

## 3.5 Sistemas de referência não-inerciais

A primeira lei de Newton não é válida em todos os sistemas de referência, ver 2.1.2, mas, sempre podemos achar sistemas de referência nos quais ela (e o resto da mecânica newtoniana) é verdadeira.

Tais referenciais são chamados de *sistemas de referência inerciais*. Eles estão em repouso ou em movimento retilíneo uniforme em relação ao "espaço absoluto".

Hoje se sabe que não existe espaço absoluto e, portanto, tampouco movimento absoluto, somente existe movimento relativo de um corpo em relação a outro corpo. No entanto, não é falso considerar as estrelas fixas como um sistema referencial inercial. Pois, as estrelas fixas não apresentam deslocamento detectável.

A experiência do dia-a-dia nos diz, porém, que o solo pode ser considerado, em primeira aproximação, como um referencial inercial -denominado assim por Newton. Em casos excepcionais podemos, no entanto, observar que a nossa Terra é, na realidade, um sistema referencial *não-inercial* e as leis de Newton não são estritamente verdadeiras.

Porém, para experiências normais, vamos sempre supor que os movimentos astronômicos que a Terra realiza, como, por exemplo, a sua rotação, são desprezáveis. Mas, um carrossel numa feira é, com certeza, um sistema de referência (x,y,z) não-inercial.

Se realizarmos experiências sobre uma plataforma girante, podemos considerar um sistema (X,Y,Z) fixado no solo como referencial inercial. Mais adiante discutiremos experiências feitas sobre tal plataforma que mostram efeitos bem surpreendentes.

### 3.5.1 O formalismo para o estudo dos sistemas não-inerciais

Queremos, agora, desenvolver as leis que devemos aplicar em tais casos.

Se dentro do sistema (X,Y,Z) gira outro sistema (x,y,z) com velocidade angular  $\omega$ , precisamos, para descrever o movimento de uma partícula em relação a ambos sistemas, das derivadas dos vetores unitários  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{k}$  do sistema (x,y,z) em relação ao

sistema (X,Y,Z) que consideramos estando em repouso. (Estamos tratando apenas dos efeitos de rotação. No caso mais geral, ver mais adiante, consideraremos também um movimento de translação do sistema (x,y,z) com respeito ao sistema (X,Y,Z).)

Uma derivada em relação ao tempo será denominado de  $d/dt$ , se for medida no sistema (x,y,z). A derivada com respeito ao tempo no sistema (X,Y,Z) será chamado de  $D/Dt$ .

Lembremo-nos da Eq. (2) do parágrafo 3.4.9:  $\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ , ela vai jogar um papel fundamental nas discussões a seguir. Pois, existe uma relação importante entre as duas derivadas na qual aparece este produto vetorial como termo de ligação. Seja  $\mathbf{u}$  uma quantidade vetorial arbitrária, por exemplo  $\mathbf{u} = \mathbf{r}$ .

Sua derivada temporal quando tomada em (X,Y,Z) é

$$\frac{D\bar{\mathbf{u}}}{Dt} = \frac{d\bar{\mathbf{u}}}{dt} + \bar{\boldsymbol{\omega}} \times \bar{\mathbf{u}} \quad (1)$$

Aqui  $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}$  representa a diferença entre a derivada temporal do vetor medida em uma referência fixa (X,Y,Z) e sua derivada temporal medida na referência girante (x,y,z). Esta transformação podemos escrever na forma

$$\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + \bar{\boldsymbol{\omega}} \times \quad (2)$$

ou seja, como um operador que se aplica a qualquer vetor  $\mathbf{u}$ .

