}{m} = 4$:

`plot df ([v, 9.8 - 4*s], [s, v]);`



O programa mostra uma grelha com o vetor \vec{u} nos pontos dessa grelha (**campo de direções**).
Clicando num ponto do espaço de fase, é traçada a **curva de evolução** que passa por esse ponto (movimento do sistema com estado inicial/final nesse ponto)

SISTEMAS DINÂMICOS.

Qualquer sistema com variáveis de estado: s_1, s_2, \dots, s_n que determinam o estado do sistema, e equações de evolução: $\dot{s}_1 = f_1(s_1, s_2, \dots), \dot{s}_2 = f_2(s_1, s_2, \dots), \dots, \dot{s}_n = f_n$ que determinam a evolução do sistema.

Em duas dimensões, os sistemas dinâmicos com duas variáveis de estado (s_1, s_2) são definidos por duas equações diferenciais:

$$\frac{ds_1}{dt} = f_1(s_1, s_2, t) \quad \frac{ds_2}{dt} = f_2(s_1, s_2, t)$$

O sistema é **autônomo**, se f_1 e f_2 não dependem do tempo. Nesse caso, a evolução do sistema é igual, independentemente do valor de t_0 e basta conhecer a velocidade de fase:

$$\vec{u} = (f_1(s_1, s_2), f_2(s_1, s_2)):$$

para determinar a evolução do sistema.

Exemplo 7.2
$$\begin{cases} \dot{s}_1 = 4 - s_1^2 - 4s_2^2 \\ \dot{s}_2 = s_2^2 - s_1^2 + 1 \end{cases}$$

$$\text{plotdf}([4 - s_1^2 - 4 * s_2^2, s_2^2 - s_1^2 + 1], [s_1, s_2], [s_1, -2, 2], [s_2, -2, 2]);$$

Aula 16. 2018-04-10

PONTOS DE EQUILÍBRIO

Pontos do espaço de fase em que a velocidade de fase \vec{u} é nula \rightarrow se o estado inicial é um ponto de equilíbrio, esse estado permanece igual. Há dois tipos:

pontos de equilíbrio { estável. As curvas na vizinhança do ponto permanecem próximas dele, ou aproximam-se dele
instável. As curvas na vizinhança do ponto afastam-se dele

Exemplos:



ponto estável



estável



instável

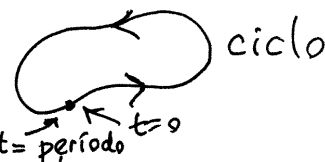


instável

CICLOS

Curvas de evolução fechadas.

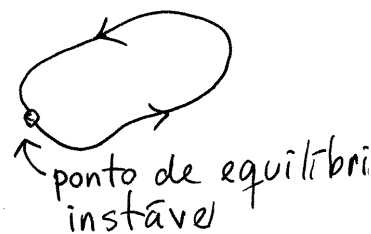
Correspondem a uma oscilação do estado do sistema, que se repete indefinidamente
período: tempo que o estado demora a retomar o estado inicial



ciclo

ÓRBITAS HOMOCLÍNICAS

Curva de evolução que se afasta dum ponto de equilíbrio, mas regressa para esse ponto no limite $t \rightarrow \infty$. Parecem ciclos, mas a oscilação só acontece uma vez (solitão, ou onda solitária). O estado nunca chega até ao ponto de equilíbrio.

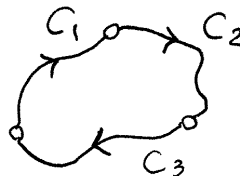


ponto de equilíbrio instável

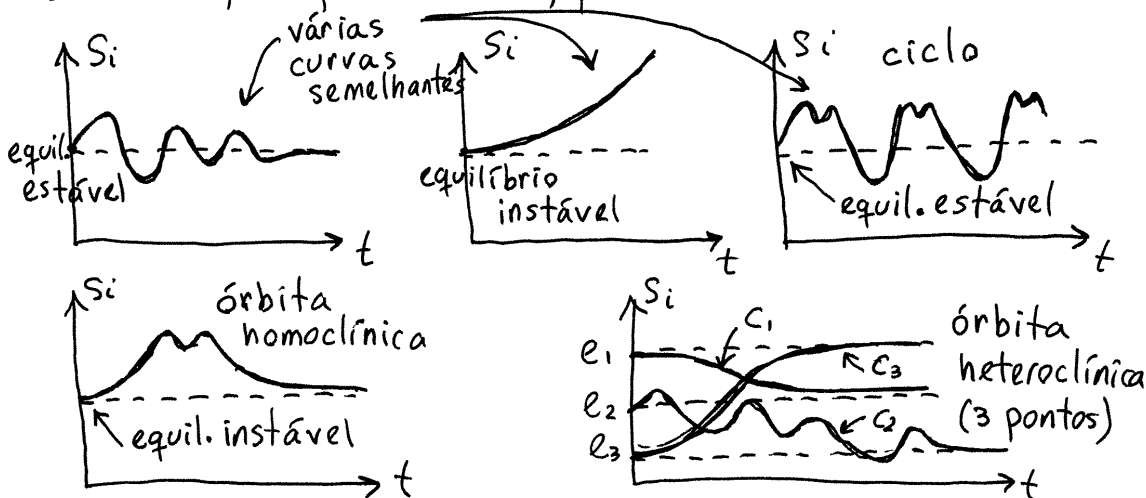
ÓRBITAS HETEROCLÍNICAS

Curva fechada, mas com dois ou mais pontos de equilíbrio instável.

No exemplo da figura, com 3 pontos, há realmente 3 curvas de evolução diferentes, $C_1, C_2,$ e C_3 , sem ligação entre elas.



Nos diferentes casos (ciclos, órbitas, etc.) Cada variável de estado, em função de t , pode ser:



SISTEMAS HAMILTONIANOS (conservativos)

Existe uma função $H(s_1, s_2, \dots, s_n)$, chamada **hamiltoniana**, que define as equações de evolução. No caso de duas variáveis de estado:

$$\dot{s}_1 = \frac{\partial H}{\partial s_2}, \quad \dot{s}_2 = -\frac{\partial H}{\partial s_1}$$

Por outro lado, a derivada da função hamiltoniana, em ordem ao tempo, é: $\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial s_1} \dot{s}_1 + \frac{\partial H}{\partial s_2} \dot{s}_2$

e, ao longo das curvas de evolução, as derivadas de s_1 e s_2 são: $\dot{s}_1 = \frac{\partial H}{\partial s_2}, \quad \dot{s}_2 = -\frac{\partial H}{\partial s_1}$, ou seja:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial s_1} \frac{\partial H}{\partial s_2} - \frac{\partial H}{\partial s_2} \frac{\partial H}{\partial s_1} = 0 \quad (\text{ao longo das curvas de evolução. } \neq 0 \text{ noutras curvas})$$

Conclui-se que, ao longo de cada curva de evolução, a função hamiltoniana tem valor constante. Ou seja, as curvas de nível de H : $H(s_1, s_2) = \text{constante}$, são as curvas de evolução do sistema.

Exemplo. $H = x^2 - y^2$. Espaço de fase $\rightarrow (x, y)$

As equações de evolução do sistema são:

$$\begin{cases} \dot{x} = -2y \\ \dot{y} = -2x \end{cases} \quad \text{pontos de equilíbrio: } \begin{cases} -2y = 0 \\ -2x = 0 \end{cases}$$

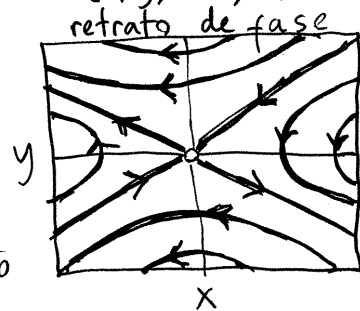
\Rightarrow Um único ponto de equilíbrio: $(x, y) = (0, 0)$

As curvas de evolução são as curvas de nível que podem ser traçadas no Maxima com:

ploteq($x^2 - y^2$)

O programa não mostra a direção das curvas, mas é fácil ver que é como

na figura. A origem $(0, 0)$ é ponto de equilíbrio instável.



EQUAÇÕES DIFERENCIAIS DE 2ª ORDEM

$$\ddot{x} = f(x, \dot{x}) \quad (\text{equação diferencial autônoma})$$

define-se \dot{x} como uma nova variável v . Então, \ddot{x} é igual a \dot{v} e obtém-se um sistema dinâmico autônomo:

$$\begin{cases} \dot{x} = v \\ \dot{v} = f(x, v) \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{espaço de fase} \\ \downarrow \\ (x, v) \end{array}$$

velocidade de fase: $\vec{u} = (v, f(x, v))$.

SISTEMAS MECÂNICOS COM UM GRAU DE LIBERDADE

grau de liberdade $\rightarrow s(t)$ = posição na trajetória.

equação de movimento: $a_t = \ddot{s} = \frac{F_t}{m}$

é uma equação diferencial de segunda ordem. Se a força tangencial for função de s e \dot{s} , a equação é autônoma:

$$\ddot{s} = \frac{F_t(s, \dot{s})}{m}$$

sistema dinâmico:
$$\begin{cases} \dot{s} = v \\ \dot{v} = \frac{F_t(s, v)}{m} \end{cases}$$

SISTEMAS CONSERVATIVOS

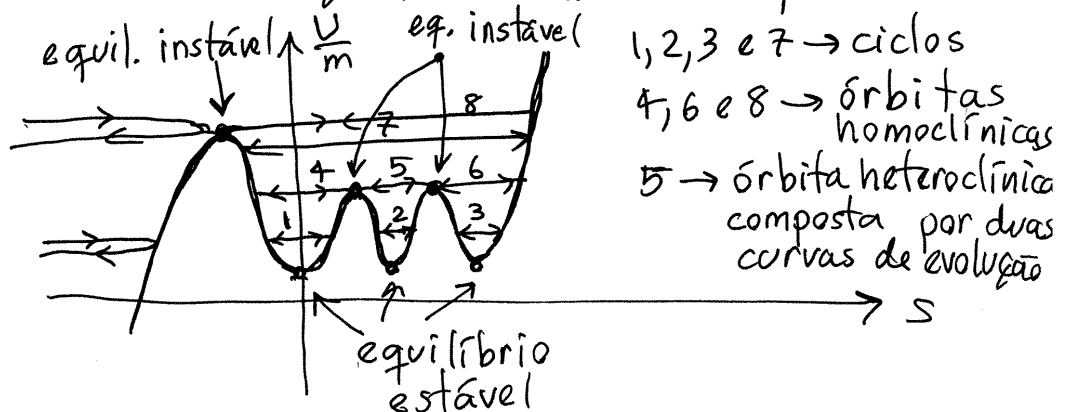
Se F_t depende apenas de s , define-se $U(s)$ (energia potencial)

$$U = -\int F_t ds \Rightarrow \begin{cases} \dot{s} = v = \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} \right) \leftarrow \frac{\partial H}{\partial v} \\ \dot{v} = -\frac{1}{m} \frac{dU}{ds} \leftarrow -\frac{\partial H}{\partial s} \end{cases}$$

($F_t = -\frac{dU}{ds}$)

A função hamiltoniana é: $H = \frac{v^2}{2} + \frac{U}{m}$ energia mecânica por unidade de massa.

Como H permanece constante e $v^2/2$ é positivo ou zero, É útil analisar o gráfico de $\frac{U}{m}$. Exemplo:



Avla 17. 2018-04-12

MECÂNICA LAGRANGIANA

Usam-se equações de Lagrange, em vez de $\sum \vec{F} = m\vec{a}$, $\sum M = I\alpha$

- vantagens:
- iguais em qualquer sistema de coordenadas.
 - translação e rotação tratadas da mesma forma.
 - válidas em referenciais não inerciais.
 - as forças de ligação (reação normal, atrito estático, tensão numa corda) podem ser ignoradas.

Coordenadas generalizadas. n variáveis necessárias para determinar a configuração do sistema a cada instante (graus de liberdade): $\{q_1, q_2, \dots, q_n\}$ (n graus de liberdade) podem ser distâncias, ângulos, etc.

Velocidades generalizadas. Derivadas das coordenadas generalizadas, em ordem ao tempo:

$$\{\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n\}$$

O espaço de fase do sistema tem $2n$ dimensões. Cada estado possível é um ponto nesse espaço: $(q_1, q_2, \dots, q_n, \dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n)$

Num sistema não-autônomo, o tempo t faz parte também do espaço de fase, que tem então $2n+1$ dimensões.

Energia cinética, E_c . Expressão conhecida da energia cinética do sistema, que é função das coordenadas e velocidades generalizadas

$$E_c = \sum \frac{m_i v_i^2}{2} + \sum \frac{I_i \omega_i^2}{2} = f(q_1, q_2, \dots, q_n, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n)$$

dependem das coordenadas e velocidades generalizadas.

Forças generalizadas. Se há uma força \vec{F}_i aplicada na posição \vec{r}_i , define-se

$$Q_{ij} = \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \quad (j=1,2,\dots,n)$$

As forças generalizadas $\{Q_1, Q_2, \dots, Q_n\}$ são:

$$Q_j = \sum_{\text{forças } i} \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}$$

Observe-se que $\vec{F}_i \cdot \partial \vec{r}_i = \partial W_i$ é o trabalho realizado pela força \vec{F}_i e, por isso, as forças de ligação não são incluídas, por não realizarem trabalho.

EQUAÇÕES DE LAGRANGE

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial q_j} = Q_j \quad \begin{array}{l} n \text{ equações:} \\ j=1,2,\dots,n \end{array}$$

No apêndice B do livro mostra-se como essas equações são obtidas a partir das leis de Newton.

Há que ter cuidado com a diferença entre derivação parcial (∂) e total (d). Por exemplo:

$$\frac{\partial}{\partial q_1} (q_1^2 \dot{q}_1^3) = 2q_1 \dot{q}_1^3 \quad \frac{\partial}{\partial \dot{q}_1} (2q_1^2 \dot{q}_1^3) = 6q_1^2 \dot{q}_1^2$$

$$\frac{d}{dt} (q_1^2 \dot{q}_1^3) = (2q_1 \dot{q}_1) \dot{q}_1^3 + q_1^2 (3\dot{q}_1 \ddot{q}_1)$$

No maxima, $\left\{ \begin{array}{l} \text{diff (expressão, } q_1) \\ \text{diff (expressão, } t) \end{array} \right.$ calculam derivadas parciais

para calcular derivadas totais é preciso usar antes um comando que define a dependência entre as variáveis.

FORÇAS CONSERVATIVAS

Se a força \vec{F}_i é conservativa, então:

$$Q_{ij} = \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} = \frac{(\vec{F}_i \cdot \partial \vec{r}_i)}{dq_j} = - \frac{\partial U_i}{\partial q_j} \quad \left(\begin{array}{l} U_i = \text{energia} \\ \text{potencial} \\ \text{associada} \\ \text{a } \vec{F}_i \end{array} \right)$$

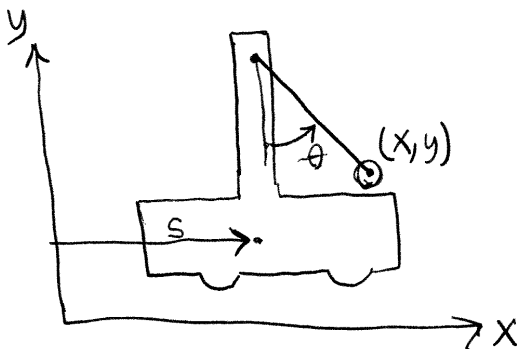
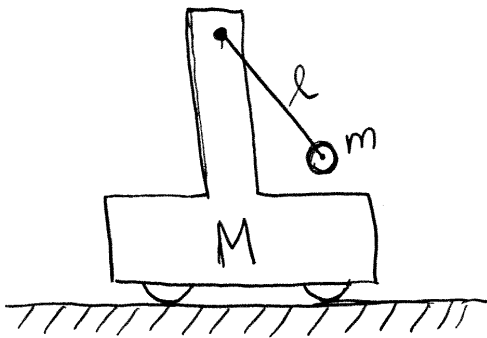
Como tal, as equações de Lagrange também podem ser escritas:

Lagrange também

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial q_j} + \frac{\partial U}{\partial q_j} = Q_j \text{ (não conservativas)}$$

onde U é a energia potencial total.

Exemplo. Carrinho com um pêndulo simples, sobre uma superfície horizontal



Aproximações: • o atrito nos eixos das rodas pode ser desprezado.

- A resistência do ar é desprezável.
- O momento de inércia ^{e da esfera} das rodas é desprezável.
- massa da corda desprezável.

Este sistema tem dois graus de liberdade: (s, θ)

s = posição do carrinho, na horizontal

θ = ângulo do pêndulo com a vertical

A posição (x, y) da esfera

$$\hat{e}: x = s + l \sin \theta, \quad y = -l \cos \theta$$

Coordenadas generalizadas: $\{s, \theta\}$
 Velocidades generalizadas: $\{\dot{s}, \dot{\theta}\}$
Energia cinética:

$$E_c = \frac{M}{2} \dot{s}^2 + \frac{m}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)$$

\uparrow carrinho $\uparrow \uparrow$ esfera

$$\Rightarrow E_c = \frac{M}{2} \dot{s}^2 + \frac{m}{2} ((\dot{s} + l\dot{\theta} \cos\theta)^2 + (l\dot{\theta} \sin\theta)^2)$$

$$= \frac{M}{2} \dot{s}^2 + \frac{m}{2} (\dot{s}^2 + l^2 \dot{\theta}^2) + ml\dot{s}\dot{\theta} \cos\theta$$

$$U = -mgl \cos\theta \quad (\text{a energia potencial gravitica do carrinho permanece constante})$$

Equações de Lagrange:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{s}} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial s} + \frac{\partial U}{\partial s} = 0 \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{\theta}} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{\partial \theta} = 0$$

Resolução no Maxima: $\left(\begin{array}{l} sp \rightarrow \dot{s}, \quad spp \rightarrow \ddot{s} \\ q \rightarrow \theta, \quad qp \rightarrow \dot{\theta}, \quad qpp \rightarrow \ddot{\theta} \end{array} \right)$

gradef(s, t, sp) # (define que $\frac{ds}{dt} = \dot{s}$)

gradef(sp, t, spp) # (define $\frac{d\dot{s}}{dt} = \ddot{s}$)

gradef(q, t, qp) # } $\frac{dq}{dt} = \dot{\theta}, \frac{dq}{dt} = \dot{\theta}$

gradef(qp, t, qpp) # }

$$E_c: M * sp^2 / 2 + m * (sp^2 + l^2 * qp^2) / 2 + m * l * sp * qp * \cos(q)$$

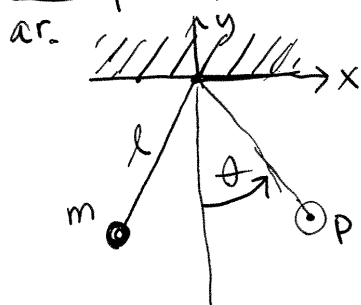
$$U: -m * g * l * \cos(q);$$

$$e1: \text{diff}(\text{diff}(E_c, sp), t) - \text{diff}(E_c, s) + \text{diff}(U, s) = 0;$$

$$e2: \text{diff}(\text{diff}(E_c, qp), t) - \text{diff}(E_c, q) + \text{diff}(U, q) = 0;$$

$$\text{solve}([e1, e2], [spp, qpp]);$$

Aula 18. 2018-04-17

FORÇAS NÃO CONSERVATIVASExemplo: pêndulo simples, considerando a resistência do ar.

