Força centrífuga e de Coriolis

Referenciais em rotação mútua

J. M. B. Lopes dos Santos*

24 de Novembro de 2018

Departamento de Física e Astronomia,
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
4169-007 Porto

Dois observadores que aplicam as leis de Newton em dois referenciais em rotação mútua verificam que as forças que medem são diferentes. A diferença são forças universais que atuam em todos os corpos e são proporcionais à respectivas massas: *forças inerciais.*

1 Referenciais em rotação mútua

Para simplicidade de representação consideremos dois referenciais que partilham o eixo Oz e a origem, mas em que o referencial S' tem uma velocidade de rotação $\boldsymbol{\omega} = \omega \hat{\mathbf{e}}_z$ no referencial S. Como se vê na Figura (1) a relação entre os versores de cada um dos sistemas de eixos é:

$$\hat{\mathbf{e}}'_x = \cos(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_x + \sin(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_y \tag{1a}$$
$$\hat{\mathbf{e}}'_y = -\sin(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_x + \cos(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_y \tag{1b}$$
$$\hat{\mathbf{e}}'_z = \hat{\mathbf{e}}_z \tag{1c}$$

Para inverter estas relações, basta-nos substituir $\omega \to -\omega$: se o sistema S' está rodado de um ângulo ωt em relação a S, é claro que S está rodado de $-\omega t$ em relação a S':

$$\hat{\mathbf{e}}_x = \cos(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}'_x - \sin(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}'_y \tag{2a}$$
$$\hat{\mathbf{e}}_y = \sin(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}'_x + \cos(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}'_y \tag{2b}$$
$$\hat{\mathbf{e}}_z = \hat{\mathbf{e}}'_z \tag{2c}$$

*jlsantos@fc.up.pt

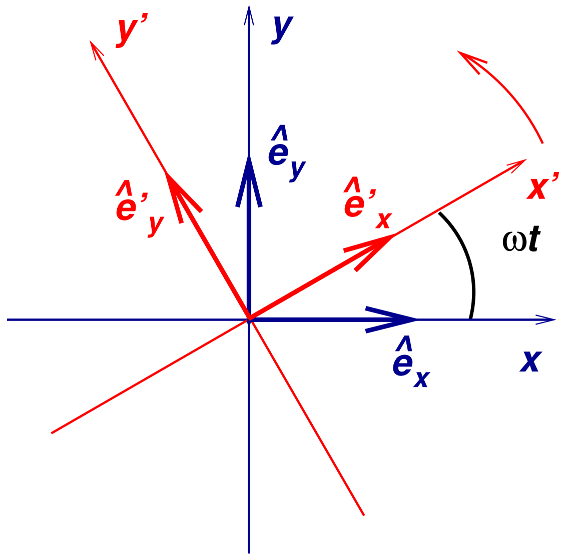

Figura 1: Relação entre os eixos de dois referenciais em rotação mútua

Estas equações suscitam a seguinte questão: quais são os versores que são dependentes do tempo?

Nas Eqs. (1) parece claro que são os versores de S'; mas na Eq. (2) são os de S. Curiosamente, as duas respostas estão correctas, *mas em referenciais diferentes.* Por definição, em S $\{\hat{\mathbf{e}}_x, \hat{\mathbf{e}}_y, \hat{\mathbf{e}}_z\}$ são fixos e $\left\{\hat{\mathbf{e}}'_x, \hat{\mathbf{e}}'_y, \hat{\mathbf{e}}'_z\right\}$ dependem do tempo. Em S' temos o inverso. Isso obriga-nos a distinguir desde já o cálculo de variações e derivadas temporais nos dois referenciais. Por exemplo, a variação temporal do versor $\hat{\mathbf{e}}'_x$.

$$\left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_S = -\omega\sin(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_x + \omega\cos(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_y \tag{3a}$$

$$\left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_{S'} = 0 \tag{3b}$$

em que usamos a notação

$$\left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_{S(S')}$$

significar que estamos a medir variações no referencial $S(S')$.