Quando aplicamos esta transformação ao vetor-posição  $\mathbf{r}$ , obtemos

$D\mathbf{r}/Dt = d\mathbf{r}/dt + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ , e aplicada ao vetor  $\boldsymbol{\omega}$ , resulta  $D\boldsymbol{\omega}/Dt = d\boldsymbol{\omega}/dt + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} = d\boldsymbol{\omega}/dt$ ,

já que  $\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} = \mathbf{0}$ . Então, em ambos os sistemas se mede a mesma aceleração angular:  $D\boldsymbol{\omega}/Dt = d\boldsymbol{\omega}/dt$ .

Se aplicarmos o operador (2) a ele mesmo, obtemos a derivada segunda em relação ao tempo, que fica

$$\frac{D^2}{Dt^2} = \frac{d^2}{dt^2} + \frac{D\bar{\boldsymbol{\omega}}}{Dt} \times + \bar{\boldsymbol{\omega}} \times (\bar{\boldsymbol{\omega}} \times \quad) + 2\bar{\boldsymbol{\omega}} \times \frac{d}{dt} \quad (3)$$

Mais adiante vamos ver uma aplicação de (3).

Em geral, o sistema (x,y,z) não só gira mas também traslada, isto é, faz um movimento de translação com velocidade  $D\mathbf{R}_o/Dt$  em relação ao sistema fixo (X,Y,Z).

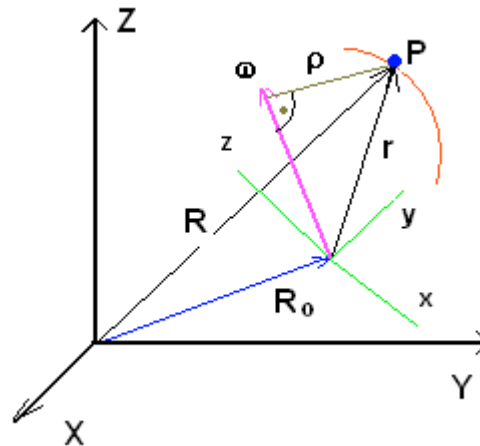


Fig. 3.5-1

$\mathbf{R}_0$  é o vetor-posição da origem do sistema móvel medido no sistema fixo (X,Y,Z).  $\mathbf{R}$  é o vetor posição da partícula P no sistema (X,Y,Z),  $\mathbf{r}$  é o vetor posição da mesma partícula em relação ao sistema móvel (x,y,z).

Chamamos  $\mathbf{R}$  de vetor-posição *absoluto* da partícula.

Temos  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 + \mathbf{r} = \mathbf{R}_0 + xi + yj + zk$ ; a velocidade em (x,y,z) chamamos de velocidade *relativa*, medida por um observador preso a (x,y,z):  $\mathbf{v}_{rel} := d\mathbf{r}/dt$ .

As derivadas temporais medidas no sistema fixo são -fazendo uso da Eq. (1)-

$D\mathbf{R}/Dt = D\mathbf{R}_0/Dt + d\mathbf{r}/dt + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ . Escrevendo  $\mathbf{v}_{abs} = D\mathbf{R}/Dt$  e  $\mathbf{v}_0 = D\mathbf{R}_0/Dt$ , obtemos

$$\mathbf{v}_{abs} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_{rel} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \quad (4)$$

$\mathbf{v}_{abs}$  é a velocidade da partícula que mede um observador em (X,Y,Z). Par obter a aceleração absoluta, temos que formar a derivada  $D/Dt$  da Eq. (4):

$$\mathbf{a}_{abs} = D\mathbf{v}_{abs}/Dt = D\mathbf{v}_0/Dt + D\mathbf{v}_{rel}/Dt + D(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})/Dt$$

Façamos outra vez uso da Eq. (1):

$$D\mathbf{v}_{rel}/Dt = d\mathbf{v}_{rel}/dt + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{rel} = \mathbf{a}_{rel} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{rel} \quad e$$

$$\begin{aligned} D(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})/Dt &= \boldsymbol{\omega} \times D\mathbf{r}/Dt + D\boldsymbol{\omega}/Dt \times \mathbf{r} = \boldsymbol{\omega} \times (d\mathbf{r}/dt + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + D\boldsymbol{\omega}/Dt \times \mathbf{r} \\ &= \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{rel} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + D\boldsymbol{\omega}/Dt \times \mathbf{r} \end{aligned}$$