Posição do ponto P:

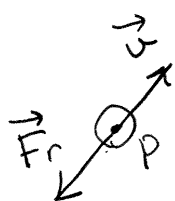
$$\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} = l(\sin\theta\hat{i} - \cos\theta\hat{j})$$

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = l\dot{\theta}(\cos\theta\hat{i} + \sin\theta\hat{j})$$

$$E_c = \frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2) = \frac{m l^2 \dot{\theta}^2}{2}$$

$$U = -mgl \cos\theta$$

resistência do ar:



$$\vec{F}_r = -(C_1 + C_2 l |\vec{v}|) \vec{v} = -(C_1 + C_2 l |\dot{\theta}|) l \dot{\theta} (\cos\theta\hat{i} + \sin\theta\hat{j})$$

\leftarrow constantes $\quad \leftarrow$

força generalizada

$$Q_\theta = \vec{F}_r \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} = -(C_1 + C_2 l |\dot{\theta}|) l \dot{\theta} (\cos\theta\hat{i} + \sin\theta\hat{j}) \cdot (l \cos\theta\hat{i} + l \sin\theta\hat{j})$$

$$Q_\theta = -l^2 \dot{\theta} (C_1 + C_2 l |\dot{\theta}|)$$

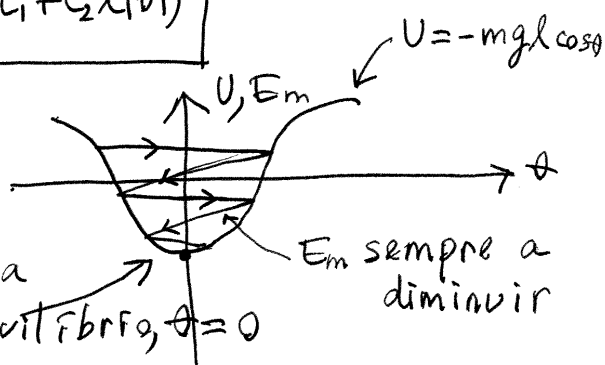
Equação de Lagrange: $\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{\theta}} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{\partial \theta} = Q_\theta$

$$\Rightarrow m l^2 \ddot{\theta} - 0 + mgl \sin\theta = -l^2 \dot{\theta} (C_1 + C_2 l |\dot{\theta}|)$$

equação de movimento:

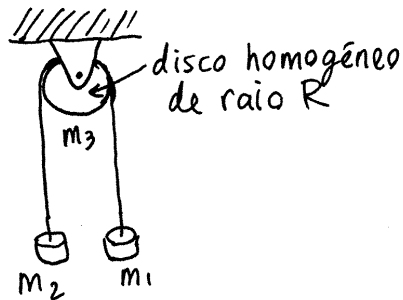
$$\boxed{\ddot{\theta} = -\frac{g}{l} \sin\theta - \left(\frac{\dot{\theta}}{m}\right) (C_1 + C_2 l |\dot{\theta}|)}$$

Gráfico de energias:

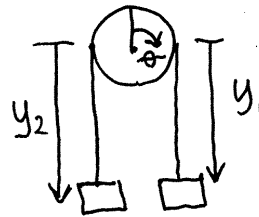


e pêndulo acaba na posição de equilíbrio, $\theta = 0$

Máquina de Atwood



Variáveis: θ, y_1, y_2



condições: $\begin{cases} y_1 - R\theta = C_1 \\ y_2 + R\theta = C_2 \end{cases} \leftarrow \text{constantes}$

$$\Rightarrow \dot{y}_1 = R\dot{\theta} = -\dot{y}_2 \quad \ddot{y}_1 = R\ddot{\theta} = -\ddot{y}_2$$

$$E_c = \frac{m_1}{2} \dot{y}_1^2 + \frac{m_2}{2} \dot{y}_2^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_3 R^2}{2} \right) \dot{\theta}^2 = \frac{1}{2} (m_1 + m_2 + \frac{m_3}{2}) \dot{y}_1^2$$

$$U = -m_1 g y_1 - m_2 g y_2 = -m_1 g y_1 - m_2 g (C_1 + C_2 - y_1)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{y}_1} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial y_1} + \frac{\partial U}{\partial y_1} = \frac{d}{dt} \left(m_1 + m_2 + \frac{m_3}{2} \right) \dot{y}_1 - m_1 g + m_2 g = 0$$

$$\boxed{\ddot{y}_1 = \left(\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2 + \frac{m_3}{2}} \right) g} \quad \text{aceleração constante}$$

MULTIPLICADORES DE LAGRANGE

Para encontrar as forças de ligação (tensões na corda, no caso da máquina de Atwood), escrevem-se as condições de ligação na forma $f(q_1, q_2, \dots, q_n) = \text{constante}$ não se usam as condições para eliminar variáveis e introduz-se, por cada condição, uma força generalizada:

$$Q_j = \lambda \frac{\partial f}{\partial q_j} \quad (\lambda = \text{multiplicador de Lagrange})$$

(é a força a ser calculada)

No caso da máquina de Atwood,

$$f_1 = y_1 - R\theta, \quad f_2 = y_2 + R\theta$$

$$E_c = \frac{m_1}{2} \dot{y}_1^2 + \frac{m_2}{2} \dot{y}_2^2 + \frac{m_3}{4} R^2 \dot{\theta}^2 \quad \left(\begin{array}{l} 3 \text{ variáveis} \\ \text{e 3 velocidades} \end{array} \right)$$

$$U = -m_1 g y_1 - m_2 g y_2$$

Há 3 equações de Lagrange e 2 multiplicadores:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{y}_1} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial y_1} + \frac{\partial U}{\partial y_1} = \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial y_1} + \lambda_2 \frac{\partial f_2}{\partial y_1} \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{y}_2} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial y_2} + \frac{\partial U}{\partial y_2} = \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial y_2} + \lambda_2 \frac{\partial f_2}{\partial y_2} \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{\theta}} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{\partial \theta} = \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial \theta} + \lambda_2 \frac{\partial f_2}{\partial \theta} \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} m_1 \ddot{y}_1 = m_1 g + \lambda_1 \\ m_2 \ddot{y}_2 = m_2 g + \lambda_2 \\ \frac{m_3 R^2}{2} \ddot{\theta} = -R\lambda_1 + R\lambda_2 \end{array} \right. \quad (3 \text{ acelerações} + 2 \text{ forças})$$

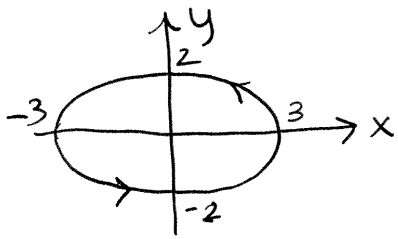
O sistema resolve-se junto com as duas condições:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{y}_1 = R\dot{\theta} \\ \dot{y}_2 = -R\dot{\theta} \end{array} \right.$$

$$\ddot{y}_1 = \left(\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2 + \frac{m_3}{2}} \right) g = -\ddot{y}_2 \quad \ddot{\theta} = \left(\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2 + \frac{m_3}{2}} \right) \frac{g}{R}$$

$$\lambda_1 = - \left(\frac{m_3 + 4m_2}{2m_1 + 2m_2 + m_3} \right) m_1 g \quad \lambda_2 = - \left(\frac{m_3 + 4m_1}{2m_1 + 2m_2 + m_3} \right) m_2 g$$

Exemplo. Uma partícula move-se livremente dentro de uma calha elíptica, com equação $2x^2 + 3y^2 = 6$, no plano horizontal xy . Determine a força horizontal exercida pela calha, na partícula.



$$E_c = \frac{m}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)$$

Uma condição:

$$f(x, y) = 2x^2 + 3y^2 = \text{constante}$$

↓
um multiplicador de Lagrange, λ
e uma força generalizada:

$$Q_x = \lambda \frac{\partial f}{\partial x} = 4x\lambda \quad Q_y = \lambda \frac{\partial f}{\partial y} = 6y\lambda$$

Equações de Lagrange:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{x}} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial x} = Q_x \rightarrow \boxed{m\ddot{x} = 4x\lambda}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{y}} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial y} = Q_y \rightarrow \boxed{m\ddot{y} = 6y\lambda}$$

$$4x\dot{x} + 6y\dot{y} = 0 \Rightarrow \boxed{4\dot{x}^2 + 4x\ddot{x} + 6\dot{y}^2 + 6y\ddot{y} = 0}$$

Resolvendo as 3 equações obtém-se

$$\lambda = -\frac{m(3\dot{y}^2 + 2\dot{x}^2)}{18y^2 + 8x^2}$$

E a força da calha é:

$$\vec{F} = Q_x \hat{i} + Q_y \hat{j} = 4x\lambda \hat{i} + 6y\lambda \hat{j}$$

$$\vec{F} = -\frac{m(3\dot{y}^2 + 2\dot{x}^2)}{18y^2 + 8x^2} (4x\hat{i} + 6y\hat{j})$$

Aula 19. 2018-04-19

SISTEMAS DINÂMICOS LINEARES

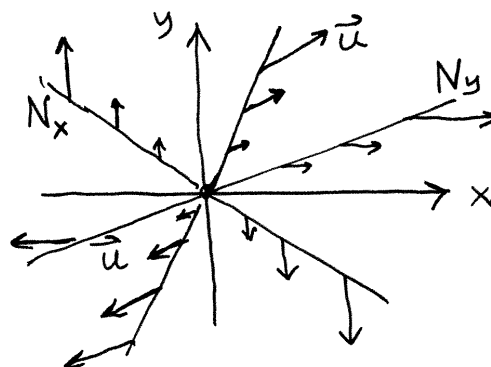
Cada componente da velocidade de fase é uma combinação linear das variáveis de estado. No caso de segunda ordem:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= a_{11}x + a_{12}y \\ \dot{y} &= a_{21}x + a_{22}y \end{aligned} \quad \text{forma matricial: } \begin{bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}$$

ou ainda: $\frac{d\vec{r}}{dt} = A\vec{r}$, onde \vec{r} é a posição no espaço de fase, $\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j}$, e A é um operador linear em \mathbb{R}^2

Em cada ponto do espaço de fase, $\vec{r} = \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}$, a velocidade de fase é $A\vec{r}$. Como $A(k\vec{r}) = k(A\vec{r})$ ($k = \text{constante}$)

então: todas as retas que passam pela origem são **isóclinas**: a velocidade de fase tem a mesma direção em todos os pontos da reta, mas sentidos opostos nos dois lados da origem.



Em particular, há uma reta perpendicular ao vetor (a_{11}, a_{12}) , onde $a_{11}x + a_{12}y = 0$, ou seja, $\dot{x} = 0$ e \vec{u} é paralela a \hat{j} . Essa reta chama-se **nulclina de x** (N_x na figura). A nulclina de y , onde $\dot{y} = 0$ e \vec{u} é paralela a \hat{i} , é a reta perpendicular ao vetor (a_{21}, a_{22}) .

Pontos de equilíbrio. $\dot{x} = 0, \dot{y} = 0$. Ou seja, onde as duas nulclinas se cruzam. Se as duas nulclinas são diferentes, cruzam-se na origem.

Se as duas nulclinas N_x e N_y coincidem, então:

$$(a_{21}, a_{22}) = k(a_{11}, a_{12}) \Rightarrow k = \frac{a_{21}}{a_{11}} = \frac{a_{22}}{a_{12}}$$

$$\Rightarrow a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} = 0 \quad \boxed{\det(A) = 0} \quad \text{determinante da matriz do sistema}$$

Nesses casos $y = kx + c$ ($c = y_0 - kx_0$) e há realmente uma única equação diferencial $\dot{x} = f(x)$ que é a mesma para y ; o sistema é realmente de primeira ordem.

\Rightarrow Se $\det(A) \neq 0$ (sistemas realmente de 2ª ordem), existe um único ponto de equilíbrio na origem

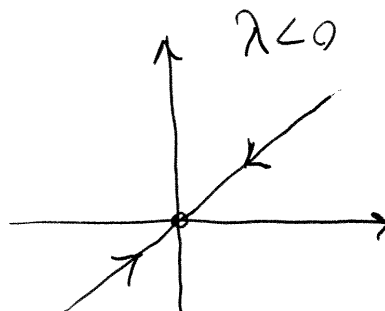
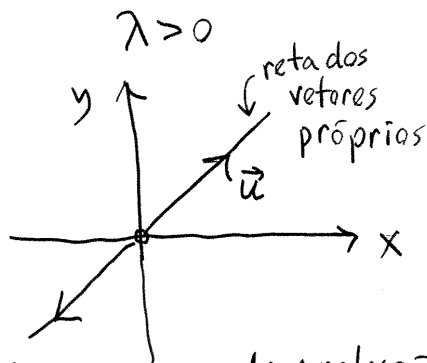
Em todos os pontos do espaço de fase, a velocidade de fase tem valores diferentes.

VETORES E VALORES PRÓPRIOS

Se existir uma isóclina onde a direção de \vec{u} é a própria isóclina, então para qualquer \vec{r} nessa isóclina:

$$\boxed{A\vec{r} = \lambda\vec{r}} \quad \lambda = \text{número real} = \text{valor próprio}$$

diz-se que \vec{r} é valor próprio da matriz A , correspondente ao valor próprio λ . λ não pode ser zero, porque estamos a admitir $\det A \neq 0$ e, portanto, $A\vec{r} = 0$ unicamente na origem. Há então duas possibilidades:



duas curvas de evolução retas que se afastam da origem ($\lambda > 0$) ou se aproximam dele ($\lambda < 0$)

Determinação dos valores próprios

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \rightarrow \begin{cases} (a_{11} - \lambda)x + a_{12}y = 0 \\ a_{21}x + (a_{22} - \lambda)y = 0 \end{cases}$$

onde x e/ou y são diferentes de zero. Isso implica:

$$(a_{11} - \lambda)(a_{22} - \lambda) - a_{12}a_{21} = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{\lambda^2 - \text{tr}(A)\lambda + \det(A) = 0} \quad \begin{aligned} \text{tr}(A) &= a_{11} + a_{22} \\ &= \text{traço de } A \end{aligned}$$

as raízes dessa equação quadrática são λ_1 e λ_2 :

$$(\lambda - \lambda_1)(\lambda - \lambda_2) = 0 \Rightarrow \begin{cases} \lambda_1 + \lambda_2 = \text{tr}(A) \\ \lambda_1 \lambda_2 = \det(A) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \lambda_{1,2} = \frac{\text{tr}(A)}{2} \pm \Delta \quad (\Delta > 0)$$

$$\lambda_1 \lambda_2 = \frac{\text{tr}^2(A)}{4} - \Delta = \det(A) \rightarrow \Delta = \sqrt{\frac{\text{tr}^2(A)}{4} - \det(A)}$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\text{tr}(A)}{2} \pm \sqrt{\frac{\text{tr}^2(A)}{4} - \det(A)}$$

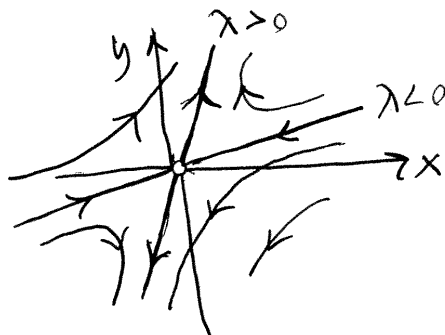
Há vários casos, dependentes dos valores do traço e do determinante da matriz do sistema:

$$i) \det(A) < 0 \Rightarrow \frac{\text{tr}^2(A)}{4} - \det(A) > \frac{\text{tr}^2(A)}{4}$$

$$\Rightarrow \Delta > \left| \frac{\text{tr}(A)}{2} \right| \Rightarrow \lambda_{1,2} = \frac{\text{tr}(A)}{2} \pm \Delta = \text{dois números reais, com sinais opostos}$$

Na direção dos vetores próprios do λ positivo, há duas retas de evolução que se afastam da origem, e na direção dos vetores do λ negativo há duas retas de evolução que se aproximam da origem.

o ponto de equilíbrio (origem) chama-se **PONTO DE SELA**
retrato de fase:



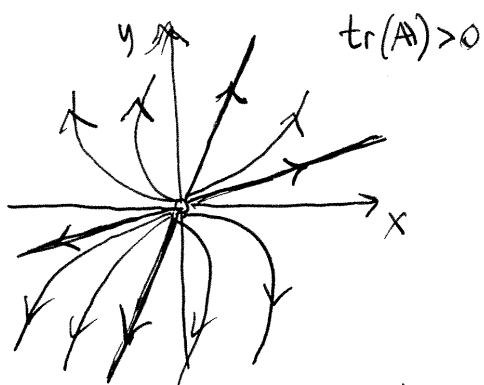
$$ii) 0 < \det(A) < \frac{\text{tr}^2(A)}{4}$$

$$\Rightarrow \frac{\text{tr}^2(A)}{4} - \det(A) > 0, \text{ mas menor que } \frac{\text{tr}^2(A)}{4}$$

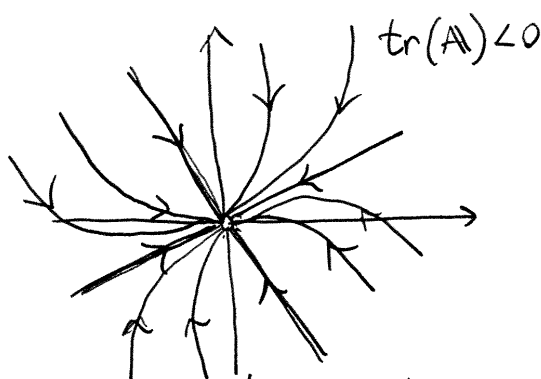
$$\Rightarrow \Delta < \left| \frac{\text{tr}(A)}{2} \right| \quad \lambda_{1,2} = \frac{\text{tr}(A)}{2} \pm \Delta$$

são dois números reais, diferentes, com o mesmo sinal de $\text{tr}(A)$

O ponto de equilíbrio chama-se **NÓ**



Nó repulsivo. Todas as curvas de evolução afastam-se da origem. Sistema instável.



Nó atrativo. Todas as curvas de evolução aproximam-se da origem. Sistema estável.