Este ponto é de certo modo óbvio, mas importante no que se segue. Note-se que não estamos apenas a exprimir o mesmo vector em dois sistemas de eixos diferentes. Podemos projectar o vector do primeiro membro em qualquer dos sistemas de eixos. Em S

$$\left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_S = -\omega\sin(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_x + \omega\cos(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_y \tag{4a}$$

$$\left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_{S'} = 0\hat{\mathbf{e}}_x + 0\hat{\mathbf{e}}_y \tag{4b}$$

e em S', usando $\hat{\mathbf{e}}'_y = -\sin(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_x + \cos(\omega t)\,\hat{\mathbf{e}}_y$,

$$\left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_S = \omega\hat{\mathbf{e}}'_y \tag{5a}$$

$$\left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_{S'} = 0\hat{\mathbf{e}}'_x + 0\hat{\mathbf{e}}'_y \tag{5b}$$

A conclusão clara é que os vectores são diferentes,

$$\left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_S \neq \left.\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x\right|_{S'}. \tag{6}$$

Esta diferença vai-nos dar a lei de transformação da velocidade de uma partícula entre os dois referenciais.

Suponhamos um ponto P com o respectivo vector de posição expresso em qualquer dos sistemas de eixos.

$$\mathbf{r}_P = x\hat{\mathbf{e}}_x + y\hat{\mathbf{e}}_y + z\hat{\mathbf{e}}_z; \tag{7}$$

$$= x'\hat{\mathbf{e}}'_x + y'\hat{\mathbf{e}}'_y + z'\hat{\mathbf{e}}'_z \tag{8}$$

A velocidade da partícula em S é

$$\mathbf{v}_P|_S = \frac{dx}{dt}\hat{\mathbf{e}}_x + \frac{dy}{dt}\hat{\mathbf{e}}_y + \frac{dz}{dt}\hat{\mathbf{e}}_z; \tag{9}$$

e em S'

$$\mathbf{v}_P|_{S'} = \frac{dx'}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x + \frac{dy'}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_y + \frac{dz'}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_z \tag{10}$$

Para relacionarmos as duas velocidades, notemos que também é verdade que

$$\begin{aligned}\mathbf{v}_P|_S &= \frac{dx'}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_x + \frac{dy'}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_y + \frac{dz'}{dt}\hat{\mathbf{e}}'_z \\ &+ x'\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_x}{dt} + y'\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_y}{dt} + z'\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_z}{dt}.\end{aligned} \tag{11}$$

Os termos da primeira linha são $\mathbf{v}_P|_{S'}$. Para a segunda linha, usando as Eqs. (2) e (4), obtemos

$$\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_x}{dt} = \omega\hat{\mathbf{e}}'_y$$

$$\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_y}{dt} = -\omega\hat{\mathbf{e}}'{}_x$$

$$\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_z}{dt} = 0$$

Não por acaso, existe uma maneira simples de resumir estas três equações:

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_x}{dt} &= \omega\left(\hat{\mathbf{e}}'_z \times \hat{\mathbf{e}}'_x\right) = \boldsymbol{\omega} \times \hat{\mathbf{e}}'_x \\
\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_y}{dt} &= \omega\left(\hat{\mathbf{e}}'_z \times \hat{\mathbf{e}}'_y\right) = \boldsymbol{\omega} \times \hat{\mathbf{e}}'_y \\
\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_z}{dt} &= \omega\left(\hat{\mathbf{e}}'_z \times \hat{\mathbf{e}}'_z\right) = \boldsymbol{\omega} \times \hat{\mathbf{e}}'_z = 0
\end{aligned}$$

Estas equações já foram obtidas no texto "Velocidade Angular" secção 2, quando discutimos a rotação de um sólido, com qualquer velocidade angular $\boldsymbol{\omega}$. Vimos que para um sistema de eixos fixo no sólido (Eq. 30)

$$\frac{d\hat{\mathbf{e}}'_i(t)}{dt} = \boldsymbol{\omega}(t) \times \hat{\mathbf{e}}'_i \qquad i = x, y, z \tag{12}$$