Somando:

$$\mathbf{a}_{\text{abs}} = \mathbf{a}_o + \mathbf{a}_{\text{rel}} + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{\text{rel}} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + D\boldsymbol{\omega}/Dt \times \mathbf{r} \quad (5)$$

Ao mesmo resultado teríamos chegado, se tivéssemos usado o operador da aceleração (3). É só preciso aplicar o ao vetor  $\mathbf{r}$ :

$$D^2\mathbf{r}/Dt^2 = d^2\mathbf{r}/dt^2 + D\boldsymbol{\omega}/Dt \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + 2 \boldsymbol{\omega} \times d\mathbf{r}/dt$$

O termo  $- 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{\text{rel}}$  é conhecida como a aceleração de Coriolis (com o nome do engenheiro francês Gustav Gaspard Coriolis, 1792 - 1843, quem foi o primeiro a chamar a atenção para este termo) que representa a diferença entre a aceleração quando medida de eixos não-girantes e quando medida no sistema de eixos girantes (no caso de rotação só).

Se a partícula está em repouso, então o termo de Coriolis  $2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{\text{rel}}$  é zero -ou desprezável, se  $\mathbf{v}_{\text{rel}}$  for muito pequena. (A expressão sem sinal negativo chamamos em geral de *termo* de Coriolis.)

O termo  $\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})$  é a aceleração centrípeta, compare a Fig. 3.4-25 no parágrafo 3.4.9. Se pode mostrar que no caso do movimento circular  $\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) = -R\omega^2 \cdot \mathbf{e}_r$ , onde  $R$  é o raio do círculo.

(Compare seção 3.4.9 e o seguinte cálculo:

$$\begin{aligned} \text{Podemos eleger } \boldsymbol{\omega} &= \omega \cdot \mathbf{k} \text{ e } \mathbf{r} = r \cdot \cos(90-\beta) \cdot \mathbf{e}_r + r \cdot \sin(90-\beta) \cdot \mathbf{k} = r \cdot \sin\beta \cdot \mathbf{e}_r + r \cdot \cos\beta \cdot \mathbf{k}, \\ \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} &= \omega \cdot \mathbf{k} \times (r \cdot \sin\beta \cdot \mathbf{e}_r + r \cdot \cos\beta \cdot \mathbf{k}) = \omega \cdot r \cdot \sin\beta \cdot \mathbf{k} \times \mathbf{e}_r = \omega \cdot R \cdot \mathbf{e}_\varphi, \text{ já que } \mathbf{k} \times \mathbf{e}_r = \mathbf{e}_\varphi. \\ \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) &= \omega^2 \cdot R \cdot \mathbf{k} \times \mathbf{e}_\varphi = \omega^2 \cdot R \cdot (-\mathbf{e}_r), \text{ pois, } \mathbf{k} \times \mathbf{e}_\varphi = -\mathbf{e}_r. \end{aligned}$$

A aceleração de Coriolis, assim como a aceleração centrípeta, resulta do movimento relativo de rotação. Em muitos casos podemos deixar de preocupar-nos do movimento de translação e  $\boldsymbol{\omega}$  pode ser considerada como constante. Em tal situação, a Eq. (5) se reduz a

$$\mathbf{a}_{\text{abs}} = \mathbf{a}_{\text{rel}} + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{\text{rel}} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \quad (6)$$

Se multiplicarmos Eq. (5) pela massa do corpo em movimento, obtemos a equação de movimento do corpo num sistema não-inercial:

$$m \mathbf{a}_{\text{rel}} = m \mathbf{a}_{\text{abs}} - m \mathbf{a}_o - m 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{\text{rel}} - m \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) - m D\boldsymbol{\omega}/Dt \times \mathbf{r} \quad (7)$$