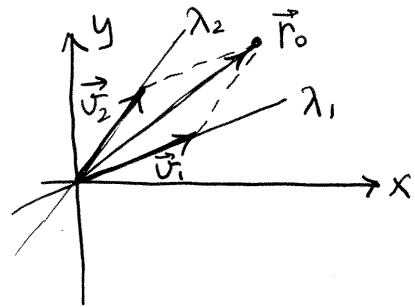
Aula 20. 2018-04-24

CURVAS DE EVOLUÇÃO

Soluções particulares do sistema dinâmico, para diferentes estados iniciais $\vec{r}_0 = (x_0, y_0)$. Nos casos i) e ii), em que $\lambda_1 \neq \lambda_2$, existem duas retas de vetores próprios diferentes e pode escreverse:

$$\vec{r}_0 = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 \leftarrow \begin{array}{l} \text{vetor próprio} \\ \text{de } \lambda_2 \end{array}$$

↑
vetor próprio de λ_1



Cada curva de evolução é dada pela expressão

$$\vec{r}(t) = e^{\lambda_1 t} \vec{v}_1 + e^{\lambda_2 t} \vec{v}_2$$

Demonstração: $\vec{r}(0) = e^0 \vec{v}_1 + e^0 \vec{v}_2 = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 = \vec{r}_0$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \lambda_1 e^{\lambda_1 t} \vec{v}_1 + \lambda_2 e^{\lambda_2 t} \vec{v}_2 = e^{\lambda_1 t} (A\vec{v}_1) + e^{\lambda_2 t} (A\vec{v}_2) = A\vec{r}$$

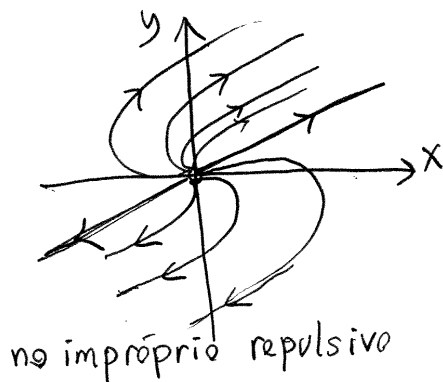
(verifica as equações do sistema)

iii) NÓS IMPRÓPRIOS. Quando $\det(A) = \frac{\text{tr}^2(A)}{4}$

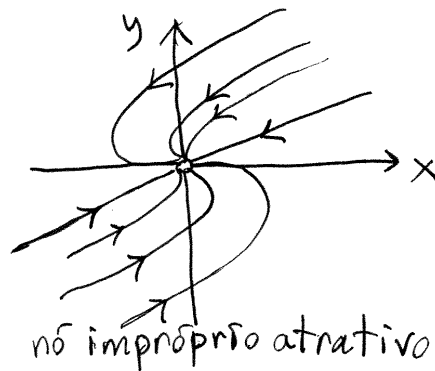
$$\Rightarrow \lambda = \frac{\text{tr}(A)}{2} \text{ um único valor próprio.}$$

Dois únicas curvas de evolução retas, que se aproximam da origem (ou afastam da origem).

$$\text{tr}(A) > 0$$



$$\text{tr}(A) < 0$$



$$iv) \det(A) > \frac{\text{tr}^2(A)}{4}$$

$$\Rightarrow \lambda_1 = \frac{\text{tr}A}{2} + i\Omega \quad \lambda_2 = \frac{\text{tr}A}{2} - i\Omega = \lambda_1^*$$

complexo conjugado

existem vetores próprios, complexos, \vec{v}_1 e \vec{v}_2 , associadas a λ_1 e λ_2 . As funções complexas:

$$\vec{z}_1 = e^{\lambda_1 t} \vec{v}_1, \quad \vec{z}_2 = e^{\lambda_2 t} \vec{v}_2 = \vec{z}_1^*$$

← $\vec{v}_2 = \vec{v}_1^*$

são soluções, complexas, do sistema dinâmico. Como o sistema é linear, a soma de duas soluções também é solução:

$$\vec{z}_1 + \vec{z}_2 = \vec{z}_1 + \vec{z}_1^* = 2\text{Real}(\vec{z}_1) \text{ é solução real do sistema.}$$

$$\begin{aligned} \vec{r}(t) &= 2\text{Real}(\vec{z}_1) = 2\text{Real}(e^{\lambda_1 t}) \text{Real}(\vec{v}_1) \\ &= 2\text{Real}(\vec{v}_1) \text{Re}(e^{(\alpha + i\Omega)t}) \quad \left(\alpha = \frac{\text{Tr}(A)}{2}\right) \end{aligned}$$

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 \text{Re}(e^{\alpha t} (\cos(\Omega t) + i \sin(\Omega t)))$$

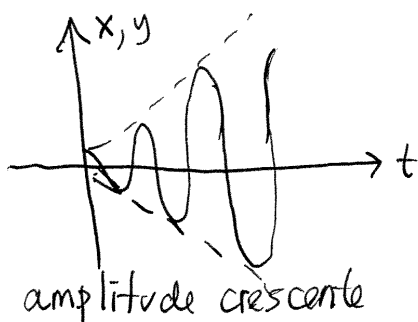
$$\boxed{r(t) = \vec{r}_0 e^{\alpha t} \cos(\Omega t)}$$

função alternada, com frequência angular Ω e amplitude variável:

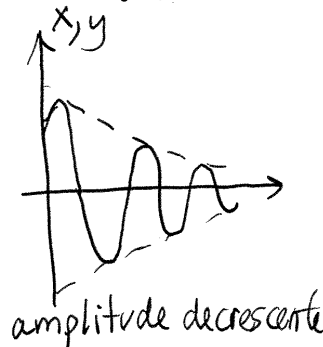
$$|\vec{r}_0| e^{\alpha t}$$

Há 3 possibilidades, segundo o valor de $\alpha = \frac{\text{Tr}(A)}{2}$

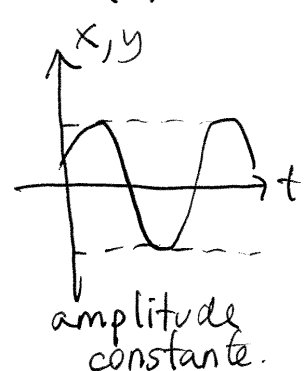
$$\text{tr}(A) > 0$$



$$\text{tr}(A) < 0$$

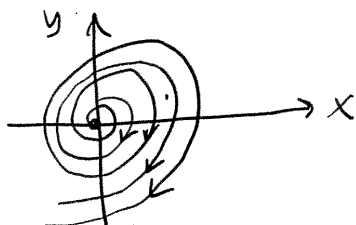


$$\text{tr}(A) = 0$$

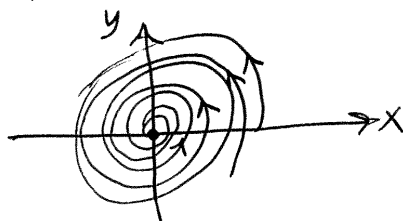


Os respectivos retratos de fase são os seguintes:

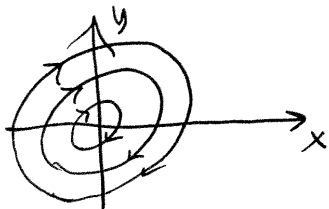
(a) $\text{tr}(A) > 0$. FOCO REPULSIVO (instável)



(b) $\text{tr}(A) < 0$. FOCO ATRATIVO (estável)



(c) $\text{tr}(A) = 0$. CENTRO (estável)



todas as curvas de evolução são ciclos.

Nos 3 casos, a frequência angular de oscilação, Ω , é a parte imaginária dos valores próprios ($\sqrt{\det A - \frac{(\text{tr} A)^2}{4}}$)

a período de oscilação é: $T = \frac{2\pi}{\Omega}$

Exemplo $\dot{x} = -3x + 5y$, $\dot{y} = -2x - 5y$

$$\Rightarrow A = \begin{bmatrix} -3 & 5 \\ -2 & -5 \end{bmatrix} \quad \lambda^2 + 8\lambda + 25 = 0$$

$$\lambda = -4 \pm \sqrt{16 - 25} = -4 \pm i3$$

ou, no Máxima:

A: matrix $([-3, 5], [-2, -5])$

eigenvectors (A);

(foco atrativo)

período = $\frac{2\pi}{3}$

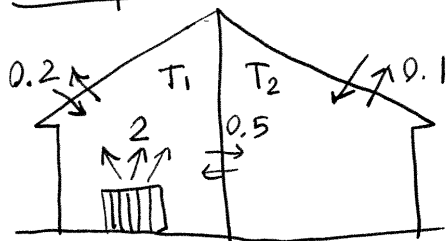
o resultado é:

$$\left[\left[\underbrace{(-3\%i) - 4}_{\lambda_1}, \underbrace{3\%i - 4}_{\lambda_2} \right], [1, 1] \right], \left[\left[\underbrace{1, -\frac{3\%i + 1}{5}}_{\text{vetor próprio de } \lambda_1} \right], \underbrace{\left[1, \frac{3\%i - 1}{5} \right]}_{\text{vetor próprio de } \lambda_2} \right] \right]$$

↑ ↑
cada λ
só aparece
1 vez

plot d.f.([-3*x+5*y, +2*x-5*y], [x, y]);
permite construir o retrato de fase.

Exemplo 9.1.



as temperaturas T_1 e T_2 em duas divisões de uma casa variam de acordo com as equações:

$$\dot{T}_1 = 2 - 0.2(T_1 - 8) - 0.5(T_1 - T_2)$$

$$\dot{T}_2 = -0.1(T_2 - 8) - 0.5(T_2 - T_1)$$

analise as variações das temperaturas em função do tempo
De forma matricial:

$$\begin{bmatrix} \dot{T}_1 \\ \dot{T}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -0.7 & 0.5 \\ 0.5 & -0.6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 3.6 \\ 0.8 \end{bmatrix}$$

pontos de equilíbrio:

$$A \begin{bmatrix} -0.7 & 0.5 \\ 0.5 & -0.6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 3.6 \\ 0.8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \Rightarrow A^{-1} \begin{bmatrix} -3.6 \\ 0.8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \end{bmatrix}_{\text{equi.}}$$

A: matriz $[-0.7, 0.5], [0.5, -0.6]$;

$$\text{invert}(A) \cdot [3.6, 0.8]; \longrightarrow T_1 = 15.06 \quad T_2 = 13.88$$

Com a mudança de variáveis $x = T_1 - 15.06$, $y = T_2 - 13.88$
o sistema é linear: $\begin{bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}$

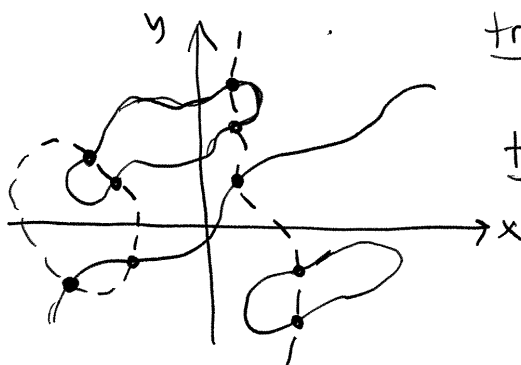
e pode ver-se que os valores próprios são 2 núm. negativo:
→ o ponto de equilíbrio é nó atrativo. (T_1, T_2) aproximam-se
de $(15.06, 13.88)$ sem oscilar

Aula 21. 2018-04-26

SISTEMAS DINÂMICOS NÃO LINEARES

$$\begin{cases} \dot{x} = f(x, y) \\ \dot{y} = g(x, y) \end{cases} \quad f \text{ e } g \text{ são funções contínuas, não lineares}$$

Pontos de equilíbrio. As nulclinas são curvas.



traço contínuo: nulclinas de x ($f(x, y) = 0$)

tracejado: nulclinas de y ($g(x, y) = 0$)

neste caso há 9 pontos de equilíbrio, onde as duas nulclinas cruzam-se

Séries de Taylor de f e g , na vizinhança dum ponto (x_0, y_0) do espaço de fase

$$f = f(x_0, y_0) + \frac{\partial f}{\partial x}(x_0, y_0)(x - x_0) + \frac{\partial f}{\partial y}(x_0, y_0)(y - y_0) + \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}(x_0, y_0)(x - x_0)^2 + \dots$$

← números (derivadas no ponto) (x_0, y_0)

equação do plano tangente no ponto $(x_0, y_0, f(x_0, y_0))$

$$g = g(x_0, y_0) + \frac{\partial g}{\partial x}(x_0, y_0)(x - x_0) + \frac{\partial g}{\partial y}(x_0, y_0)(y - y_0) + \frac{\partial^2 g}{\partial x^2}(x_0, y_0)(x - x_0)^2 + \dots$$

Aproximação linear, na vizinhança do ponto de equilíbrio (x_i, y_i) : ignoram-se os termos $(x - x_i)^2$, $(x - x_i)(y - y_i)$, $(y - y_i)^2$ etc.

O primeiro termo das séries, $f(x_i, y_i)$ e $g(x_i, y_i)$ é zero, porque (x_i, y_i) é ponto de equilíbrio.

$$\text{fica então: } \begin{cases} f(x,y) \approx \frac{\partial f}{\partial x}(x_i, y_i) (x-x_i) + \frac{\partial f}{\partial y}(x_i, y_i) (y-y_i) \\ g(x,y) \approx \frac{\partial g}{\partial x}(x_i, y_i) (x-x_i) + \frac{\partial g}{\partial y}(x_i, y_i) (y-y_i) \end{cases}$$

A mudança de variáveis, $X = x - x_i$, $Y = y - y_i$, não altera as derivadas, mas desloca a origem do espaço de fase para o ponto de equilíbrio (x_i, y_i) :

$$\Rightarrow \begin{cases} \dot{X} \approx \frac{\partial f}{\partial x}(x_i, y_i) X + \frac{\partial f}{\partial y}(x_i, y_i) Y \\ \dot{Y} \approx \frac{\partial g}{\partial x}(x_i, y_i) X + \frac{\partial g}{\partial y}(x_i, y_i) Y \end{cases}$$

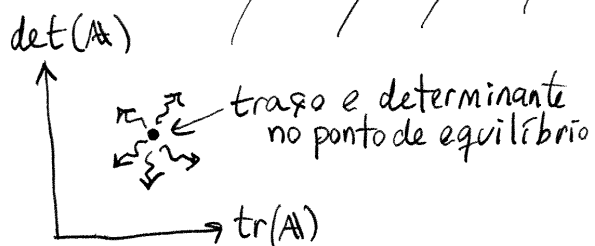
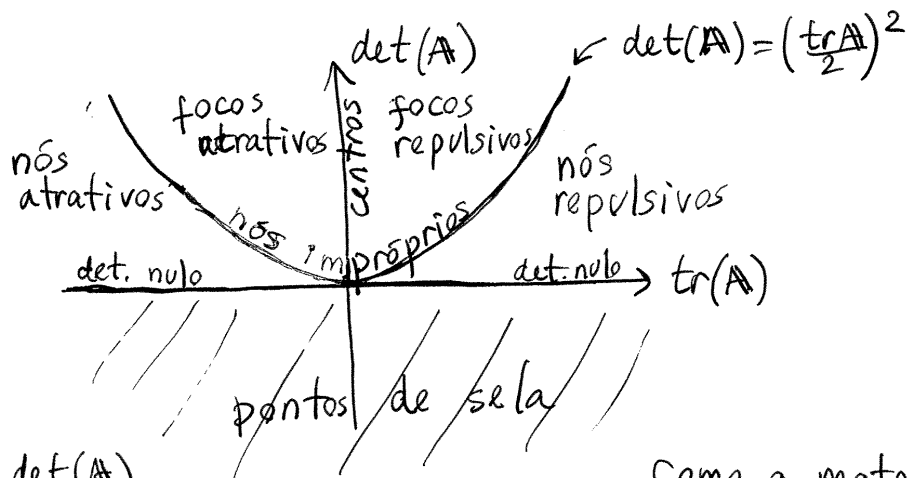
que é um sistema linear com matriz:

$$A_i = \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} & \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial g}{\partial x} & \frac{\partial g}{\partial y} \end{bmatrix}_{(x_i, y_i)} = J(x_i, y_i)$$

$$J(x, y) = \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} & \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial g}{\partial x} & \frac{\partial g}{\partial y} \end{bmatrix} = \text{matriz jacobiana de } f \text{ e } g. \\ \text{(constante no caso de sist. lineares)}$$

Um sistema não linear com n pontos de equilíbrio pode ser aproximado, na vizinhança desses pontos, por n sistemas lineares.

Os valores próprios das matrizes A_1, A_2, \dots, A_n permitem determinar o tipo de cada ponto de equilíbrio. No entanto, há que ter em conta que os termos não lineares podem alterar o tipo em alguns casos. Nos sistemas lineares, em função do traço e determinante de A temos os seguintes tipos de equilíbrio:



Como a matriz J não é constante, o ponto nesse diagrama desloca-se na vizinhança do ponto de equilíbrio.

No caso dos pontos de sela, nós e focos, esse deslocamento mantém o ponto na mesma região; ou seja, não há dúvida que o ponto é ponto de sela, nó ou foco.

No caso dos centros e nós impróprios, o deslocamento pode fazer com que o ponto passe a ser foco ou nó (no caso dos nós impróprios).

Se $\det(A) = 0$, a aproximação linear não é suficiente para caracterizar o ponto de equilíbrio.

Exemplo -
$$\begin{cases} \dot{x} = 6y(y^2 + x^2 - 1)^2 - 3x^2y^2 \\ \dot{y} = 2xy^3 - 6x(y^2 + x^2 - 1)^2 \end{cases}$$

No Maxima:

$$f: 6 * y * (y^2 + x^2 - 1)^2 - 3 * x^2 * y^2 \$$$

$$g: 2 * x * y^3 - 6 * x * (y^2 + x^2 - 1)^2 \$$$

pontos de equilíbrio:

$$P: \text{solve}([f, g]);$$

dá uma lista de 13 soluções mas apenas são válidas as soluções reais (7 primeiras e duas últimas).

$P: \text{append}(\text{rest}(P, -6), \text{rest}(P, 11));$

 matriz jacobiana
 $J: \text{jacobian}([f, g], [x, y]);$

 matrizes dos 9 sistemas lineares (aproximações nos 9 pontos de equilíbrio)
 $A: \text{makelist}(\text{subst}(g, J), g, P);$

traços e determinantes das 9 matrizes $A_1, A_2, \dots, A_9:$

$\text{map}(\text{mat_trace}, A);$

 $\text{map}(\text{determinant}, A);$

Observa-se que há dois pontos de sela, 3 centros e 4 pontos onde $\det(A) = 0$. Os três centros são realmente centros, porque em qualquer outro ponto $\text{tr}(J) = 0$ (trata-se dum sistema conservativo).

○ retrato de fase obtém-se com os seguintes passos:

$\text{plotdf}([f, g], [x, y], [x, -2, 2], [y, -2, 2], [\text{vectors}, ""]);$

① No menu de configuração, $n\text{steps} \rightarrow 70$
 $\text{trajectory_at} \rightarrow 0.005 \text{ } -1.005$ **ENTER**

$n\text{steps} \rightarrow 110, \text{trajectory_at} \rightarrow 0.005 \text{ } 1.005$ **ENTER**

mostra, a vermelho, 4 curvas de evolução que formam uma órbita heteroclínica entre os 4 pontos de equilíbrio onde $\det(A) = 0$.

② $n\text{steps} \rightarrow 300, \text{color} \rightarrow \text{black}, \text{trajectory_at} \rightarrow 0 \text{ } 0.8$ **ENTER**
 mostra um ciclo que envolve os 3 centros.

$\text{trajectory_at} \rightarrow 0 \text{ } 0.5$ → ciclo à volta do centro na origem

$\left\{ \begin{array}{l} \text{trajectory_at} \rightarrow 0.9 \\ \text{trajectory_at} \rightarrow -0.9 \end{array} \right. |$ ciclos à volta dos outros dois centros.

③ color \rightarrow green.