Com este resultado, o segundo termo da Eq. (11) fica

$$\begin{aligned}
\mathbf{v}_P|_S &= \mathbf{v}_P|_{S'} + \boldsymbol{\omega} \times \left[x'\hat{\mathbf{e}}'_x + y'\hat{\mathbf{e}}'_y + z'\hat{\mathbf{e}}'_z\right] \\
&= \mathbf{v}_P|_{S'} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_P
\end{aligned} \tag{13}$$

Este é o resultado fundamental desta secção,

$$\mathbf{v}_P|_S = \mathbf{v}_P|_{S'} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_P \tag{14}$$

em que $\boldsymbol{\omega}$ é a *velocidade angular de S' em S*. Esta é a lei de transformação de velocidades entre os dois referenciais, escrita numa forma que é válida para qualquer $\boldsymbol{\omega}$. O vector $\mathbf{r}_P$ é o *mesmo vetor* nos dois referenciais embora possa ser expresso em diferentes componentes, em qualquer dos sistemas de eixos, de acordo com as Eqs. 7 e 8.

Esta equação de transformação de velocidades deve ser comparada com a que se obtêm para referenciais com velocidade uniforme relativa

$$\mathbf{v}_P|_S = \mathbf{v}_P|_{S'} + \mathbf{V}_{S':S} \tag{15}$$

que $\mathbf{V}_{S':S}$ é a velocidade do referencial S' no referencial S, isto é, a velocidade em S de qualquer ponto em repouso em S'. A Eq. 14, tem exactamente a mesma forma, excepto que cada ponto em repouso em S' tem uma velocidade diferente em S, dada por $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ (Fig 2).

Se revisitarmos este argumento, vemos que ele se aplica a qualquer vector, não apenas ao vector de posição. Isto é, se

$$\begin{aligned}
\mathbf{A} &= x\hat{\mathbf{e}}_x + y\hat{\mathbf{e}}_y + z\hat{\mathbf{e}}_z \\
&= x'\hat{\mathbf{e}}'_x + y'\hat{\mathbf{e}}'_y + z'\hat{\mathbf{e}}'_z
\end{aligned} \tag{16}$$

temos

$$\left.\frac{d}{dt}\mathbf{A}\right|_S = \left.\frac{d}{dt}\mathbf{A}\right|_{S'} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{A} \tag{17}$$

Por vezes, como $\mathbf{A}$ porque pode ser qualquer vector, escreve-se esta equação como uma relação entre os operadores de derivação,

$$\left.\frac{d\,(\dots)}{dt}\right|_S = \left.\frac{d}{dt}\right|_{S'} + \boldsymbol{\omega} \times (\dots)\,. \tag{18}$$

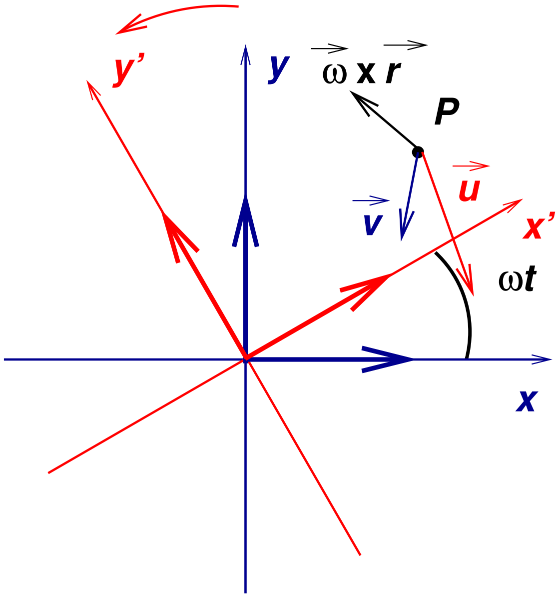

Figura 2: O ponto P tem velocidade $\mathbf{u}$ em S'. A sua velocidade em S é $\mathbf{v} = \mathbf{u} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$, a soma de $\mathbf{u}$ com a velocidade *local* do referencial S' *em* S.