O primeiro membro de esta equação é a soma de todas as forças de interação que atuam sobre o corpo do ponto de vista de um observador no referencial fixo. As outras forças são "forças fictícias" que tem-se incluir na segunda lei de Newton para compensar o erro cometido por não estar num sistema inercial. O segundo termo surge quando o origem do referencial móvel apresenta aceleração. Às vezes, este termo é denominado Força de Einstein. O último termo surge quando a velocidade angular do referencial móvel for variável. Encontra-se, às vezes, a denominação Força de Euler. Os termos do centro são

$$\mathbf{F}_{cf} = -m \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \text{ Força Centrífuga}$$

$$\mathbf{F}_c = -m \mathbf{2}\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{rel} \text{ Força de Coriolis} \quad (8)$$

### Exemplo:

Os sistemas  $(X,Y,Z)$  e  $(x,y,z)$  tem a mesma origem. A velocidade angular do sistema móvel  $(x,y,z)$  em relação ao  $(X,Y,Z)$ , que é fixo, é de  $\boldsymbol{\omega} = 2t \mathbf{i} - t^2 \mathbf{j} + (2t + 4) \mathbf{k}$ , onde  $t$  é o tempo. O vetor-posição de uma partícula no instante  $t$ , observado no sistema  $(x,y,z)$ , é  $\mathbf{r} = (t^2 + 1) \mathbf{i} - 6t \mathbf{j} + 4t^3 \mathbf{k}$ .

Calcule os vetores  $\mathbf{v}_{rel}$ ,  $\mathbf{v}_{abs}$ ,  $\mathbf{a}_{rel}$  e  $\mathbf{a}_{abs}$  no instante  $t = 1$  s.

### Solução:

- `reset()://vel. rel`

```
mat:= Dom::Matrix(): export(linalg):
```

```
r:=mat([[t^2+1,6*t^2,4*t]]):
```

```
w:=mat([[2*t^2,t^3,2*t-4]]):
```

```
vrel:=diff(r,t)//velocidad relativa
```

```
subs(%,t=1);
```

```
| 2, 12, 4 |
```

```
vabs:= vrel+crossProduct(w,r)//velocidad absoluta
```

- `subs(%,t=1)`

```
( 18 0 14)
```

- `simplify(vabs)`

$$(2 \cdot t \cdot (12 \cdot t - 6 \cdot t^2 + 2 \cdot t^3 + 1) \quad 14 \cdot t - 4 \cdot t^2 - 6 \cdot t^3 - 4 \quad -t^3 + 12 \cdot t^4 - t^5 + 4)$$

o que significa:  $dr/dt + \omega \times r = (2t(12t-6t^2+2t^3+1), 14t-4t^2-6t^3-4, -t^3 + 12t^4-t^5+4)$

- `arel:=diff(vrel,t);`

$$(2 \quad 12 \quad 0)$$

- `aabs:=  
arel+2*crossProduct(w,vrel)+crossProduct(diff(w,t),r)  
+crossProduct(w,crossProduct(w,r)):  
subs(%,t=1)`

$$(44 \quad -76 \quad 22)$$

Então:

$$\mathbf{v}_{rel}(1s) = 2\mathbf{i} + 12\mathbf{j} + 4\mathbf{k}; \quad \mathbf{v}_{abs}(1s) = 18\mathbf{i} + 14\mathbf{k}$$

$$\mathbf{a}_{rel}(1s) = 2\mathbf{i} + 12\mathbf{j}; \quad \mathbf{a}_{abs}(1s) = 44\mathbf{i} - 76\mathbf{j} + 22\mathbf{k}$$

### 3.5.2 A Terra como sistema não-inercial

Uma das aplicações mais interessantes das Eqs. (6) e (7) é o estudo do movimento de um corpo (partícula) **em relação à Terra**.