{ trajectory -at \rightarrow 0.5773 0.6502

{ trajectory -at \rightarrow -0.5773 0.6502

mostra, a verde, duas órbitas homoclínicas, nos dois pontos de sela

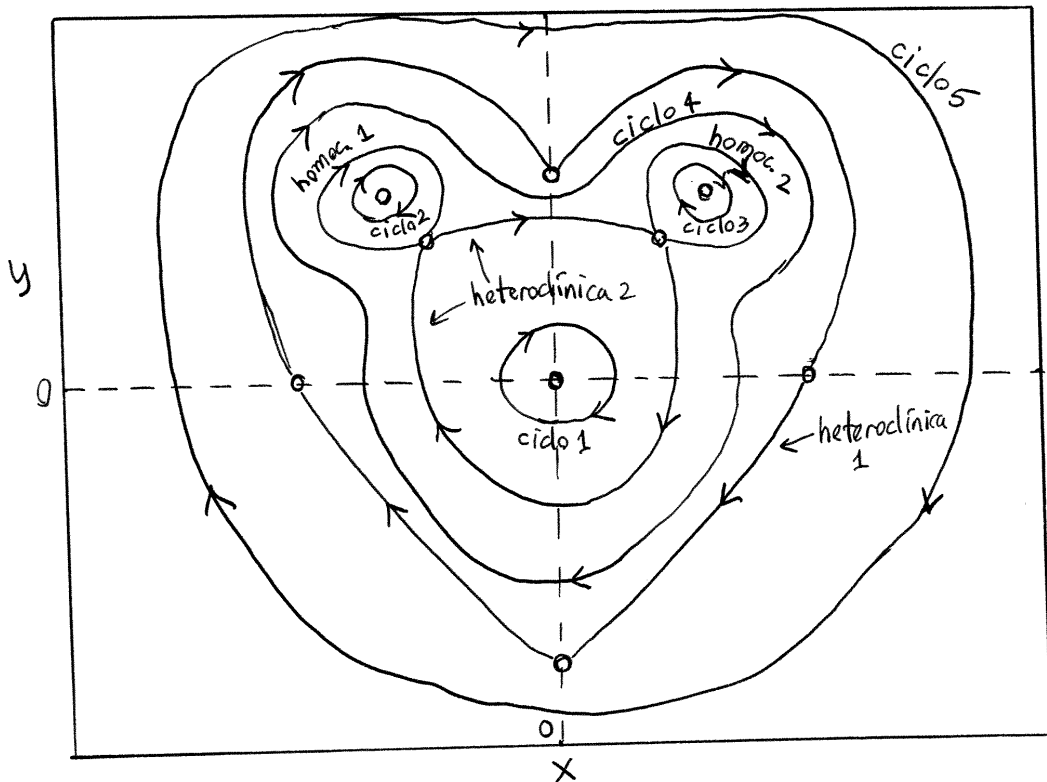
④ color \rightarrow red. trajectory -at \rightarrow 0.5179 0.625

mostra outra órbita heteroclínica que liga os dois pontos de sela.

⑤ color \rightarrow blue. trajectory -at \rightarrow 0 1.4

mostra um ciclo fora das órbitas heteroclínicas.

Resumindo, este sistema tem duas órbitas homoclínicas, duas órbitas heteroclínicas (de ordem 2 e quatro), e cinco tipos de ciclos diferentes.



Aula 22, 2018-05-03

SISTEMAS DINÂMICOS COM 3 OU MAIS VARIÁVEIS DE ESTADO

O espaço de fase já não pode ser representado com o programa plotdf, mas as curvas de evolução podem ser obtidas com o programa rk (Runge-Kutta) e projetadas num plano com duas das variáveis.

Exemplo 1. Equações diferenciais de segunda ordem, não autónomas. Por exemplo:

$$t^2 \ddot{x} + t \dot{x} + \left(t^2 - \frac{1}{9}\right)x = 0 \quad \left(\begin{array}{l} \text{equação de Bessel de} \\ \text{ordem } 1/3 \end{array} \right)$$

Para escrevê-la como sistema dinâmico, resolve-se para

$$\ddot{x} = \left(\frac{1}{9t^2} - 1\right)x - \frac{\dot{x}}{t}$$

Como tal há 3 variáveis de estado: (x, \dot{x}, t) .

Define-se $y = \dot{x}$ e as 3 equações de evolução são então:

$$\begin{cases} \dot{x} = y \\ \dot{y} = \left(\frac{1}{9t^2} - 1\right)x - \frac{y}{t} \\ \dot{t} = 1 \end{cases} \quad (\text{derivada de } t \text{ em ordem a } t)$$

Para encontrar a curva de evolução (solução particular) com: $t_0 = 0$, $x_0 = 0$, $y_0 = 1$, usa-se rk(), que tem que ter 4 listas como parâmetros de entrada:

$$\text{rk}([\text{veloc. de fase}], [\text{variav. de estado}], [\text{estado inicial}],$$

Neste caso, como t aparecerá no ^[intervalo de integração] intervalo de integração, pode ser omitida nas três primeiras listas:

$$\text{res: rk}([y, (1/(9*t^2) - 1)*x - y/t], [x, y], [0, 1],$$

$$[t, 0, 30, 0.01]) \#$$

↑ t ↑ t_{final} ↑ Δt

É importante guardar o resultado (neste caso em res) e não mostrá-lo, porque será uma lista muito comprida, com a seguinte forma:

$[[t_0, x_0, y_0], [t_0 + \Delta t, x_1, y_1], [t_0 + 2\Delta t, x_2, y_2], \dots, [t_f, x_n, y_n]]$
 Convém olhar para o último elemento da lista:

`last(res);` $\rightarrow [0, 0, 0.1]$

Isto quer dizer que rk não conseguiu avançar nem para $t=0.01$, porque os denominadores t^2 e t na velocidade de fase produzem "overflow" em $t=0$.

Temos então que começar um pouco depois de $t=0$, por exemplo:

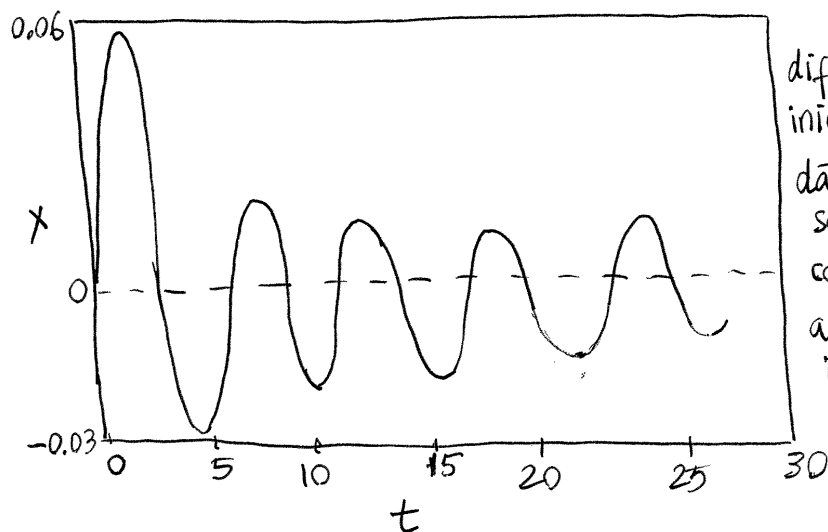
`res: rk([y, (1/(9*t^2) - 1)*x - y/t], [x, y], [0, 1], [t, 0.01, 30, 0.01])`

`last(res);` $\rightarrow [30.0, -0.01035\dots, 0.0042\dots]$
 \uparrow \uparrow \uparrow
 t_f $\hat{x}(t_f)$ $\hat{x}'(t_f)$

`length(res);` $\rightarrow 3000$ (3000 pontos).

O gráfico de X vs. t pode ser obtido assim:

`plot2d([discrete, makelist([P[1], P[2]], P, res)], [x, 0, 30]);`

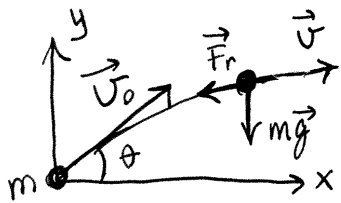


diferentes valores iniciais de x_0, y_0 dão curvas semelhantes, com diferentes amplitudes iniciais.

Exemplo 2. Lançamento de projéteis, considerando a resistência do ar; se o projétil for uma esfera de raio R , a força de resistência do ar é:

$$\vec{F}_r = -\frac{\pi}{4} \rho R^2 |\vec{v}| \vec{v}$$

\vec{v} = veloc. da esfera
 ρ = massa volumica do ar $\approx 1.2 \text{ kg/m}^3$



estado inicial (lançamento do projétil):

$$t_0 = 0, x_0 = 0, y_0 = 0, v_{0x} = v_0 \cos \theta$$

$$v_{0y} = v_0 \sin \theta$$

$$\vec{F} = m \vec{g} + \vec{F}_r \Rightarrow \vec{a} = \vec{g} - \frac{1.2\pi}{4} \left(\frac{R^2}{m}\right) |\vec{v}| \vec{v}$$

Há quatro variáveis de estado: (x, y, v_x, v_y)
 as 4 equações de evolução são as definições de v_x e v_y e as expressões das componentes a_x e a_y da aceleração:

$$\begin{cases} \dot{x} = v_x \\ \dot{y} = v_y \\ \dot{v}_x = -\frac{1.2\pi}{4} \left(\frac{R^2}{m}\right) \sqrt{v_x^2 + v_y^2} v_x \\ \dot{v}_y = -9.8 - \frac{1.2\pi}{4} \left(\frac{R^2}{m}\right) \sqrt{v_x^2 + v_y^2} v_y \end{cases}$$

Uma bola de tênis tem raio 3.25 cm e massa 62g. Então, se a velocidade inicial for 12 m/s e $\theta = 45^\circ$, a trajetória determina-se assim:

$$k: \text{float}(1.2 * \% \pi * 0.0325^2 / 4 / 0.062);$$

$$t1: \text{rk}([v_x, v_y, -k * \text{sqrt}(v_x^2 + v_y^2) * v_x, \\ -9.8 - k * \text{sqrt}(v_x^2 + v_y^2) * v_y], [x, y, v_x, v_y], \\ [0, 0, 12 * \cos(\% \pi / 4), 12 * \sin(\% \pi / 4)], [t, 0, 2, 0.01]) \#$$

last(t1);

$$\hookrightarrow [2.0, 14.7..., -3.1..., 6.3..., -10.5...]$$

o valor negativo de y_f indica que a bola já desceu da altura à que foi lançada. Se quisermos encontrar o instante em que regressa à altura inicial $y=0$, podemos usar o seguinte comando, para descobrir a partir de que ponto os valores de y ficam negativos:

```
first (sublist_indices (t1, lambda ([P], P[3]<0)));
```

↳ 167

Ou seja, apenas os primeiros 166 elementos da lista $t1$ correspondem à trajetória por cima de $y=0$:

```
t2: make_list ([t1[i][2], t1[i][3]], i, 1, 166) $
```

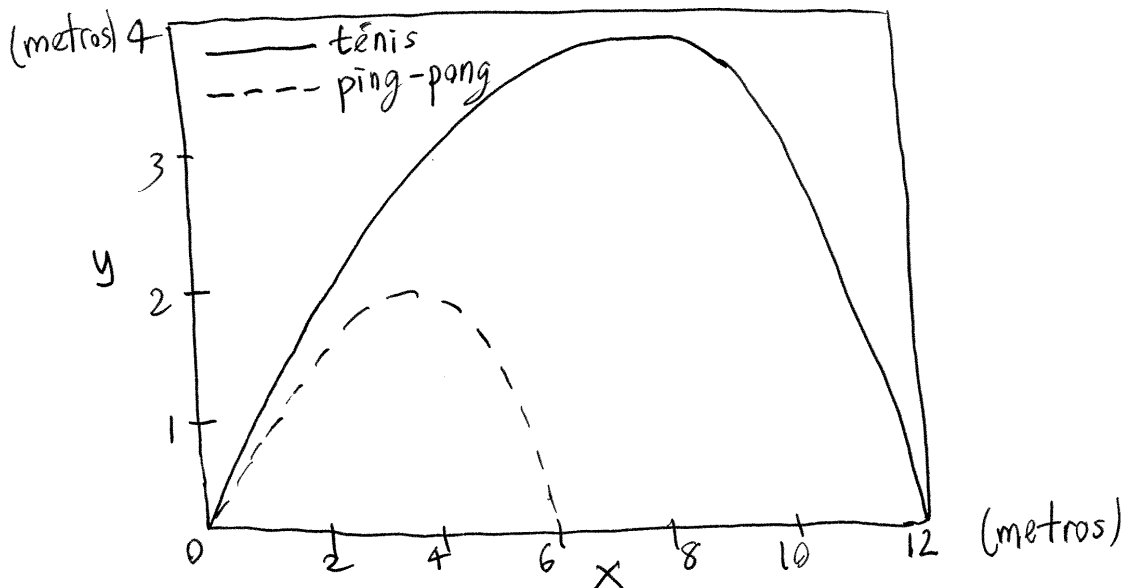
↑
coordenadas dos pontos
da trajetória por cima de $y=0$

↑ x_i ↑ y_i

E o gráfico obtém-se com o comando:

```
plot2d ([discrete, t2]);
```

Se o mesmo cálculo for feito para uma bola de ping-pong, com $R=1.9\text{cm}$ e $m=24\text{g}$, as trajetórias obtidas são as seguintes:



Aula 23. 2018-05-15

CICLOS LIMITE

Exemplo:
$$\begin{cases} \dot{x} = x(1-18x^2-36y^2) - y \\ \dot{y} = y(1-18x^2-36y^2) + x \end{cases}$$

Velocidade de fase:

$$u: [x*(1-18*x^2-36*y^2)-y, y*(1-18*x^2-36*y^2)+x]$$

pontos de equilíbrio:

solve(u); $\rightarrow [x=0, y=0]$ um único ponto de equilíbrio na origem

J: jacobian(u, [x,y])

A: subst([x=0, y=0], J); $\rightarrow A = \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$

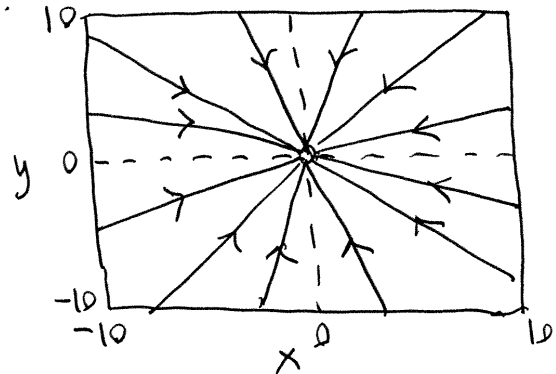
eigenvalues(A); $[1-i, 1+i], [1, 1]$

A origem é foco repulsivo.

Retrato de fase:

plotdf(u, [x,y]);

Dá a ideia de que a origem é não atrativo! (errada)



Olhando na vizinhança

da origem: plotdf(u, [x,y], [x,-0.1,0.1], [y,-0.1,0.1]);

Sim se consegue ver o

foco repulsivo na origem

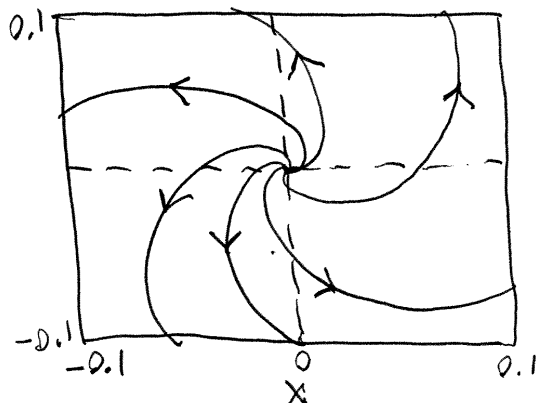
Num domínio intermédio

consegue-se compreender

a razão para a aparente

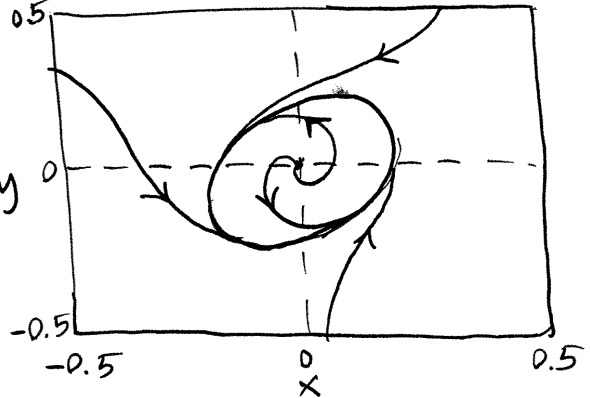
discrepância das duas

figuras:



$\text{plot}(f(u, [x, y], [x, -0.5, 0.5], [y, -0.5, 0.5]));$

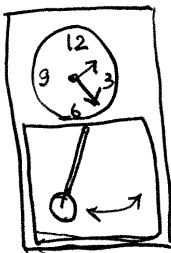
Há uma elipse no espaço de fase (ciclo). As curvas de evolução dentro da elipse afastam-se da origem, aproximando-se do ciclo. As curvas fora do ciclo também se aproximam dele.



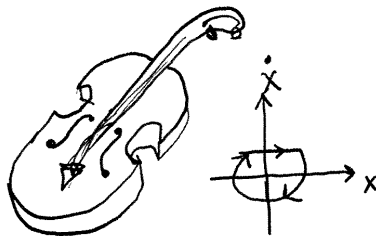
Esse tipo de ciclo único representa uma oscilação com amplitude e velocidade $v(t)$ bem definidas. e chama-se CICLO LIMITE.

Neste caso é atrativo, mas há também ciclos repulsivos e ciclos atrativos num lado e repulsivos no outro.

Exemplos com ciclos limite

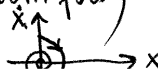


O pêndulo oscila de forma bem definida, que depende da forma como foi construído.



Violino. O movimento do arco pode fazer oscilar as cordas com forma bem definida no espaço de fase.

(numa guitarra a oscilação é num foco atrativo.)



Coração. Os batimentos cardíacos são um ciclo no espaço de fase, com forma própria que depende da condição física do sujeito.

Se existir um ciclo limite tem, necessariamente, de existir um ponto de equilíbrio, atrativo ou repulsivo, no seu interior. Esse é um critério para descartar a existência de ciclos limite em alguns sistemas. Para encontrar ciclos limite, em alguns casos é útil usar coordenadas polares

VELOCIDADE DE FASE EM COORDENADAS POLARES.

$$\begin{cases} \dot{x} = f(x, y) \\ \dot{y} = g(x, y) \end{cases} \longrightarrow \begin{cases} \frac{d(r \cos \theta)}{dt} = f(r \cos \theta, r \sin \theta) \\ \frac{d(r \sin \theta)}{dt} = g(r \cos \theta, r \sin \theta) \end{cases}$$

No lado esquerdo dessas novas equações aparecem \dot{r} e $\dot{\theta}$, sendo possível encontrar expressões para \dot{r} e $\dot{\theta}$. Usando o Maxima, no exemplo da secção anterior, a passagem para coordenadas polares pode ser feita assim:

(i) definem-se as expressões para x e y em coord. polares
 $[x_P, y_P]: r * [\cos \varphi, \sin \varphi] \# (\varphi \text{ representa } \theta)$

(ii) definem-se as derivadas de r e θ em ordem a t :
 $\text{gradef}(r, t, r_P) \# (r_P \rightarrow \dot{r})$
 $\text{gradef}(\varphi, t, \varphi_P) \# (\varphi_P \rightarrow \dot{\theta})$

(iii) substituem-se as coordenadas polares nas duas equações de evolução (a já está na memória em função de x e y).

eq: subst([x=x_P, y=y_P], [diff(x_P, t)=u[1], diff(y_P, t)=u[2]]);

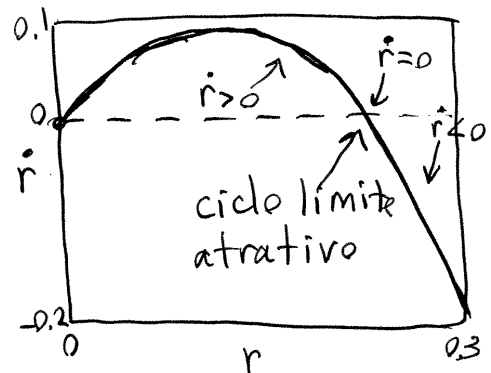
(iv) resolvem-se essas 2 equações para encontrar as expressões para \dot{r} e $\dot{\theta}$:

`solve(eq, [r, q, theta]);`

`trigsimp(%);` \rightarrow $\begin{cases} \dot{\theta} = 1 & (\text{veloc. angular positiva constante}) \\ \dot{r} = (18 \cos^2 \theta - 36) r^3 + r \end{cases}$

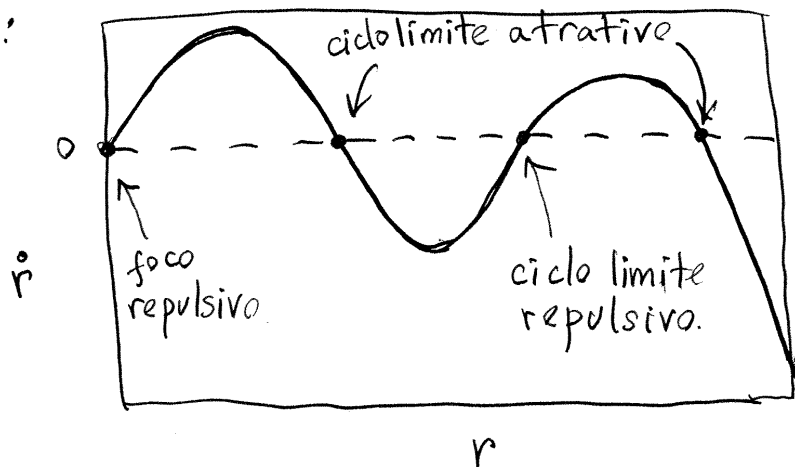
(v) Analisa-se o gráfico de \dot{r} , em ordem a r , para alguns valores de θ . No nosso caso, para $\theta = 0$,

`plot2d(-18*r^3+r, [r, 0, 0.3]);`



Cada passagem de \dot{r} por zero (em $r \neq 0$), representa um ciclo limite. Atrativo se a curva é decrescente, ou repulsivo, se a curva for crescente.