2 A relação entre acelerações

No caso de referenciais em rotação mútua, mesmo que a velocidade angular seja constante, a aceleração nos dois referenciais é distinta. Para ver isso importa considerar as definições de aceleração nos dois sistemas.

Como vimos que as velocidades de uma partícula em S e S' são diferentes, vamos usar temporariamente a seguinte notação,

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}|_S \tag{19}$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}|_{S'} \tag{20}$$

de onde decorre que (Eq. (14))

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \tag{21}$$

Ora, as acelerações, nos dois referenciais, são

$$\mathbf{a}|_S = \left.\frac{d}{dt}\mathbf{v}\right|_S \tag{22}$$

$$\mathbf{a}|_{S'} = \left.\frac{d}{dt}\mathbf{u}\right|_{S'} . \tag{23}$$

Então,

$$\begin{aligned} \mathbf{a}|_S = \left.\frac{d}{dt}\mathbf{v}\right|_S &= \left.\frac{d}{dt}\left(\mathbf{u} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}\right)\right|_S \\ &= \left.\frac{d}{dt}\mathbf{u}\right|_S + \left.\frac{d}{dt}(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})\right|_S \end{aligned}$$

Para obter a aceleração em S', usamos a Eq. 17, aplicada aos dois termos

$$\left.\frac{d}{dt}\mathbf{u}\right|_S = \left.\frac{d}{dt}\mathbf{u}\right|_{S'} + \boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u},$$

e

$$\left.\frac{d}{dt}(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\right|_S = \left.\frac{d}{dt}(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\right|_{S'} + \boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})$$

Para uma velocidade angular constante (único caso que vamos considerar)

$$\left.\frac{d}{dt}(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\right|_{S'} = \boldsymbol{\omega}\times\left.\frac{d}{dt}\mathbf{r}\right|_{S'} = \boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u}$$

e assim

$$\mathbf{a}|_S = \mathbf{a}|_{S'} + 2(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u}) + \boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r}) \tag{24}$$

Com uma derivação exatamente idêntica, podemos concluir

$$\mathbf{a}|_{S'} = \mathbf{a}|_S + 2(-\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{v}) + \boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r}) \tag{25}$$

Para passar da Eq. (24) para (25) apenas trocamos o papel dos referenciais e substituímos $\boldsymbol{\omega}$ por $-\boldsymbol{\omega}$.

É útil escrever o segundo membro à custa da velocidade em S'

$$\mathbf{a}|_{S'} = \mathbf{a}|_S + 2(-\boldsymbol{\omega}\times(\mathbf{u}+\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})) + \boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})$$

ou

$$\mathbf{a}|_{S'} = \mathbf{a}|_S - 2\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u} - \boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r}) \tag{26}$$

e de forma completamente equivalente

$$\mathbf{a}|_S = \mathbf{a}|_{S'} + 2(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{v}) - \boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\,. \tag{27}$$

As duas equações lêem-se exactamente da mesma maneira:

A primeira:

A aceleração de um corpo num referencial S' ($\mathbf{a}|_{S'}$) que tem velocidade angular $\boldsymbol{\omega}$, constante, num referencial S, é a aceleração em S ($\mathbf{a}|_S$) mais a aceleração de Corilois $-2(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u})$ mais a aceleração centrífuga, $-\boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})$, em que $\mathbf{u}$ é a velocidade do corpo em S' e $\mathbf{r}$ a sua posição (em qualquer dos referenciais):

$$\mathbf{a}|_{S'} = \mathbf{a}|_S - 2(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u}) - \boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})$$

A segunda:

A aceleração de um corpo num referencial S ($\mathbf{a}|_S$) que tem velocidade angular $-\boldsymbol{\omega}$, constante, num referencial S', é a aceleração em S' ($\mathbf{a}|_{S'}$) mais a aceleração de Coriolis $-2((-\boldsymbol{\omega})\times\mathbf{v})$ mais a aceleração centrífuga $-(-\boldsymbol{\omega})\times((-\boldsymbol{\omega})\times\mathbf{r})$, em que $\mathbf{v}$ é a velocidade do corpo em S e $\mathbf{r}$ a sua posição (em qualquer dos referenciais):

$$\mathbf{a}|_S = \mathbf{a}|_{S'} + 2(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{v}) - \boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\,.$$

3 Forças inerciais

Qual dos referenciais, S ou S' é inercial? De acordo com a perspectiva Newtoniana, apenas um deles. Mas se os observadores de S (Alice) e o de S' (Bob) frequentaram o mesmo curso de Mecânica e não suspeitam se o próprio referencial é não inercial, serão naturamente levados a aplicar a segunda Lei de Newton. Então a Alice, observador de S escreverá que a força que actua num corpo com aceleração $\mathbf{a}|_S$ é

$$\mathbf{F} = m\,\mathbf{a}|_S\,. \tag{28}$$

Bob, observador de S' vai escrever para o mesmo corpo, [1]

$$\mathbf{F}' = m\,\mathbf{a}|_{S'} \tag{29}$$

Então usando a relação entre acelerações, Eq. 26

$$\mathbf{F}' = \mathbf{F} - 2m(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u}) - m\boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r}) \tag{30}$$

Antes de sermos tentados a concluir:

> *"AhAh! Bob é o referencial não inercial porque inventa a existência desta forças* $-2m(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u}) + m\boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})$ *que na realidade não existem!",*

notemos que também podemos escrever, com inteira simetria,

$$\begin{aligned}\mathbf{F} &= \mathbf{F}' - 2m((-\boldsymbol{\omega})\times\mathbf{v}) - m\,(-\boldsymbol{\omega})\times(-\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\\ &= \mathbf{F}' + 2m(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{v}) - m\boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\end{aligned} \tag{31}$$

Portanto pode muito bem acontecer que seja em S que existem estas forças e não em S'.

A única coisa segura que podemos dizer é:

> As forças medidas nos dois referenciais, se aplicarmos a segunda lei em ambos, não são invariantes, e a diferença
>
> $$\begin{aligned}\mathbf{F}'-\mathbf{F} &= -2m(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{u}) - m\boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\\ &= -2m(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{v}) + m\boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r})\end{aligned}$$
>
> são duas forças universais que actuem em todos os corpos e são proporcionais à massa de cada corpo (dependendo da sua posição e velocidade). Estas forças designam-se por *forças inerciais.*

4 Exemplos

Vamos agora ganhar alguma intuição sobre estas duas forças inerciais considerando que o eixo de rotação mútuo dos referenciais é $\hat{\mathbf{e}}_z = \hat{\mathbf{e}}_z$ e que a velocidade de S' em S é $\omega\hat{\mathbf{e}}_z$.

[1] Se admitirmos que m é invariante

4.1 Corpo em repouso em S'

Neste caso

$$\mathbf{v}|_{S'} = \mathbf{u} = 0$$

e

$$\mathbf{v}|_S = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} = \omega r \left(\hat{\mathbf{e}}_z \times \hat{\mathbf{e}}_r\right) = \omega r \hat{\mathbf{e}}_\theta$$

Nenhuma surpresa! O corpo tem um movimento circular uniforme em S. Como para qualquer movimento circular,

$$\mathbf{F} = -m\omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_r$$

Mas em S' o corpo está em repouso. Logo temos de ter

$$\mathbf{F}' = 0.$$

Ora

$$\begin{aligned} -\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) &= -\omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_z \times \left(\hat{\mathbf{e}}_z \times \hat{\mathbf{e}}_r\right) \\ &= -\omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_z \times \hat{\mathbf{e}}_\theta = -\omega^2 r \left(-\hat{\mathbf{e}}_r\right) \\ &= \omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_r \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} \mathbf{F}' &= \mathbf{F} - m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \\ &= -m\omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_r + m\omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_r = 0 \end{aligned}$$