No lindo site sobre temas de física: <http://www.fisica.ufc.br/coriolis/tintim11.htm> você pode ler o seguinte sobre o tema "Força de Coriolis":

"Uma das consequências mais espetaculares da "força de Coriolis" na atmosfera da Terra é o movimento giratório dos furacões que costumam perturbar a vida dos habitantes do hemisfério norte.

As grandes massas de ar que se deslocam nesses furacões, às vezes em grandes velocidades, formam enormes círculos em torno de uma região de baixa pressão, o chamado "olho" do furacão. No hemisfério norte esses movimentos são no sentido contrário ao dos ponteiros do relógio. Quando os ventos se

deslocam na direção da região de baixa pressão a força de Coriolis faz com eles se desviem para a direita.

No hemisfério sul um furacão deveria girar no sentido horário. Mas, para sorte nossa, por alguma razão meteorológica, quase não existem furacões no nosso hemisfério. "

Se a Terra não girasse, o movimento atmosférico seria muito simples. A convecção térmica faria subir o ar quente acima do Equador, e esse ar quente se dirigiria pela alta atmosfera para os pólos, onde desceria para voltar para as regiões equatoriais pela baixa atmosfera. Mas a Terra gira! Essa rotação provoca a existência da força de Coriolis que tende a curvar as trajetórias de móveis que se desloquem à velocidade  $\mathbf{v}_{rel}$  sobre a superfície da Terra, por exemplo as moléculas do ar, balas de canhão, mísseis balísticos intercontinentais. Devido às suas altas velocidades e aos tempos mais longos que a aceleração de Coriolis tem para atuar, se deve tomar em conta a relativamente pequena força de Coriolis.

Na figura 3.5-2 vemos um ponto P sobre a superfície da Terra. O ângulo  $\lambda$  que  $\mathbf{R}_o$  faz com o Equador é a latitude do lugar. O eixo-z do sistema girante (x,y,z) está vertical ao plano tangente à Superfície da Terra no Ponto P. O eixo-y coincide com a linha Norte-Sul.

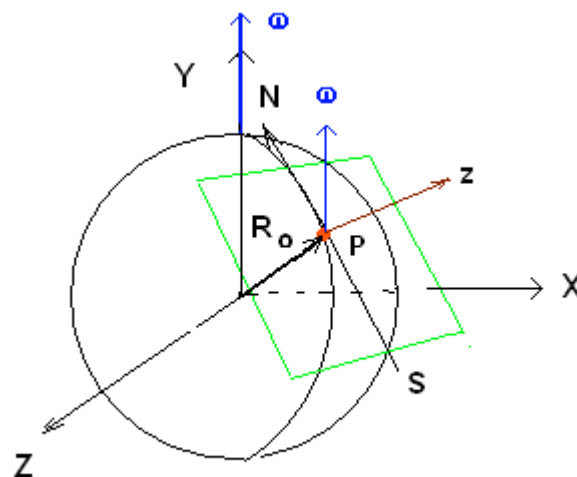


Fig. 3.5-2

Na figura 3.5-3 vemos o sistema  $(x,y,z)$  preso ao ponto P da superfície da Terra. O sistema  $(x,y,z)$  gira com a velocidade angular  $\omega_r$  em torno do eixo-z local que fica vertical à superfície da Terra.  $\omega_r$  é a componente radial de  $\omega$ , e  $\omega_y$  é a componente segundo o eixo-y (a linha Norte-Sul).

$\omega_r$  é a projeção da velocidade angular de rotação da Terra sobre a vertical do lugar considerado.  $\omega_r$  é, portanto, máximo nos pólos, onde o eixo de rotação coincide com a vertical, e nulo no Equador, onde a vertical é perpendicular ao eixo de rotação da Terra.