Num exemplo mais complicado, com 3 ciclos limite uns dentro dos outros, o gráfico poderia ser o seguinte:



Aula 24. 2018-05-17

DINÂMICA POPULACIONAL $X(t)$ = população no instante t . ($X \geq 0$)Admitindo que X pode ter qualquer valor real positivo e que X varia continuamente, $\dot{X} = f(X, t)$ = aumento/diminuição da população no instante t .trata-se de um sistema dinâmico com apenas uma variável de estado. Se a população se extinguir, $X=0$, X já não pode aumentar ou diminuir. Como tal, a função $f(X, t)$ deverá ter a seguinte propriedade:

$$f(0, t) = 0$$

e isso implica que $X=0$ é ponto de equilíbrio do sistema.taxa de aumento/diminuição da população = $\frac{f(X, t)}{X}$ = taxa de natalidade - taxa de mortalidade**MODELO DE MALTHUS**taxa de natalidade - taxa de mortalidade = a (constante positiva)

$$\frac{f(X, t)}{X} = a \Rightarrow f(X, t) = aX$$

equação de evolução: $\dot{X} = aX$ apenas um ponto de equilíbrio, em $X=0$.Retrato de fase:existe apenas uma curva de evolução que vai até $X \rightarrow +\infty$.

Se em $t=0$ a população for x_0 , a equação da curva de evolução pode obter-se resolvendo a equação de evolução por separação de variáveis:

$$\frac{dx}{dt} = ax \Rightarrow \int_{x_0}^x \frac{dx}{x} = a \int_0^t dt \Rightarrow \ln\left(\frac{x}{x_0}\right) = at$$

$$\boxed{x(t) = x_0 e^{at}} \quad \text{a população cresce exponencialmente}$$

MODELO LOGÍSTICO (verhulst)

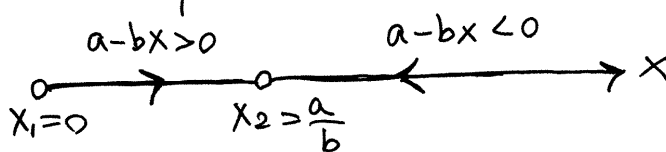
Admite-se taxa de natalidade constante, a , mas taxa de mortalidade, bx , diretamente proporcional à população:

$$\frac{f(x,t)}{x} = a - bx$$

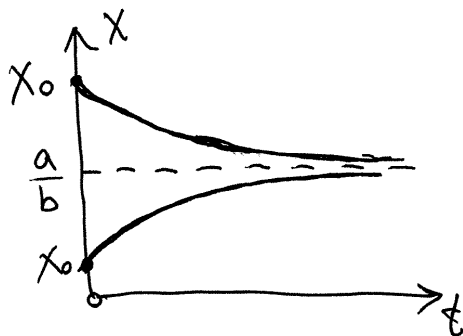
$$\Rightarrow \boxed{\dot{x} = x(a - bx)} \quad a > 0, b > 0$$

pontos de equilíbrio: $x(a - bx) = 0 \Rightarrow x_1 = 0, x_2 = \frac{a}{b}$

Retrato de fase:



Há duas curvas de evolução, que se aproximam do ponto $x_2 = \frac{a}{b}$, que é estável. As equações dessas curvas podem ser encontradas por separação de variáveis e o resultado são uma exponencial crescente e uma exponencial decrescente.



SISTEMAS DE DUAS ESPÉCIES

$x(t)$ e $y(t)$ são duas funções contínuas ($x \geq 0, y \geq 0$), que representam as populações de duas espécies que interagem, ou seja, as taxas de aumento de cada espécie dependem dos valores das duas populações:

$$\begin{cases} \dot{x} = f(x, y) \\ \dot{y} = g(x, y) \end{cases} \quad \text{com as propriedades: } \begin{cases} f(0, y) = 0 \\ g(x, 0) = 0 \end{cases}$$

O espaço de fase é o primeiro quadrante do plano xy e a origem é ponto de equilíbrio.

Matriz jacobiana:

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} & \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial g}{\partial x} & \frac{\partial g}{\partial y} \end{bmatrix}$$

$\frac{\partial f}{\partial x}$ = aumento/diminuição próprio da espécie x

$\frac{\partial g}{\partial y}$ = aumento/diminuição próprio da espécie y

$\frac{\partial f}{\partial y}$ = aumento/diminuição de x , devido a y

$\frac{\partial g}{\partial x}$ = aumento/diminuição de y , devido a x

TIPOS DE SISTEMAS

① Sistema predador-presa: $\frac{\partial f}{\partial y}$ e $\frac{\partial g}{\partial x}$ com sinais opostos
uma das espécies (predadores) faz diminuir a outra (presas) e aumenta a custos dela.

② Sistema com cooperação: $\frac{\partial f}{\partial y} > 0$, $\frac{\partial g}{\partial x} > 0$

③ Sistema com competição: $\frac{\partial f}{\partial y} < 0$, $\frac{\partial g}{\partial x} < 0$

SISTEMA DE LOTKA-VOLTERRA

$$\begin{cases} \dot{x} = x(a - cy) \\ \dot{y} = y(bx - d) \end{cases} \quad a, b, c \text{ e } d \text{ são quatro constantes positivas.}$$

Trata-se de um sistema predador-presa, em que x são presas e y predadores.

A população x crescerá exponencialmente se não houver predadores y . A população y de predadores extinguir-se-ia se não houvesse presas x .

2 Pontos de equilíbrio: $(x_1, y_1) = (0, 0)$ $(x_2, y_2) = (\frac{d}{b}, \frac{a}{c})$

$$J = \begin{bmatrix} a - cy & -cx \\ by & bx - d \end{bmatrix}$$

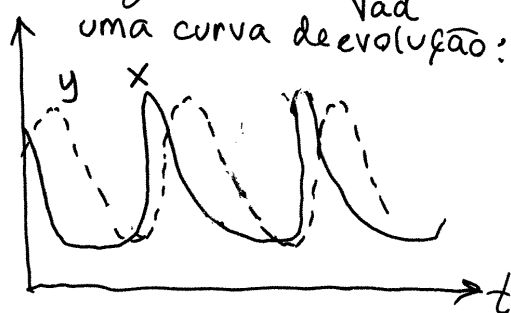
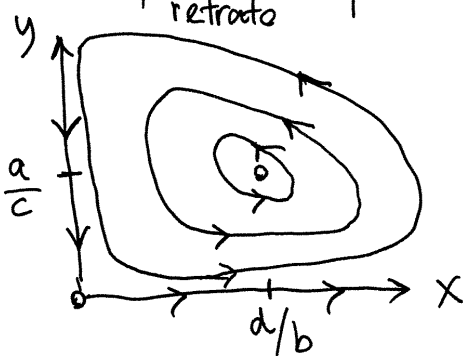
na vizinhança de (x_1, y_1) , $A_1 = \begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & -d \end{bmatrix}$ $\lambda_1 = a > 0$
 $\lambda_2 = -d < 0$
 (x_1, y_1) é ponto de sela.

na vizinhança de (x_2, y_2) ,

$$A_2 = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{cd}{b} \\ \frac{ab}{c} & 0 \end{bmatrix} \quad \text{tr}(A_2) = 0 \quad \lambda_{1,2} = \pm i\sqrt{ad}$$

$$\det(A_2) = ad > 0$$

(x_2, y_2) é de facto um centro. Há infinitos ciclos com período aproximadamente igual a $\frac{2\pi}{\sqrt{ad}}$

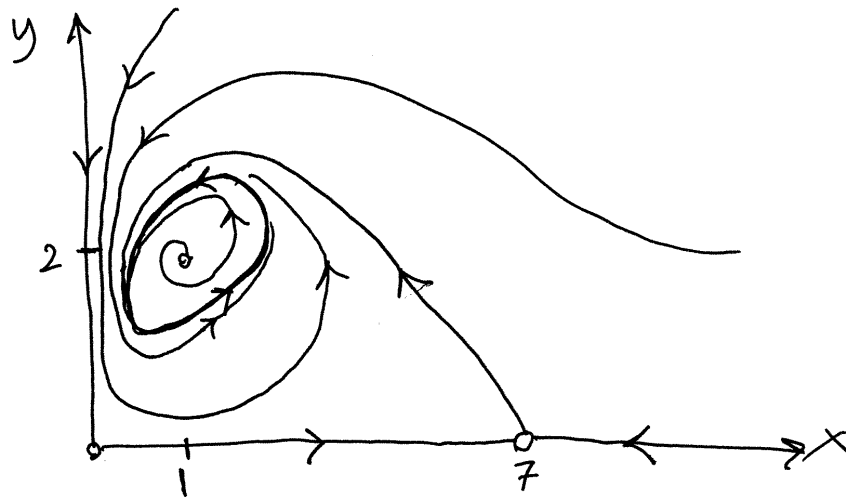


Na realidade, em sistemas presa-predador como, por exemplo, populações de rapozas e coelhos, observam-se oscilações dessas populações que se repetem após algum período. No entanto, a amplitude dessas oscilações não pode ser entre quase zero e um valor muito elevado, como acontece no modelo de Lotka-Volterra. Um modelo mais realista deverá ter ciclos limite, em vez de infinitos ciclos.

SISTEMA DE HOLLING-TANNER

$$\begin{cases} \dot{x} = x\left(1 - \frac{x}{7}\right) - \frac{6xy}{7+7x} \\ \dot{y} = \frac{y}{5}\left(1 - \frac{y}{2x}\right) \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{Sistema predador-presa} \\ x \rightarrow \text{presas} \\ y \rightarrow \text{predadores} \end{array}$$

3 pontos de equilíbrio: $(0,0)$, $(7,0)$ e $(1,2)$
 O retrato de fase mostra que $(0,0)$ e $(7,0)$ são pontos de sela, enquanto $(1,2)$ é foco repulsivo.
 Existe um ciclo limite atrativo em torno de $(1,2)$



Aula 25. 2018-05-22

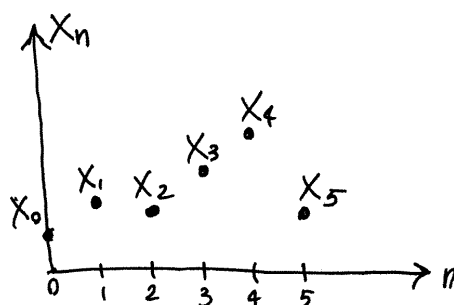
SISTEMAS DINÂMICOS DISCRETOS

Cada variável de estado, x , em vez de ser função contínua do tempo é uma sucessão de valores $\{x_0, x_1, \dots, x_n, \dots\}$, nos instantes $\{t_0, t_1, \dots, t_n, \dots\}$

Num sistema com uma única variável de estado, a equação de evolução é:

$$\boxed{X_{n+1} = f(X_n)} \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

$$\begin{aligned} X_1 &= f(X_0), \quad X_2 = f(f(X_0)), \\ \dots \quad X_n &= \underbrace{f(\dots(f(X_0)))}_{n \text{ vezes}} \end{aligned}$$



A função f aplica-se iterativamente ao valor inicial X_0 .

Mapa logístico

z_n = população no instante t_n

a = taxa de natalidade. Igual em todos os instantes t_n .

bz_n = taxa de mortalidade em t_n .

a e b são duas constantes positivas.

A população no instante t_{n+1} é a que já havia em t_n , mais os nascimentos e menos as mortes:

$$z_{n+1} = z_n + az_n - bz_n^2 = cz_n - bz_n^2 \quad \left(\begin{array}{l} \text{onde} \\ c = a+1 > 1 \end{array} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{b}{c} z_{n+1} = c \left(\frac{b}{c} z_n \right) - c \left(\frac{b}{c} z_n \right)^2$$

Define-se outra sequência, $X_n = \frac{b}{c} z_n$, ficando assim:

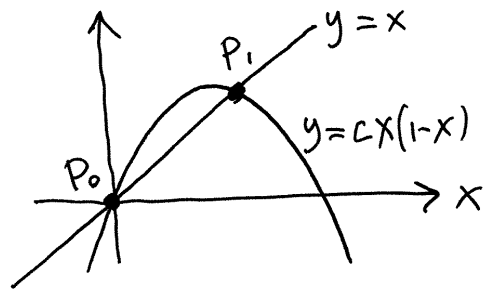
$$\boxed{X_{n+1} = cX_n(1-X_n)} \quad \text{equação de evolução do mapa logístico.}$$

Depende dum único parâmetro $c > 1$

Pontos fixos (de equilíbrio).

são os valores iniciais x_0 que conduzem a uma sequência constante $\{x_0, x_0, x_0, \dots\}$, ou seja, $f(x_0) = x_0$

Num gráfico onde se representam as funções $y=x$ e $y=f(x)$, os pontos fixos são a interseção das duas funções

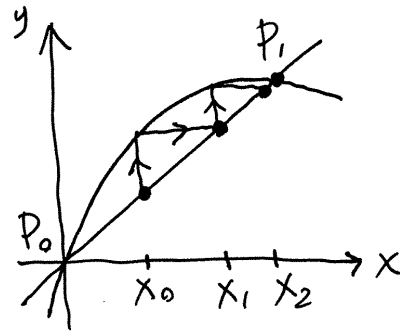


$$\Rightarrow x = cx(1-x) \Rightarrow cx^2 + (1-c)x = 0 \Rightarrow x=0, \vee, x = \frac{c-1}{c}$$

Diagrama de escada

No mesmo gráfico anterior, representa-se o ponto em $y=x$ com x igual ao valor inicial x_0 .

x_1 obtém-se deslocando-se verticalmente desde esse ponto, até tocar $y=f(x)$, e a seguir deslocando-se horizontalmente até tocar novamente $y=x$. O procedimento repete-se recursivamente.



Vemos então que (se $c < 3$) $x = \frac{c-1}{c}$ é ponto fixo atrativo. e $x=0$ é ponto fixo repulsivo.

No Maxima, usa-se o comando:

`staircase(2*x*(1-x), 0.1, 10, [x, 0, 1]);`

e também:

`evolution(2*x*(1-x), 0.1, 10);`

$f(x)$

x_0

número de iterações

domínio de x a mostrar, no gráfico

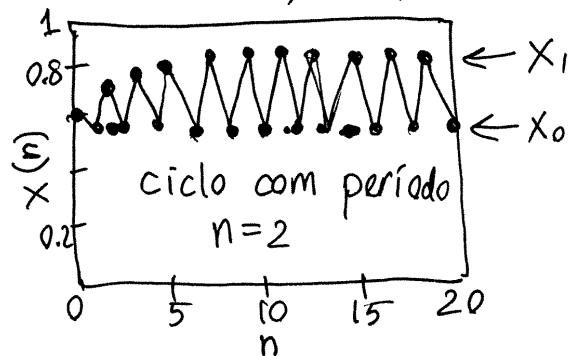
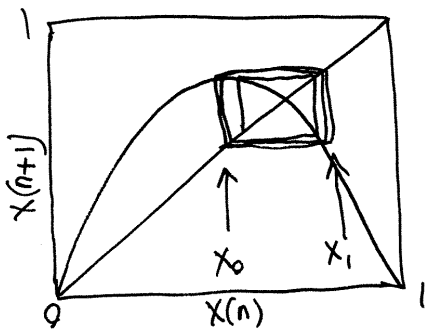
Se $c > 3$, o ponto fixo $\frac{c-1}{c}$ torna-se repulsivo e aparece um ciclo limite atrativo: $\{x_0, x_1, x_0, x_1, x_0, x_1, \dots\}$
 $\Rightarrow f(f(x_0)) = x_0$ (e $f(f(x_1)) = x_1$)

$$c(c x_0(1-x_0))(1 - c x_1(1-x_1)) = x_0$$

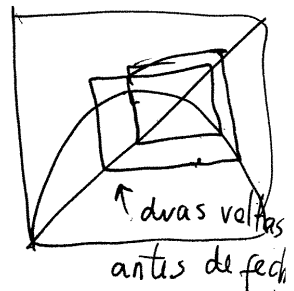
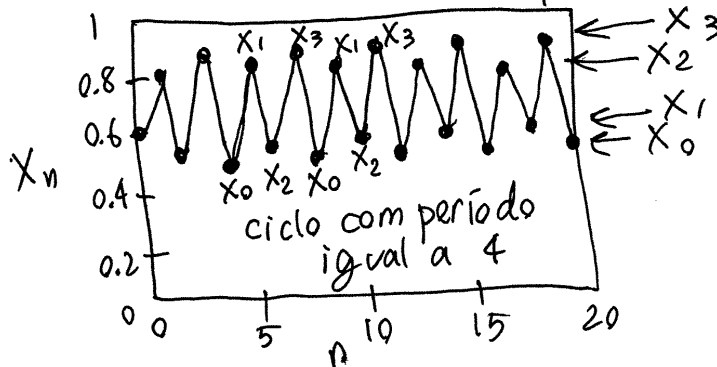
$$x_{0,1} = \frac{c+1 \pm \sqrt{c^2-2c-3}}{2c}$$

Por exemplo, com $c = 3.2$:

staircase $(3.2 * x * (1-x), 0.6, 20, [x, 0, []], [y, 0, []])$;
 evolution $(3.2 * x * (1-x), 0.6, 20, [y, 0, []], [style, lines points])$;

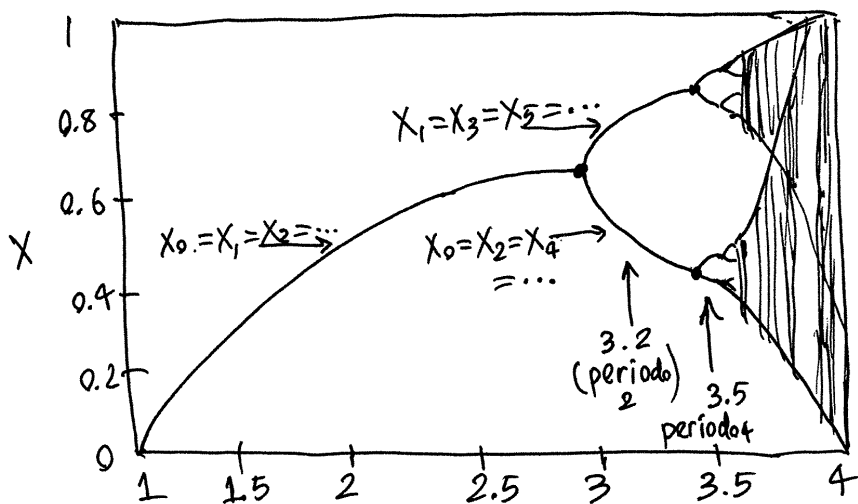


Em $c = 3.5$ há um ciclo com período igual a 4:



Houve uma **bifurcação** (os dois pontos do ciclo passaram a ser 4) perto de $c = 3.4495$

O seguinte gráfico mostra os valores limite de x_n , para os possíveis valores do parâmetro C :



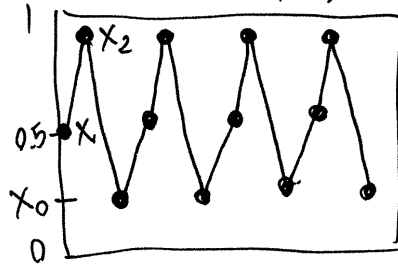
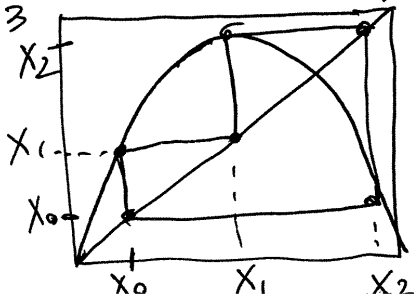
As bifurcações continuam a aparecer cada vez mais próximas, dando ciclos de período 4, 8, 16, 32, ..., até que em algum valor de C há um ciclo atrativo, com período infinito, chamado **atrator estranho**.