A força $-m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})$ é radial, dirigida para fora e é conhecida como *força centrífuga.*

4.2 Corpo em repouso em S

Neste caso

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{u} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} = 0 \\ \mathbf{u} &= -\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \end{aligned}$$

e

$$\mathbf{F} = m\, \mathbf{a}|_S = 0$$

Então

$$\begin{aligned} \mathbf{F}' &= \mathbf{F} - 2m \left[\boldsymbol{\omega} \times (-\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})\right] - m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \\ &= \mathbf{F} + m \left[\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})\right] = -m\omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_r \\ &= -m\omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_r \end{aligned}$$

Exactamente o que esperamos, uma vez que em S' o corpo (parado em S) tem um movimento circular.

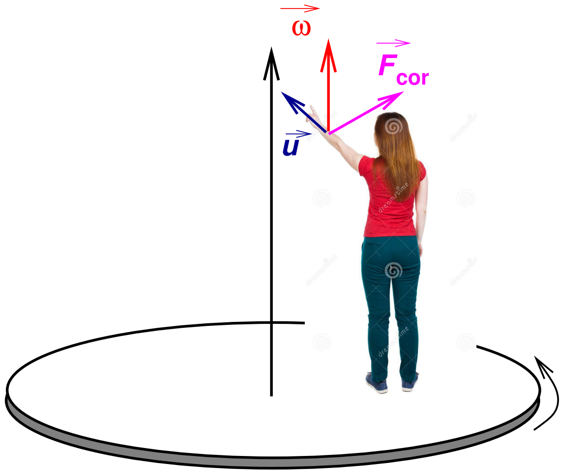

Figura 3: O sentido da força de Coriolis. (de dreamstime.com)

4.3 Corpo em movimento no plano perpendicular a $\boldsymbol{\omega}$.

Consideremos o caso mais geral de um corpo que se move quer em S quer em S' no plano $Oxy = Ox'y'$. As forças inerciais em S' são

$$\mathbf{F}' - \mathbf{F} = -2m(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) - m\left[\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})\right]. \tag{32}$$

Usando coordenadas polares, o segundo termo pode ser calculado

$$\boldsymbol{\omega} = \omega \hat{\mathbf{e}}_z \tag{33}$$

$$\mathbf{r} = r \hat{\mathbf{e}}_r \tag{34}$$

$$\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} = \omega r \left(\hat{\mathbf{e}}_z \times \hat{\mathbf{e}}_r\right) = \omega r \hat{\mathbf{e}}_\theta \tag{35}$$

$$-\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) = -\omega^2 r \left(\hat{\mathbf{e}}_z \times \hat{\mathbf{e}}_\theta\right) = \omega^2 r \hat{\mathbf{e}}_r \tag{36}$$

Uma partícula em S' tem em cada ponto, uma força adicional, de direção radial (dirigida para fora) a que chamamos força centrífuga.

Além deste campo de forças centrífugo (a força só depende da posição da partícula) existe uma outra força inercial que depende da velocidade da partícula. É sempre perpendicular à mesma

$$\mathbf{F}'_{\text{cor}} = -2m(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) = -2m\omega u \left(\hat{\mathbf{e}}_z \times \hat{\mathbf{u}}\right)$$

Se imaginarmos um observador de pé, com a sua vertical ascendente no sentido de $\boldsymbol{\omega}$ a olhar na direção do versor da velocidade $\mathbf{u}$ a força de Coriolis será dirigida para a sua direita e perpendicular a $\boldsymbol{\omega}$ e a $\mathbf{u}$ (Fig. 3).