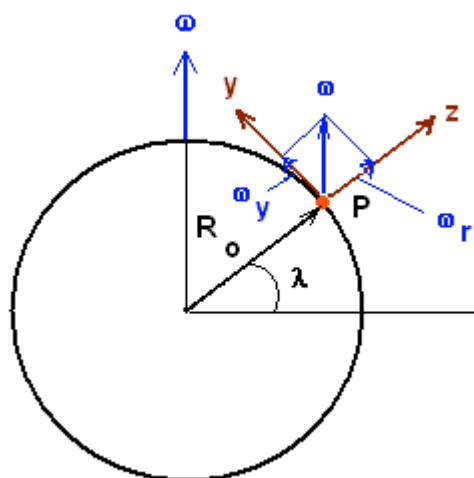


Fig. 3.5-3

O sistema  $(x,y,z)$  faz em  $T = 2\pi/\omega_r$  segundos uma volta completa com respeito às estrelas fixas.

Já que a Terra faz uma volta ( $= 2\pi$  radianos) em torno a seu eixo em aproximadamente 24 horas  $= 86\,400$  segundos, a velocidade angular  $\omega = 2\pi/86\,400\text{s} = 7,27 \cdot 10^{-5}$  rad/s. O valor exato será mais perto do  $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$  rad/s, pois T é, na realidade, 86 164 s.

A componente de  $\omega$  devido ao movimento da Terra em torno ao Sol é desprezável, pois esta contribuição é 365 vezes menor do que o valor anterior.

Segundo à figura 3.5-3, temos para a velocidade angular local

$$\omega_r = \omega_y + \omega_r = \omega \cos \lambda \mathbf{j} + \omega \sin \lambda \mathbf{k} \quad (9)$$

Assim, temos para a componente radial num lugar com  $\lambda = 40^\circ$  do hemisfério norte o valor  $\omega_r = 7,29 \cdot 10^{-5}$  rad/s  $\cdot \sin 40^\circ = 4,69 \cdot 10^{-5}$  rad/s.



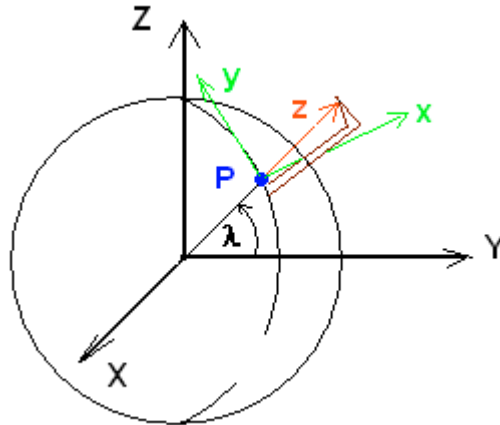


Fig. 3.5-4

A figura 3.5-4 mostra um sistema  $(x,y,z)$  preso a um ponto  $P$  da superfície da Terra. Na origem de  $(x,y,z)$  encontra-se uma partícula em repouso com respeito ao sistema  $(x,y,z)$ .

A partícula de massa  $m$  está ligada a uma das extremidades de uma corda, cuja outra extremidade está presa num ponto de suspensão, por exemplo, à mão de um pedreiro utilizando o pêndulo como fio de prumo.

As forças que agem sobre a partícula são a força radial  $F_r$  da gravitação e a tensão  $T$  no fio. Supomos que  $\omega = \text{const.}$  ou seja,  $D\omega/Dt = 0$ . Já que também  $r = 0$  e  $v_{\text{rel}} = 0$ , a Eq. (7) se reduz a

$$m \mathbf{a}_{\text{abs}} - m \mathbf{a}_o = \mathbf{F}_r + \mathbf{T} - m \mathbf{a}_o = \mathbf{0} \quad (10)$$

$\mathbf{a}_o$  é apenas a aceleração centrípeta da origem de  $(x,y,z)$  com respeito ao sistema inercial  $(X,Y,Z)$  que já determinamos na seção 3.4:  $\mathbf{a}_o = \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R}_o)$ .