O atrator estranho é uma sequência de valores entre 0 e 1, que nunca se repete.

Esse tipo de solução chama-se caótica. Apesar de estar bem definida, um pequeno erro ou incerteza no valor inicial de x_0 faz com que a sequência comece noutra parte diferente do atrator estranho, dando uma sequência diferente.

Na região de C onde o sistema é caótico, aparecem intervalos de C onde x_n tem período igual a 3. Por exemplo, em

$C = 3.83$



Aula 26.

SISTEMAS DINÂMICOS CAÓTICOS

Os sistemas dinâmicos contínuos, com 3 ou mais variáveis de estado, podem ter atratores estranhos (solução caótica).

O atrator estranho é uma curva que ocupa uma região finita do espaço de fase, sem passar duas vezes pelo mesmo ponto.

Sistema de Rössler

$$\begin{cases} \dot{x} = -y - z \\ \dot{y} = x + cy \\ \dot{z} = a + (x - b)z \end{cases} \quad \text{com 3 parâmetros reais, } a, b \text{ e } c$$

Vamos estudar o caso $a=2$, $b=4$, com valores de c aproximando-se de 0.4.

$$u(c): [-y - z, x + c*y, 2 + (x - 4)*z];$$

Ⓐ Em $c=0.3$ há um ciclo limite atrativo. Com valores iniciais $x_0=y_0=z_0=2$, a solução entre $t=0$ e $t=60$ é:

$$s: rk(u(0.3), [x, y, z], [2, 2, 2], [t, 0, 60, 0.01])\#$$

o gráfico de x vs. y mostra que o sistema aproxima-se do ciclo:

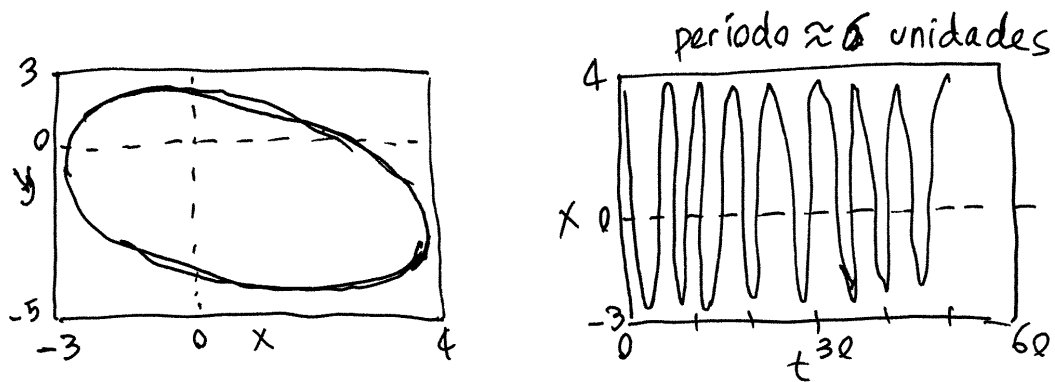
$$\text{plot2d}([discrete, \text{makelist}([p[2], p[3]], p, s)]);$$

repetindo o comando `rk`, usando como valores iniciais os valores finais da iteração anterior, consegue-se ver melhor o ciclo limite. Os últimos valores de x, y e z da iteração anterior obtêm-se com `last(s)` e eliminando o primeiro elemento (t) nessa lista. Usa-se então:

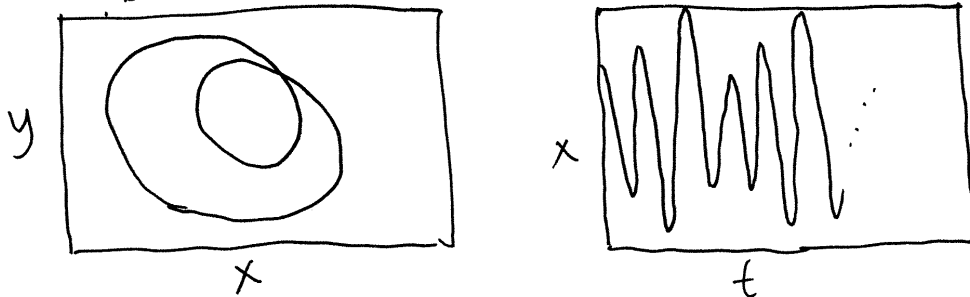
$$s: rk(u(0.3), [x, y, z], \text{rest}(\text{last}(s)), [t, 0, 60, 0.01])\#$$

$$\text{plot2d}([discrete, \text{makelist}([p[2], p[3]], p, s)]);$$

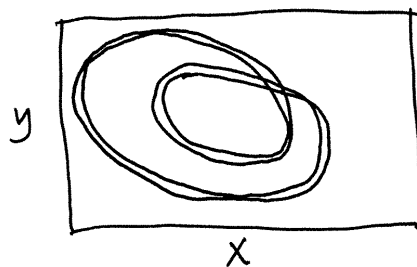
$$\text{plot2d}([discrete, \text{makelist}([p[1], p[2]], p, s)]);$$



- (b) $c = 0.35$. Obtém-se um ciclo que dá duas voltas no espaço de fase, com período aproximado de 12 unidades. Houve uma duplicação do período (bifurcação) entre 0.3 e 0.35



- (c) $c = 0.375$. Ciclo que dá quatro voltas no espaço de fase, antes de fechar. Período aproximadamente 24. Houve uma segunda bifurcação entre 0.35 e 0.375

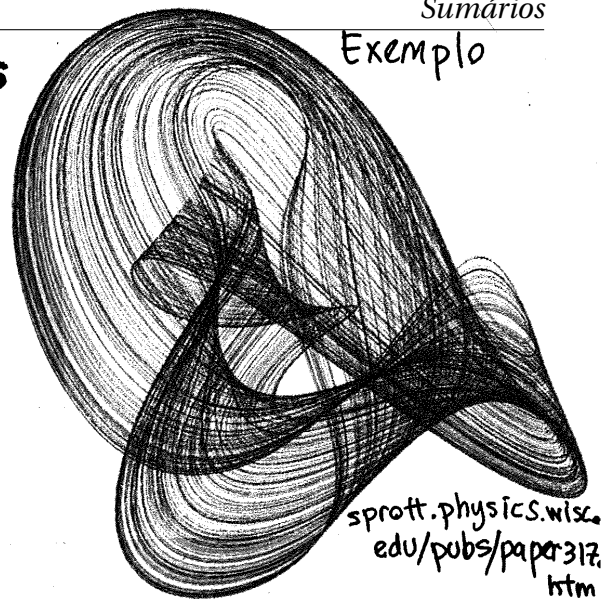


- (d) $c = 0.398$. O ciclo limite, com período infinito, é um atrator estranho. Cada vez que se repete o comando rk , usando como valores iniciais os valores finais da execução anterior, a curva obtida no espaço de fase é diferente.

ATRADORES ESTRANHOS

Em sistemas contínuos, com 3 ou mais variáveis de estado, são curvas de evolução infinitas, num volume finito do espaço de fase.

Em diferentes instantes, a curva passa por diferentes pontos, sem nunca passar novamente por um mesmo ponto



Exemplo

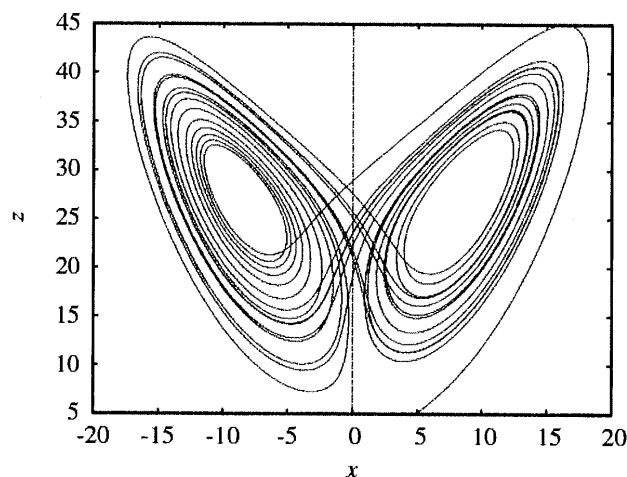
sprott.physics.wisc.edu/pubs/paper317.htm

Atrator de Lorenz

Modelo meteorológico para as correntes de convecção do ar em planos verticais, produzidas por aquecimento na aresta inferior dos planos (Lorenz, 1963).

$$\begin{aligned}\dot{x} &= 10(y - x) \\ \dot{y} &= 28x - y - xz \\ \dot{z} &= xy - \frac{8}{3}z\end{aligned}$$

x = amplitude das correntes. y = diferença de temperatura entre as correntes ascendente e descendente. z = desvio da temperatura normal no plano.



neste caso o sistema torna-se caótico por intermitência (oscilação entre dois pontos de equilíbrio) e não por duplicação do período.

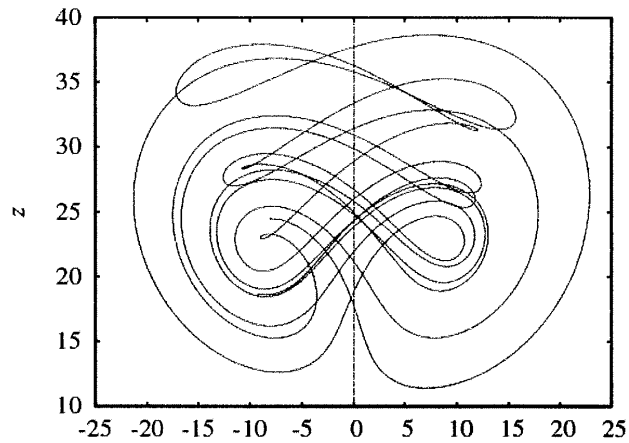
Efeito borboleta

Uma pequena alteração nas condições iniciais produz grandes alterações na evolução do sistema.

Predictability: Does the Flap of a Butterfly's wings in Brazil Set Up a Tornado in Texas? Lorenz 1972 (doc.se.upf/dinamica/caps/Butterflu_1972.pdf)

Atrator de Chen e Ueta

$$\begin{aligned}\dot{x} &= 35(y - x) \\ \dot{y} &= (28 - \sigma)x + 28y - xz \\ \dot{z} &= xy - 3z\end{aligned}$$

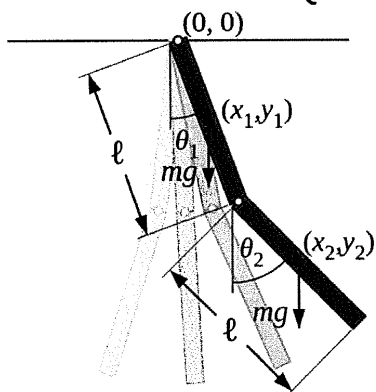


Pêndulo duplo

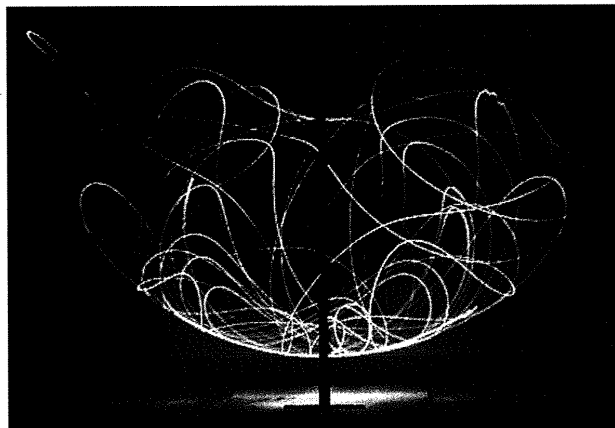
(Imagens obtidas da página: Double pendulum da Wikipedia.)

(en.wikipedia.org/wiki/Double-pendulum)

Sistema com dois graus de liberdade e quatro variáveis de estado: $\theta_1, \theta_2, \dot{\theta}_1, \dot{\theta}_2$



O movimento é caótico.
A fotografia seguinte mostra a trajetória de um LED que foi colocado na ponta do pêndulo.



Capítulo 2

Exames

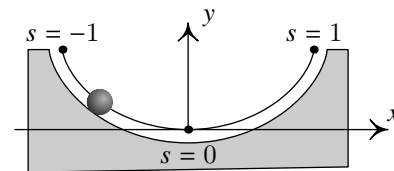
2.1 Exame de época normal

O exame realizou-se no dia 12 de junho de 2018. Compareceram 153 estudantes e a nota média foi 12.8 valores. A seguir mostra-se o enunciado de uma das cinco versões. Nas outras versões mudam os valores numéricos, a ordem das perguntas e alguns pormenores que não alteram significativamente as perguntas.

Nome: _____

Duração 2 horas. Prova com consulta de formulário e uso de computador. O formulário pode ocupar apenas uma folha A4 (frente e verso) e o computador pode ser usado unicamente para realizar cálculos e não para consultar apontamentos ou comunicar com outros! Use $g = 9.8 \text{ m/s}^2$.

1. (4 valores) Uma esfera homogénea de massa m , raio r e momento de inércia, em relação ao seu centro, $I = \frac{2}{5} m r^2$, roda sem deslizar numa calha no plano vertical xy , de forma que o centro da esfera descreve uma trajetória com forma de cicloide de 2 m de comprimento, tal como mostra a figura. Como tal, a altura y do centro da esfera é dada pela expressão $y = \frac{1}{2} s^2$, em que s é o comprimento de arco ao longo da trajetória, com $s = \pm 1$ nos dois extremos e $s = 0$ no ponto meio (y e s em metros). O sistema de eixos tem x horizontal, y vertical e origem no ponto meio da trajetória.



- (a) Encontre as expressões da energia potencial da esfera, em função de s , e da energia cinética em função de \dot{s} . (b) Encontre a equação de movimento para a aceleração \ddot{s} da esfera, desprezando a resistência do ar. (c) Mostre que se trata de um sistema dinâmico linear e diga de que tipo é o ponto de equilíbrio. (d) Explique como será o movimento da esfera quando for largada do repouso numa posição qualquer s diferente de zero. (e) Determine o tempo que demorará a esfera, largada do repouso em $s \neq 0$, até chegar ao ponto mais baixo, $s = 0$ (observe-se que esse tempo é o mesmo qualquer que for o valor inicial $s \neq 0$).
2. (4 valores) A curvatura de qualquer função $y = f(x)$ pode ser determinada resolvendo um problema de cinemática. Considere-se, por exemplo, a trajetória $y = \cos(x)$. Admitindo uma partícula que se desloca ao longo dessa trajetória, com componente x da velocidade $v_x = 1$, conclui-se então que $x = t$. (a) Escreva a expressão do vetor posição da partícula em função de t e encontre as expressões para os vetores velocidade e aceleração. (b) Determine a expressão da aceleração tangencial, derivando o valor da velocidade, v , em ordem ao tempo. (c) Determine a expressão da aceleração normal. (d) Encontre a expressão do raio de curvatura e substitua $t = x$ para obter a expressão em função de x .

PERGUNTAS. Respostas certas, 0.8 valores, erradas, -0.2, em branco, 0.

3. Num objeto com massa de 0.4 kg atuam unicamente duas forças externas: $2\hat{i} - 6\hat{j} + 8\hat{i} + 10\hat{j}$ (ambas em newtons). Determine o módulo da aceleração do centro de massa do objeto.
- (A) 26.9 m/s² (C) 35.0 m/s² (E) 53.9 m/s²
(B) 23.3 m/s² (D) 18.0 m/s²

Resposta:

4. Num sistema que se desloca no eixo dos x , a força resultante é $x^2 + x - 2$. Na lista seguinte, qual dos valores corresponde à posição x dum ponto de equilíbrio estável?
- (A) 3 (C) -1 (E) -2
(B) 2 (D) 1

Resposta:

5. O vetor posição dum ponto, em função do tempo, é dado pela expressão: $3t^3\hat{i} + (t^2 + 2)\hat{j}$ (unidades SI). Calcule o ângulo entre os vetores velocidade e posição, no instante $t = 1$.
- (A) 68.2° (C) 13.0° (E) 32.5°
(B) 52.0° (D) 42.2°

Resposta:

6. As equações de evolução dum sistema linear, são:
 $\dot{x} = ax + y$ $\dot{y} = x + a(x + y)$
onde a está no intervalo $a > (1 + \sqrt{5})/2$. Que tipo de ponto de equilíbrio é a origem do espaço de fase?
- (A) foco repulsivo (C) foco atrativo (E) ponto de sela
(B) nó atrativo (D) nó repulsivo

Resposta:

7. Um ciclista demora 39 s a percorrer 350 m, numa pista reta e horizontal, com velocidade uniforme. Sabendo que o raio das rodas da bicicleta é 26.8 cm e admitindo que as rodas não deslizam sobre a pista, determine o valor da velocidade angular das rodas.
- (A) 28.7 rad/s (C) 19.1 rad/s (E) 38.3 rad/s
(B) 33.5 rad/s (D) 23.9 rad/s

Resposta:

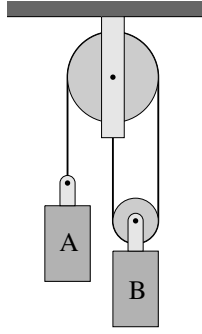
8. Um sistema não linear tem um centro no ponto P. Qual das afirmações seguintes, acerca da matriz jacobiana no ponto P, é verdadeira?
- (A) o traço é positivo
(B) o determinante é negativo
(C) o determinante é nulo
(D) o traço é negativo
(E) o traço é nulo.