O módulo de este vetor no Equador é (raio da Terra =  $6,37 \cdot 10^6$  m)

$$R_o \omega^2 = 6,37 \cdot 10^6 \text{ m} \cdot (7,29 \cdot 10^{-5})^2 \text{ s}^{-2} = 0,0338 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$$

Este valor é somente  $(0,0338/9,81) \cdot 100\% = 0,345\%$  de  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ . Num lugar com latitude  $\lambda$  temos  $|\mathbf{a}_o| = R_o \omega^2 \cdot \cos \lambda$ .

Voltemos à Eq. (10):  $\mathbf{F}_r + \mathbf{T} - m \cdot \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R}_o) = \mathbf{0}$

Para a força do fio sobre a partícula podemos escrever  $-\mathbf{mg}$ . Escrevendo  $\mathbf{F}_r = m\mathbf{g}_o$ , onde o vetor  $\mathbf{g}_o$  aponta para o centro da Terra, obtemos  $m\mathbf{g}_o - \mathbf{mg} - m \cdot \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R}_o) = \mathbf{0}$ . Como se vê, a força  $-m \cdot \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R}_o)$ , uma força centrífuga, faz com que  $\mathbf{T}$  e  $\mathbf{F}_r$  estão colineares somente no Equador, em outros lugares da Terra formam um pequeno ângulo  $\varepsilon$ , que depende da latitude  $\lambda$ .

O vetor  $\mathbf{g} = \mathbf{g}_o - \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R}_o)$ , que é ligeiramente desviado do vetor radial  $\mathbf{g}_o$ , tem a direção indicada pelo fio de prumo.  $\mathbf{g}$  é o vetor aceleração da gravidade "normal", ele que se observa na superfície da Terra. Este vetor chama-se também de aceleração *efetiva* da gravidade.

A direção de  $\mathbf{g}$  é chamada de *vertical*. A direção de  $\mathbf{g}_o$ , que é *radial*, é a direção da força gravitacional, que aponta para o centro da Terra.

O módulo desta força é  $F_r = G \cdot m \cdot M / R_o^2$ , compare com 2.1.4.

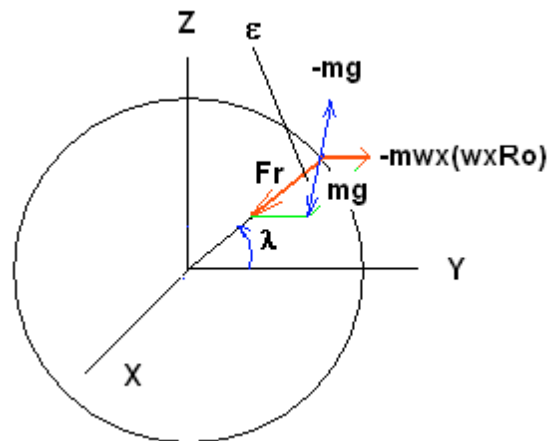


Fig. 3.5-5

Este esboço quer mostrar que as três forças  $\mathbf{T} = -\mathbf{mg}$ ,  $\mathbf{F}_r$  e  $-m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R}_o)$  não são colineares.  $\mathbf{T}$  e  $\mathbf{F}_r$  formam um pequeno ângulo  $\varepsilon$  cujo valor pode ser calculado aplicando o teorema dos senos:  $\sin \varepsilon / (mR_o\omega^2 \cos \lambda) = \sin \lambda / mg$

Ou seja,  $\varepsilon \approx \sin \varepsilon = R_o\omega^2 \cdot \sin(2\lambda) / (2g) \approx 0,1^\circ$  para  $\lambda = 45^\circ$ . Na figura 3.5-5 deveríamos indicar, também, a verdadeira forma da Terra, que é um elipsoide.