Resposta:

9. A velocidade de um corredor pode aproximar-se de $v = 7.5\sqrt{1 - 0.03s}$, na qual v é expressa em km/h e a posição na trajetória, s , é expressa em km. Sabendo que $s = 0$ em $t = 0$, determine quantos quilómetros terá percorrido o corredor ao fim de três quartos de hora.
- (A) 3.741 (C) 5.388 (E) 4.49
(B) 6.465 (D) 7.758

Resposta:

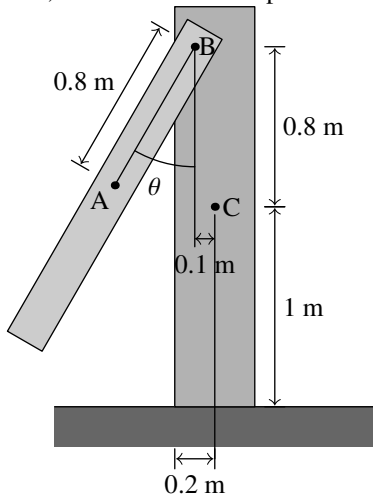
10. No instante em que o bloco A desce com velocidade 12 cm/s, com que velocidade sobe o bloco B?



- (A) 12 cm/s (C) 6 cm/s (E) 36 cm/s
 (B) 24 cm/s (D) 4 cm/s

Resposta:

11. Um carpinteiro está a construir um armário formado por uma caixa vertical de 2 m de altura e massa de 15 kg, com centro de massa no ponto C indicado na figura. O armário tem uma barra com massa de 6 kg, ligado a um eixo horizontal no ponto B, 0.1 m à esquerda e 0.8 m por cima do ponto C, que lhe permite rodar um ângulo θ em relação à vertical. O centro de massa da barra é o ponto A. Determine o valor máximo do ângulo θ que a barra pode rodar, sem o armário cair para o lado.



- (A) 73.4° (C) 38.7° (E) 48.6°
 (B) 61.0° (D) 52.3°

Resposta:

12. O espaço de fase dum sistema dinâmico é o plano xy . Em coordenadas polares, as equações de evolução são $\dot{\theta} = -3$, $\dot{r} = r^3 + 2r^2 + r$. Que tipo de ponto de equilíbrio é a origem?

- (A) nó atrativo (D) ponto de sela
 (B) foco atrativo (E) nó repulsivo
 (C) foco repulsivo

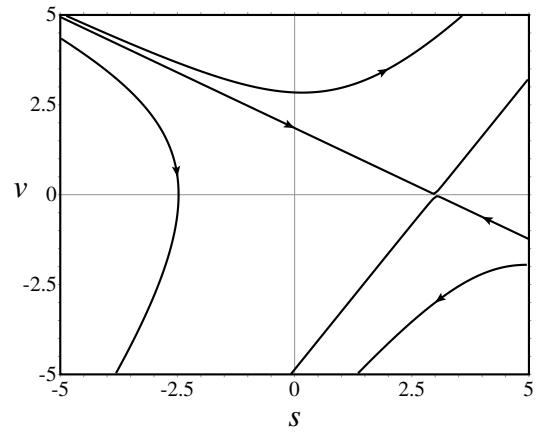
Resposta:

13. Se $x \geq 0$ e $y \geq 0$, qual dos seguintes sistemas é um sistema de duas espécies com competição?

- (A) $\dot{x} = x^2 - xy$ $\dot{y} = y^2 - xy$
 (B) $\dot{x} = xy - x^2$ $\dot{y} = y^2 - x^2$
 (C) $\dot{x} = y^2 - xy$ $\dot{y} = x^2 + xy$
 (D) $\dot{x} = y^2 - xy$ $\dot{y} = x^2 - xy$
 (E) $\dot{x} = x^2 + xy$ $\dot{y} = y^2 + xy$

Resposta:

14. A figura mostra o retrato de fase duma partícula, em que s é a posição na trajetória e v a velocidade. Existe um único ponto de equilíbrio em $s = 3$. Qual das seguintes afirmações é correta?



- (A) Existem ciclos.
 (B) Existe uma órbita heteroclínica.
 (C) Existe uma órbita homoclínica.
 (D) O ponto de equilíbrio é estável
 (E) O ponto de equilíbrio é instável.

Resposta:

15. Um corpo de 18 kg desloca-se ao longo do eixo dos x . A força resultante sobre o corpo é conservativa, com energia potencial dada pela expressão $1 + 7x^2$ (SI). Se o corpo passa pela origem com velocidade $8\hat{i}$, com que energia cinética chegará ao ponto $x = 5$ m?

- (A) 2005.0 J (C) 3408.5 J (E) 401.0 J
 (B) 1002.5 J (D) 120.3 J

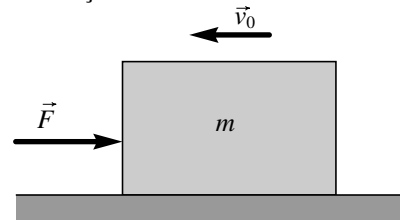
Resposta:

16. Um sistema de pesos e roldanas, conservativo, tem um único grau de liberdade y . A energia cinética é dada pela expressão $5m\dot{y}^2$ e a energia potencial é: $U = -6mgy$, onde g é a aceleração da gravidade e m é um parâmetro com unidades de massa. Determine o valor da aceleração \ddot{y} .

- (A) $\frac{6}{5}g$ (C) $\frac{12}{5}g$ (E) $\frac{3}{5}g$
 (B) $\frac{18}{5}g$ (D) $\frac{2}{5}g$

Resposta:

17. O bloco na figura, com massa igual a 6 kg, desloca-se para a esquerda, com velocidade inicial \vec{v}_0 , sobre uma superfície horizontal. Sobre o bloco atua uma força externa \vec{F} , horizontal e constante, com módulo igual a 30 N. O coeficiente de atrito cinético entre o bloco e a superfície é igual a 0.25. Calcule o módulo da aceleração do bloco.



- (A) 7.45 m/s² (C) 15.3 m/s² (E) 2.55 m/s²
 (B) 44.7 m/s² (D) 5.0 m/s²

Resposta:

2.1.2 Resolução

Problema 1. (a) Como a esfera é homogénea, o seu centro é o centro de massa e:

$$v_{\text{cm}} = \dot{s} \quad I_{\text{cm}} = \frac{2}{5} m r^2$$

A energia cinética da esfera é:

$$E_c = \frac{m}{2} \dot{s}^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{2}{5} m r^2 \right) \omega^2$$

e como roda sem deslizar, a sua velocidade angular é $\omega = \dot{s}/r$ e, como tal,

$$E_c = \frac{m}{2} \dot{s}^2 + \frac{m r^2}{5} \left(\frac{\dot{s}}{r} \right)^2 = \frac{7}{10} m \dot{s}^2$$

A energia potencial gravítica é:

$$U = m g y = \frac{m g}{2} s^2$$

(b) A equação de movimento obtém-se aplicando a equação de Lagrange para sistemas conservativos com um único grau de liberdade s :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_c}{\partial \dot{s}} \right) - \frac{\partial E_c}{\partial s} + \frac{\partial U}{\partial s} = \frac{7m}{5} \ddot{s} + m g s = 0 \quad \implies \quad \ddot{s} = -\frac{5g}{7} s = -7s \quad (\text{SI})$$

(c) As equações de evolução, em função das variáveis de estado s e v , são então,

$$\dot{s} = v \quad \dot{v} = -7s$$

Que é um sistema linear, porque os lados direitos são combinações lineares das duas variáveis de estado, e a matriz do sistema é:

$$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -7 & 0 \end{bmatrix}$$

O traço nulo implica que os dois valores próprios diferem apenas no sinal: $\lambda_1 = -\lambda_2$. O produto dos valores próprios é igual ao determinante da matriz:

$$\lambda_1 \lambda_2 = -\lambda_1^2 = 7 \quad \implies \quad \lambda_{1,2} = \pm i\sqrt{7}$$

Conclui-se então que o ponto de equilíbrio, $s = \dot{s} = 0$, é um centro.

(d) Todos os possíveis movimentos da esfera na calha são oscilações harmónicas com frequência angular $\Omega = \sqrt{7}$ Hz. Se a esfera parte do repouso em $s_0 \neq 0$, oscilará entre as posições s_0 e $-s_0$ na calha. Na realidade, a resistência do ar faz com que a cada oscilação

os valores máximos e mínimos de s se aproximem de zero e a esfera acabará em repouso em $s = 0$.

(e) O período de oscilação, em segundos, é,

$$T = \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{7}}$$

O tempo que demora a descer desde s_0 até $s = 0$ é a quarta parte do período:

$$t = \frac{\pi}{2\sqrt{7}} \approx 0.594 \text{ s}$$

2º método. O problema pode também ser resolvido usando a expressão da energia mecânica,

$$E_m = E_c + U = \frac{7}{10} m \dot{s}^2 + \frac{m g}{2} s^2$$

(b) Ignorando a resistência do ar, essa energia permanece constante e, como tal, a sua derivada em ordem ao tempo é nula:

$$\frac{dE_m}{dt} = \frac{7}{5} m \dot{s} \ddot{s} + m g s \dot{s} = 0 \implies \ddot{s} = -\frac{5g}{7} s$$

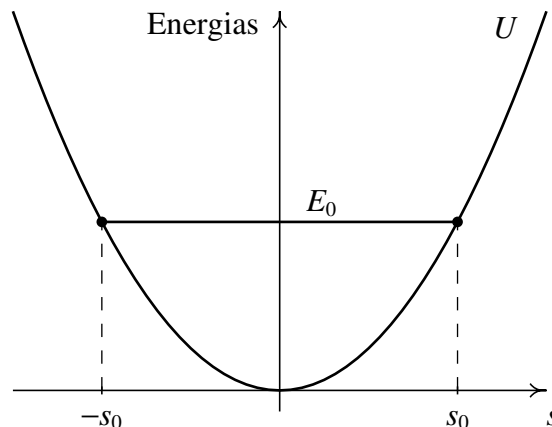
(usou-se o facto de que \dot{s} deve ser contínua, ou seja, o resultado quando $\dot{s} = 0$ deve ser o mesmo que no limite $\dot{s} \rightarrow 0$).

(c) O sistema é linear porque a expressão para \ddot{s} é combinação linear das variáveis de estado s e \dot{s} . Nos sistemas conservativos os mínimos locais da energia potencial são centros. Como U tem um mínimo local em $s = 0$, esse ponto de equilíbrio é um centro.

(d) A energia mecânica da esfera largada do repouso em s_0 é:

$$E_0 = \frac{m g}{2} s_0^2$$

O seguinte gráfico mostra a energia mecânica E_0 (segmento horizontal) e a energia potencial (parábola)



A esfera desloca-se no sentido negativo de s até chegar ao ponto $-s_0$, onde o movimento passa a ser no sentido positivo de s ; quando a esfera regressa até o ponto s_0 , o sentido do movimento muda novamente e repete-se o mesmo movimento indefinidamente: oscilação entre $-s_0$ e s_0 .

(e) Em qualquer posição s , entre $-s_0$ e s_0 , a energia mecânica é igual à energia inicial E_0

$$\frac{7}{10} m \dot{s}^2 + \frac{m g}{2} s^2 = \frac{m g}{2} s_0^2$$

Como tal, a expressão da velocidade em função da posição na trajetória é (unidades SI):

$$\dot{s} = \sqrt{7(s_0^2 - s^2)}$$

Separando variáveis e integrando s desde s_0 até 0, obtém-se o tempo pedido:

$$\sqrt{7} \int_0^t dt = \int_{s_0}^0 \frac{ds}{\sqrt{s_0^2 - s^2}} = \frac{\pi}{2} \quad \Rightarrow \quad t \approx 0.594 \text{ s}$$

3º método. Outra forma de resolver o problema consiste em observar que a energia cinética é igual à energia cinética de uma partícula pontual com massa $7m/5$. (b) A componente tangencial da força resultante nessa partícula é:

$$F_t = -\frac{dU}{ds} = -m g s$$

e a aceleração tangencial é então:

$$\ddot{s} = \frac{F_t}{\frac{7}{5}m} = -\frac{m g s}{\frac{7}{5}m} = -\frac{5g}{7} s$$

(c) Como a equação diferencial anterior é linear, corresponde a um sistema dinâmico linear. A aceleração tangencial também pode escrever-se assim (unidades SI):

$$v \frac{dv}{ds} = -7 s$$

Separando variáveis e integrando desde a posição inicial s_0 , onde $v_0 = 0$, até uma posição qualquer, com velocidade v , obtém-se a expressão da velocidade em função de s :

$$\int_0^v v dv = -7 \int_{s_0}^s s ds \quad \Rightarrow \quad v = \sqrt{7(s_0^2 - s^2)} = \frac{ds}{dt}$$

Separando variáveis novamente e integrando desde $t = 0$, na posição inicial s_0 , até uma posição qualquer s no instante t ,

$$\sqrt{7} \int_0^t dt = \int_{s_0}^s \frac{ds}{\sqrt{s_0^2 - s^2}} = \cos^{-1} \left(\frac{s}{s_0} \right) \implies s = s_0 \cos(\sqrt{7} t)$$

A posição s oscila entre $-s_0$ e s_0 , ou seja, o ponto de equilíbrio é um centro.

(d) A expressão obtida para s em função do tempo mostra que a esfera oscila entre $-s_0$ e s_0 .

(e) A frequência angular da função $s_0 \cos(\sqrt{7} t)$ é $\sqrt{7}$. O tempo que a esfera demora desde s_0 até $s = 0$ é um quarto do período, ou seja,

$$t = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{\sqrt{7}} \right) \approx 0.594 \text{ s}$$

Comentários sobre o problema 1. Este problema está relacionado com um problema famoso da mecânica clássica, proposto por Johann Bernoulli em 1696, chamado *problema da braquistócrona*, que consiste em encontrar a trajetória descrita por um corpo sujeito apenas à força da gravidade que vai dum ponto a outro com menor altura, no menor tempo possível.

A derivada de y em ordem ao tempo é $\dot{y} = s \dot{s}$. A equação $\dot{s}^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2$ implica $\dot{x}^2 = (1 - s^2) \dot{s}^2$, que conduz à expressão de x em função de s :

$$x = \int \sqrt{1 - s^2} ds = \frac{1}{2} \sin^{-1}(s) + \frac{s}{2} \sqrt{1 - s^2}$$

Substituindo o comprimento de arco s pelo parâmetro $\phi = \sin^{-1}(s)$, obtém-se a representação paramétrica mais habitual da cicloide:

$$x = \frac{\phi}{2} + \frac{\sin(2\phi)}{4} \quad y = \frac{1 - \cos(2\phi)}{4}$$

Problema 2. (a) O vetor posição dos pontos no plano xy é $x \hat{i} + y \hat{j}$. Em particular, nos pontos da trajetória, $x = t$, $y = \cos(t)$ e o vetor posição é:

$$\vec{r} = t \hat{i} + \cos(t) \hat{j}$$

Os vetores velocidade e aceleração são:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \hat{i} - \sin(t) \hat{j}$$

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = -\cos(t) \hat{j}$$

(b) A expressão do valor da velocidade é,

$$v = \sqrt{\vec{v} \cdot \vec{v}} = \sqrt{1 + \sin^2(t)}$$

e a aceleração tangencial é

$$a_t = \frac{dv}{dt} = \frac{\sin(t) \cos(t)}{\sqrt{1 + \sin^2(t)}}$$

(c) A aceleração normal é

$$a_n = \sqrt{a^2 - a_t^2} = \sqrt{\vec{a} \cdot \vec{a} - a_t^2} = \sqrt{\cos^2(t) - \frac{\sin^2(t) \cos^2(t)}{1 + \sin^2(t)}} = \sqrt{\frac{\cos^2(t)}{1 + \sin^2(t)}} = \frac{|\cos(t)|}{\sqrt{1 + \sin^2(t)}}$$

(d) O raio de curvatura é

$$R = \frac{v^2}{a_n} = (1 + \sin^2(t)) \left(\frac{\sqrt{1 + \sin^2(t)}}{|\cos(t)|} \right)$$

Simplificando e substituindo t por x , obtém-se a expressão do raio de curvatura da função $\cos(x)$

$$R = \frac{(1 + \sin^2(x))^{3/2}}{|\cos(x)|}$$

Perguntas

- | | |
|-------|-------|
| 3. A | 11. E |
| 4. E | 12. C |
| 5. E | 13. A |
| 6. D | 14. E |
| 7. B | 15. E |
| 8. E | 16. E |
| 9. C | 17. A |
| 10. C | |

2.1.3 Cotações

Problema 1

- Alínea *a* 0.8
- Alínea *b* 0.8
- Alínea *c* 0.8
- Alínea *d* 0.8
- Alínea *e* 0.8

Problema 2

- Alínea *a* 1.2
- Alínea *b* 0.8
- Alínea *c* 0.8
- Alínea *d* 1.2

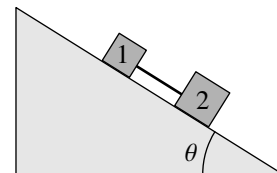
2.2 Exame de época de recurso

O exame realizou-se no dia 27 de junho de 2018. Compareceram 55 estudantes e a nota média foi 9.8 valores. A seguir mostra-se o enunciado de uma das cinco versões. Nas outras versões mudam os valores numéricos, a ordem das perguntas e alguns pormenores que não alteram significativamente as perguntas.

Nome: _____

Duração 2 horas. Prova com consulta de formulário e uso de computador. O formulário pode ocupar apenas uma folha A4 (frente e verso) e o computador pode ser usado unicamente para realizar cálculos e não para consultar apontamentos ou comunicar com outros! Use $g = 9.8 \text{ m/s}^2$.

1. (4 valores) Na figura, o bloco 1 tem massa $m_1 = 1 \text{ kg}$ e o bloco 2 tem massa $m_2 = 2 \text{ kg}$. Os dois blocos estão ligados por uma corda paralela à superfície do plano inclinado. Entre o bloco 1 e o plano inclinado, o coeficiente de atrito estático é $\mu_{1e} = 0.35$ e o coeficiente de atrito cinético $\mu_{1c} = 0.28$. Entre o bloco 2 e o plano inclinado, o coeficiente de atrito estático é $\mu_{2e} = 0.25$ e o coeficiente de atrito cinético $\mu_{2c} = 0.20$. (a) Encontre o ângulo θ máximo que o plano pode ser inclinado, permanecendo os dois blocos em repouso. (b) Quando o plano se inclina um ângulo $\theta = 20^\circ$, os dois blocos deslizam para baixo do plano; determine o valor da tensão na corda nesse caso.



2. (4 valores) A corrente num circuito elétrico é uma função contínua do tempo, $x(t)$, que verifica a seguinte equação diferencial:

$$\ddot{x} + x - x^3 + (a + x)\dot{x} = 0$$

onde a é um parâmetro real. Analise a equação como sistema dinâmico, nos dois casos $a < 0$ e $a > 0$. Em cada caso identifique os pontos de equilíbrio, determine de que tipo são e com base nesses resultados interprete o comportamento físico do circuito.

PERGUNTAS. Respostas certas, 0.8 valores, erradas, -0.2, em branco, 0.

3. Lança-se um projétil desde uma janela a 3.4 m de altura, com velocidade de 10 m/s, inclinada 30° por cima da horizontal. Desprezando a resistência do ar, calcule a altura máxima atingida pelo projétil.

- (A) 7.2 m (C) 4.0 m (E) 4.7 m
(B) 6.0 m (D) 8.5 m

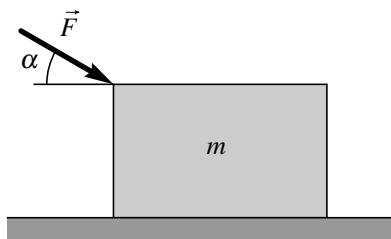
Resposta:

4. Um sistema dinâmico com duas variáveis de estado tem um único ponto de equilíbrio na origem e um ciclo limite. Qual poderá ser a matriz jacobiana do sistema na origem?

- (A) $\begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -2 & 1 \end{bmatrix}$ (C) $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 2 \end{bmatrix}$ (E) $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 2 & -1 \end{bmatrix}$
(B) $\begin{bmatrix} -1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ (D) $\begin{bmatrix} -1 & 1 \\ -1 & 2 \end{bmatrix}$

Resposta:

5. Um bloco com massa $m = 6 \text{ kg}$ encontra-se sobre a superfície de uma mesa horizontal. Sobre o bloco atua uma força externa \vec{F} , com módulo de 30 N e direção que faz um ângulo $\alpha = 40^\circ$ com a horizontal, tal como mostra a figura. Calcule o módulo da reação normal entre o bloco e a mesa.



- (A) 69.06 N (C) 78.08 N (E) 58.8 N
(B) 48.54 N (D) 39.52 N

Resposta:

6. Calcule o momento de inércia de uma esfera homogénea com 1 centímetro de raio e massa igual a 21 gramas, que roda à volta dum eixo tangente à superfície da esfera, sabendo que o momento de inércia duma esfera de raio R e massa m à volta do eixo que passa pelo centro é $2mR^2/5$.

- (A) $4.20 \times 10^{-7} \text{ kg}\cdot\text{m}^2$ (D) $8.40 \times 10^{-7} \text{ kg}\cdot\text{m}^2$
(B) $2.94 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^2$ (E) $1.68 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^2$
(C) $1.50 \times 10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{m}^2$

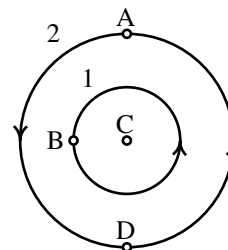
Resposta:

7. Quando se liga um PC, o disco rígido demora 3.6 s, a partir do repouso, até alcançar a velocidade normal de operação de 7200 rotações por minuto. Admitindo aceleração angular constante durante esse intervalo, determine o valor da aceleração angular

- (A) 279 rad/s^2 (C) 209 rad/s^2 (E) 838 rad/s^2
(B) 419 rad/s^2 (D) 182 rad/s^2

Resposta:

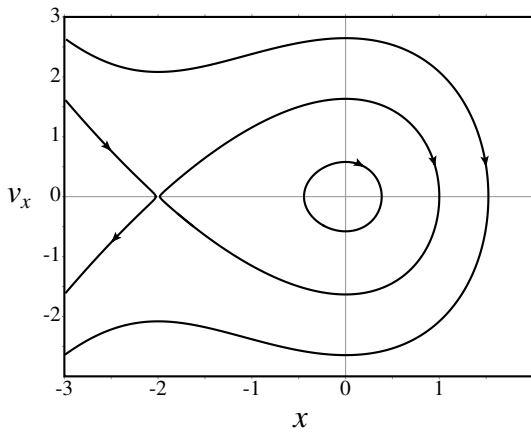
8. A figura mostra o retrato de fase dum sistema dinâmico com duas variáveis de estado e 4 pontos de equilíbrio: A, B, C e D. Que tipo de curva de evolução é a circunferência número 2?



- (A) Órbita heteroclínica. (D) Nulclina.
(B) Órbita homoclínica. (E) Isoclina.
(C) Ciclo.

Resposta:

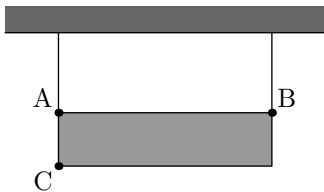
9. A figura mostra o retrato de fase dum sistema conservativo com um único grau de liberdade, x . Qual das expressões na lista é a expressão correta para a aceleração a_x ?



- (A) $-2x + x^2$ (D) $2x - x^2$
 (B) $x - x^2$ (E) $2x + x^2$
 (C) $-2x - x^2$

Resposta:

10. Para determinar a posição do seu centro de gravidade, uma barra retangular foi pendurada de dois fios verticais, ficando em repouso na posição horizontal que mostra a figura. Sabendo que a tensão no fio ligado no ponto A é 3.4 N, a tensão no fio ligado em B é 1.8 N e o comprimento da barra, desde A até B, é 30 cm, determine a distância desde a aresta AC até o centro de gravidade.



- (A) 15.0 cm (C) 10.4 cm (E) 21.6 cm
 (B) 12.5 cm (D) 18.0 cm

Resposta:

11. Uma partícula desloca-se ao longo duma calha circular com aceleração angular a aumentar em função do tempo, de acordo com a expressão $\alpha = 8t$ (unidades SI). No instante $t = 0$, a partícula encontra-se em repouso na posição em que o ângulo θ é igual a 0. Calcule o valor do ângulo, em radianos, em $t = 2.5$ s.

- (A) 10.42 (C) 20.83 (E) 62.5
 (B) 52.08 (D) 129.17

Resposta:

12. Quando uma partícula passa por um ponto P, a sua velocidade é $7\hat{i} + 2\hat{j}$ (SI) e a força resultante é $6\hat{i} + 6\hat{j}$ (SI). Calcule o valor da componente tangencial da força resultante nesse ponto.

- (A) 54 N (C) 8.49 N (E) 53 N
 (B) 7.42 N (D) 0 N

Resposta:

13. Quando um avião acelera desde o repouso, na pista de decolagem, a expressão da sua aceleração tangencial é $3.5 - 3 \times 10^{-5}v^2$ (em unidades SI), onde v é o valor da velocidade do avião. Para conseguir levantar voo, a velocidade mínima do avião no fim da

pista deve ser de 250 km/h. Determine o comprimento mínimo, em metros, que deverá ter a pista de decolagem.

- (A) 704 (C) 827 (E) 999
 (B) 614 (D) 1260

Resposta:

14. As equações de evolução de dois sistemas dinâmicos são:

$$\begin{cases} \dot{x} = 2xy - y \\ \dot{y} = 3x - y^2 \end{cases} \quad \begin{cases} \dot{x} = 3x - y \\ \dot{y} = 2x - 2y \end{cases}$$

Qual das seguintes afirmações é verdadeira?

- (A) Nenhum dos dois é linear.
 (B) Ambos são conservativos.
 (C) O 1º é conservativo e o 2º não é conservativo.
 (D) Nenhum dos dois é conservativo.
 (E) O 1º não é conservativo e o 2º é conservativo.

Resposta:

15. O sistema de Lotka-Volterra consegue explicar muito bem a evolução dum sistema predador presa mas tem uma grande desvantagem que outros sistemas tentam corrigir. Qual é essa desvantagem?

- (A) Nenhuma das duas populações pode chegar a extinguir-se totalmente.
 (B) Cada uma das populações pode aumentar indefinidamente.
 (C) Cada uma das populações pode oscilar entre um valor muito baixo e um valor muito elevado.
 (D) Nenhuma das duas populações atinge nunca um valor constante.
 (E) Cada uma das populações oscila indefinidamente.

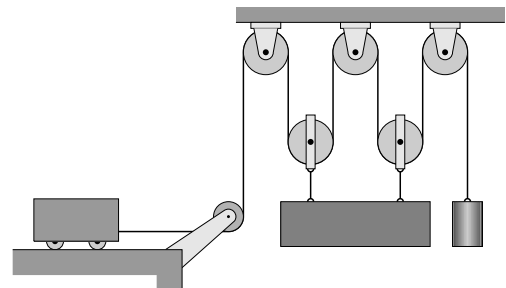
Resposta:

16. A expressão da energia cinética dum sistema conservativo é $\frac{1}{2}(\dot{s}^2 + 5s^2)$, onde s é a posição na trajetória, e a expressão da energia potencial total é $-10s$. O sistema tem um único ponto de equilíbrio; determine o valor de s nesse ponto de equilíbrio.

- (A) -2 (C) 1 (E) 3
 (B) 2 (D) -1

Resposta:

17. No sistema da figura, a barra permanece sempre horizontal. Determine a velocidade da barra num instante em que a velocidade do carrinho é 50 m/s, para a esquerda, e a velocidade do cilindro é 10 m/s, para cima.



- (A) 12 m/s (C) 15 m/s (E) 8 m/s
 (B) 9 m/s (D) 10 m/s

Resposta:

2.2.2 Resolução

Problema 1. A figura seguinte mostra os diagramas de corpo livre dos dois blocos



T é a tensão na corda, N_1 e N_2 as reações normais e F_{a1} e F_{a2} as forças de atrito.

(a) Como os blocos estão em repouso, as somas das componentes das forças tangentes e perpendiculares ao plano inclinado são:

$$\begin{cases} m_1 g \sin \theta + T - F_{a1} = 0 \\ N_1 - m_1 g \cos \theta = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} m_2 g \sin \theta - T - F_{a2} = 0 \\ N_2 - m_2 g \cos \theta = 0 \end{cases}$$

Como o coeficiente de atrito estático do plano com o bloco 2 é menor do que o com o bloco 1, se os blocos não estivessem ligados pela corda, o bloco 2 começava a deslizar a um ângulo menor do que o bloco 1. A tensão na corda permite que o ângulo possa ser maior do que o ângulo ao qual o bloco 2 começava a deslizar e o conjunto só começará a deslizar quando as forças de atrito estático sejam máximas nos dois blocos. Como tal, $F_{a1} = \mu_{e1} N_1$ e $F_{a2} = \mu_{e2} N_2$ e as equações anteriores conduzem a

$$m_1 g \sin \theta + T - \mu_{1e} m_1 g \cos \theta = 0 \quad m_2 g \sin \theta - T - \mu_{2e} m_2 g \cos \theta = 0$$

Somando essas duas equações elimina-se a tensão, e dividindo por $g \cos \theta$ encontra-se uma expressão para a tangente do ângulo máximo

$$\tan \theta = \frac{\mu_{1e} m_1 + \mu_{2e} m_2}{m_1 + m_2}$$

Substituindo os valores dados, obtém-se o ângulo máximo:

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{0.35 + 0.25 \times 2}{1 + 2} \right) = 15.8^\circ$$

(b) As forças de atrito são atrito cinético e a aceleração a dos dois blocos é a mesma. Como tal, as componentes tangencial e perpendicular das forças resultantes nos dois blocos são:

$$\begin{cases} m_1 g \sin \theta + T - \mu_{1c} N_1 = m_1 a \\ N_1 - m_1 g \cos \theta = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} m_2 g \sin \theta - T - \mu_{2c} N_2 = m_2 a \\ N_2 - m_2 g \cos \theta = 0 \end{cases}$$

Ou seja,

$$m_1 g \sin \theta + T - \mu_{1c} m_1 g \cos \theta = m_1 a \quad m_2 g \sin \theta - T - \mu_{2c} m_2 g \cos \theta = m_2 a$$

Multiplicando a primeira equação por m_2 , a segunda por m_1 , e igualando as duas expressões obtém-se

$$m_1 m_2 g \sin \theta + m_2 T - \mu_{1c} m_1 m_2 g \cos \theta = m_2 m_1 g \sin \theta - m_1 T - \mu_{2c} m_1 m_2 g \cos \theta$$

E a tensão no fio é

$$T = \frac{m_1 m_2 g (\mu_{1c} - \mu_{2c}) \cos \theta}{m_1 + m_2} = \frac{2 \times 9.8 (0.28 - 0.2) \cos 20^\circ}{1 + 2} = 0.491 \text{ N}$$

Observe-se que se μ_{1c} não fosse maior que μ_{2c} , a corda não permanecia esticada e aparecia uma força de contacto entre os dois blocos.

Problema 2. Definindo a função y , igual à derivada de x , as equações de evolução do sistema são:

$$\dot{x} = y \quad \dot{y} = x^3 - x - (a + x) y$$

Os pontos de equilíbrio são as soluções das equações

$$y = 0 \quad x^3 - x - (a + x) y = x(x^2 - 1) = 0$$

Como tal, há três pontos de equilíbrio (x, y) :

$$P_1 = (0, 0) \quad P_2 = (1, 0) \quad P_3 = (-1, 0)$$

Derivando os lados direitos das equações de evolução, em ordem a x e a y , obtém-se a matriz jacobiana:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 3x^2 - y - 1 & -x - a \end{bmatrix}$$

No ponto P_1 , a matriz da aproximação linear é então,

$$\mathbf{A}_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & a \end{bmatrix}$$

que tem traço $-a$ e determinante igual a 1. Como tal, se a for positiva, P_1 é um ponto de equilíbrio estável e se a for negativa, esse ponto é instável. Será nó quando $|a| \geq 2$ (determinante menor que o traço ao quadrado sobre 4) ou foco quando $|a| < 2$.

As matrizes das aproximações lineares próximo dos pontos P_2 e P_3 são

$$A_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 2 & -1-a \end{bmatrix} \quad A_3 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 2 & 1-a \end{bmatrix}$$

ambas com determinante igual a -2 . Como tal, P_2 e P_3 são ambos pontos de sela, independentemente do valor de a .

Se $a < 0$, como todos os pontos de equilíbrio são instáveis, a corrente aumenta indefinidamente, que não é fisicamente possível. Se $a > 0$, como a origem é ponto de equilíbrio atrativo, para alguns valores iniciais da corrente e da sua derivada, a corrente aproximar-se-á de 0, que é fatível, mas para alguns valores iniciais a corrente também aumenta indefinidamente.

Perguntas

- | | |
|-------|-------|
| 3. E | 11. C |
| 4. C | 12. B |
| 5. C | 13. A |
| 6. B | 14. C |
| 7. C | 15. C |
| 8. A | 16. A |
| 9. C | 17. D |
| 10. C | |

2.2.3 Cotações

Problema 1

- Diagramas de corpo livre e equações das somas das forças na alínea a _____1.2
- Resolução das equações para encontrar o ângulo máximo _____0.8
- Equações das somas das forças na alínea b _____1.2
- Resolução das equações para encontrar a tensão _____0.8

Problema 2

- Obtenção das equações de evolução _____0.8

2.2 Exame de época de recurso **129**

- Determinação dos 3 pontos de equilíbrio0.8
- Obtenção da matriz jacobiana0.4
- Obtenção das 3 matrizes das aproximações lineares0.8
- Caracterização dos pontos de equilíbrio0.8
- Interpretação dos resultados0.4

Bibliografia

- Acheson, D. (1997). *From calculus to chaos*. Oxford, UK: Oxford University Press.
- Alonso, M., & Finn, E. J. (1999). *Física*. Reading, MA, USA: Addison-Wesley.
- Antunes, F. (2012). *Mecânica Aplicada. Uma Abordagem Prática*. Lisboa, Portugal: Lidel, edições técnicas, Lda.
- Arnold, V. I. (1987). *Métodos Matemáticos da Mecânica Clássica*. Editora Mir: Moscovo, Rússia.
- Banks, B. W. (2000). *Differential Equations with Graphical and Numerical Methods*. Upper Saddle River, NJ, USA: Pearson.
- Beer, F. P., & Johnston Jr, E. R. (2006). *Mecânica vetorial para engenheiros: Dinâmica* (7a ed.). Rio de Janeiro, Brasil: McGraw-Hill editora.
- Blanchard, P., Devaney, R. L., & Hall, G. R. (1999). *Ecuaciones diferenciales*. México, DF, México: International Thomson Editores.
- Borelli, R. L., & S, C. C. (1998). *Differential equations: a modeling perspective*. México, DF, México: John Wiley & Sons, Inc.
- Devaney, R. L. (1992). *A first course in chaotic dynamical systems: theory and experiment*. USA: Westview Press.
- Edwards, C. H., & Penney, D. E. (2004). *Differential equations. computing and modeling* (3a ed.). Pearson Education, Inc.: New Jersey, USA.
- Farlow, S. J. (1994). *An introduction to Differential Equations and their Applications*. Singapore: McGraw-Hill.
- Fiedler-Ferrara, N., & Prado, C. P. C. (1994). *Caos: uma introdução*. São Paulo, Brasil: Editora Edgard Blücher.
- French, A. P. (1971). *Newtonian mechanics*. New York, NY, USA: W. W. Norton & Company.
- Galilei, G. (1638). *Dialogue Concerning Two New Sciences*. Itália: Publicado em: http://galileoandeinstein.physics.virginia.edu/tns_draft/. (Tradução de 1914,

por H. Crew e A. de Salvio)

- Garcia, A. L. (2000). *Numerical methods for physics*. Englewood Cliffs, NJ, USA: Prentice-Hall.
- Gerthsen, C., Kneser, & Vogel, H. (1998). *Física* (2a ed.). Lisboa, Portugal: Fundação Calouste Gulbenkian.
- Gregory, R. D. (2006). *Classical mechanics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- Guckenheimer, J., & Holmes, P. (2002). *Nonlinear Oscillations, Dynamical Systems, and Bifurcations of Vector Fields*. Berlim, Alemanha: Springer-Verlag.
- Hand, L. N., & Finch, J. D. (1998). *Analytical mechanics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- José, J. V., & Saletan, E. J. (1998). *Classical dynamics: a contemporary approach*. Cambridge University Press: Cambridge, UK.
- Kallaher, M. J. (Ed.). (1999). *Revolutions in Differential Equations. Exploring ODEs with Modern Technology*. The Mathematical Association of America: Washington, DC, USA.
- Kibble, T. W. B., & Berkshire, F. H. (1996). *Classical Mechanics* (4a ed.). Essex, UK: Addison Wesley Longman.
- Kittel, C., Knight, W. D., & Ruderman, M. A. (1965). *Mechanics. berkeley physics course, volume 1*. New York, NY, USA: McGraw-Hill.
- Lynch, S. (2001). *Dynamical systems with applications using MAPLE*. Boston, MA, USA: Birkhäuser.
- Maxima Development Team. (2017). *Maxima Manual* (5.41.0 ed.).
- Meriam, J. L., & Kraige, L. G. (1998). *Engineering mechanics: Dynamics* (4a ed.). New York, NY, USA: John Wiley & Sons, Inc.
- Monteiro, L. H. A. (2002). *Sistemas Dinâmicos*. São Paulo, Brasil: Livraria da Física.
- Nayfeh, A. H., & Balachandran, B. (2004). *Applied nonlinear dynamics*. Weinheim, Alemanha: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.
- Newton, I. (1687). *Princípios Matemáticos da Filosofia Natural*. Lisboa, Portugal: Fundação Calouste Gulbenkian. (Tradução de J. R. Rodrigues, 2010)
- Redfern, D., Chandler, E., & Fell, R. N. (1997). *Macsyma ODE lab book*. Boston, MA, USA: Jones and Bartlett Publishers.
- Sanchez, D. A., Allen Jr., R. C., & Kyner, W. T. (1988). *Differential equations* (2a ed.). USA: Addison-Wesley.

- Solari, H. G., Natiello, M. A., & Mindlin, G. B. (1996). *Nonlinear dynamics*. Institute of Physics Publishing: Bristol, UK.
- Spiegel, M. R., Lipschutz, S., & Spellman, D. (2009). *Vector analysis*. New York, NY, USA: Mc Graw-Hill.
- Strogatz, S. H. (2000). *Nonlinear Dynamics and Chaos: With Applications to Physics, Biology, Chemistry and Engineering*. Cambridge, MA, USA: Perseus Books.
- Taylor, J. R. (2005). *Classical mechanics*. Sausalito, CA, USA: University Science Books.
- Thornton, S. T., & Marion, J. B. (2004). *Classical dynamics of particles and systems* (5a ed.). Belmont, USA: Thomson, Brooks/Cole.
- Villate, J. E. (2007). *Introdução aos sistemas dinâmicos: uma abordagem prática com máxima*. Porto, Portugal: Edição do autor.
- Villate, J. E. (2016). *Dinâmica e sistemas dinâmicos* (4a ed.). Porto, Portugal: Edição do autor.