Gilles Paquet

L'ACCÉLÉRATION DE CORIOLIS

V.1 du 21 novembre 2025

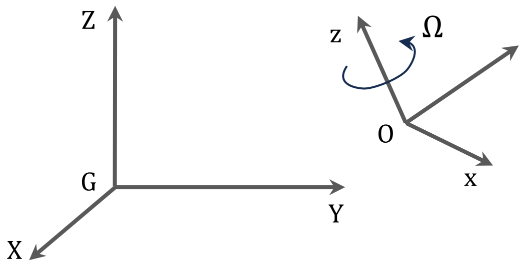
Accélération de Coriolis

Le terme “force de Coriolis” est souvent employé à tort : il est impropre parce que le phénomène qu’il s’agit de modéliser est de nature *cinématique* et non dynamique.

Considérations cinématiques préliminaires

Considérons le repère galiléen $GXYZ$ d’origine G – supposé absolu – dans lequel évolue un repère cartésien relatif $Oxyz$ d’origine O.

Soit $\vec{\Omega}$ le vecteur de rotation instantanée du repère relatif $Oxyz$ dans le repère absolu $GXYZ$.



Soit $\frac{d}{dt}$ l’opérateur dérivée totale première dans le repère absolu $GXYZ$ et soit $\frac{\partial}{\partial t}$ l’opérateur dérivée relative première dans le repère relatif $Oxyz$; dans ces opérateurs, la variable t représente le temps.

L’expression $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \wedge$ correspond à l’*opérateur de dérivation totale* conformément à la formule de Varignon.

Nota : en appliquant cette expression à un vecteur *unitaire* $\overrightarrow{u(t)}$ on obtient la formule de Bour :

$$\frac{d\,\overrightarrow{u(t)}}{dt} = \frac{\partial\,\overrightarrow{u(t)}}{dt} + \vec{\Omega} \wedge \overrightarrow{u[t]}$$

Si on applique formellement l’*opérateur de dérivation* totale à lui-même on obtient l’opérateur dérivée totale *seconde* dans le repère absolu GXYZ :

$$\frac{d^2}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \wedge\right)\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \wedge\right)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} = \frac{\partial^2}{dt^2} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{\Omega} \wedge\right) + \vec{\Omega} \wedge \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \wedge \left(\vec{\Omega} \wedge\right)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \left(\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} \wedge + \vec{\Omega} \wedge \frac{\partial}{\partial t}\right) + \vec{\Omega} \wedge \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \wedge \left(\vec{\Omega} \wedge\right)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} \wedge + 2\vec{\Omega} \wedge \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \wedge \left(\vec{\Omega} \wedge\right)$$

En appliquant l’expression précédente au rayon vecteur $\vec{r}$ du repère relatif $Oxyz$ on obtient :

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{\partial^2\vec{r}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} \wedge \vec{r} + 2\vec{\Omega} \wedge \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + \vec{\Omega} \wedge \left(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}\right)$$

que l’on interprète de la manière suivante : la dérivée totale seconde du rayon vecteur $\vec{r}$ dans le repère absolu, $\frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$, comprend quatre termes : …

(1) l'accélération relative du point M : $\dfrac{\partial^2 \mathrm{r}}{\partial \mathrm{t}^2}$

(2) l'accélération tangentielle : $\dfrac{\partial \vec{\Omega}}{\partial \mathrm{t}} \wedge \vec{\mathrm{r}}$

(3) l'accélération centripète : $\vec{\Omega} \wedge \left(\vec{\Omega} \wedge \vec{\mathrm{r}}\right)$

$\left.\right\}$ $\dfrac{\partial \vec{\Omega}}{\partial \mathrm{t}} \wedge \vec{\mathrm{r}} + \vec{\Omega} \wedge \left(\vec{\Omega} \wedge \vec{\mathrm{r}}\right)$ Accélération d'entraînement

(4) l'accélération de Coriolis : $2\vec{\Omega} \wedge \dfrac{\partial \vec{\mathrm{r}}}{\partial \mathrm{t}}$

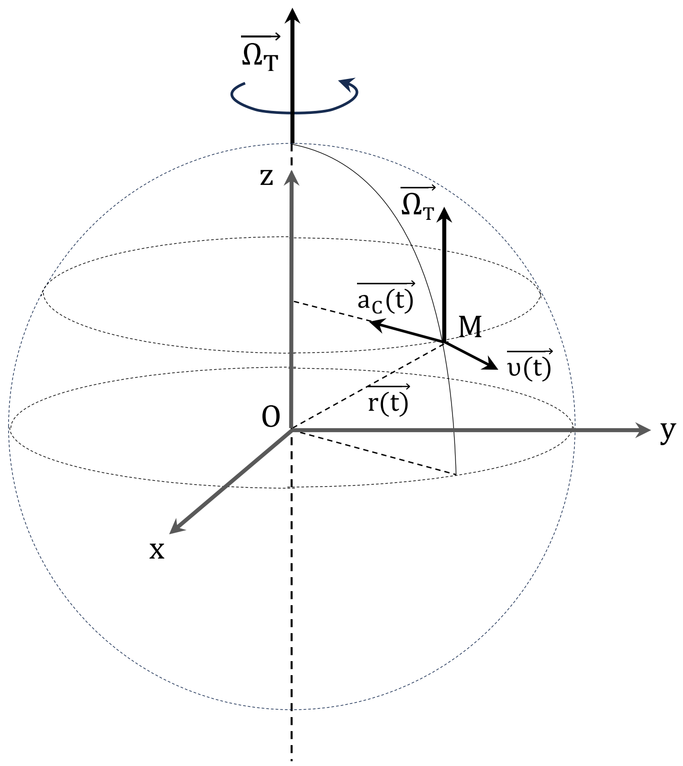
Cas particulier d'un point dans le référentiel terrestre

La vitesse de rotation de la Terre $\overrightarrow{\Omega_T}$ a pour module :

$$\left|\ \overrightarrow{\Omega_T}\ \right| = \frac{2\pi}{1\ jour\ sidéral} = \frac{2\pi}{23\ h\ 56\ m\ 4{,}096\ s} \cong 7{,}292115392.10^{-5}\ rd.s^{-1}$$

Le *jour sidéral* est le temps mis par le point vernal (ou une étoile autre que la Polaire) pour repasser au méridien supérieur d'un lieu (quel s'il soit).

Soit $\overrightarrow{\upsilon(t)} = \dfrac{\partial \mathrm{r(t)}}{\partial \mathrm{t}}$ la vitesse du point M dans le repère relatif Oxyz :



L'accélération de Coriolis appliquée au point M dans le référentiel terrestre s'écrit :

$$\boxed{\overrightarrow{a_C(t)} = 2\,.\,\overrightarrow{\Omega_T} \wedge \overrightarrow{\upsilon(t)}}$$

soit :

$$\left|\ \overrightarrow{a_C(t)}\ \right| = 2\,.\left|\ \overrightarrow{\Omega_T}\ \right|.\left|\ \overrightarrow{\upsilon(t)}\ \right|.\sin\left\{\overrightarrow{\Omega_T}, \overrightarrow{\upsilon(t)}\right\}$$

Notez que l'accélération de Coriolis *ne dépend pas de la latitude* du point M.

L'accélération de Coriolis est nulle dans les deux cas suivants :

1er cas : quand $\overrightarrow{\upsilon(t)} = 0$

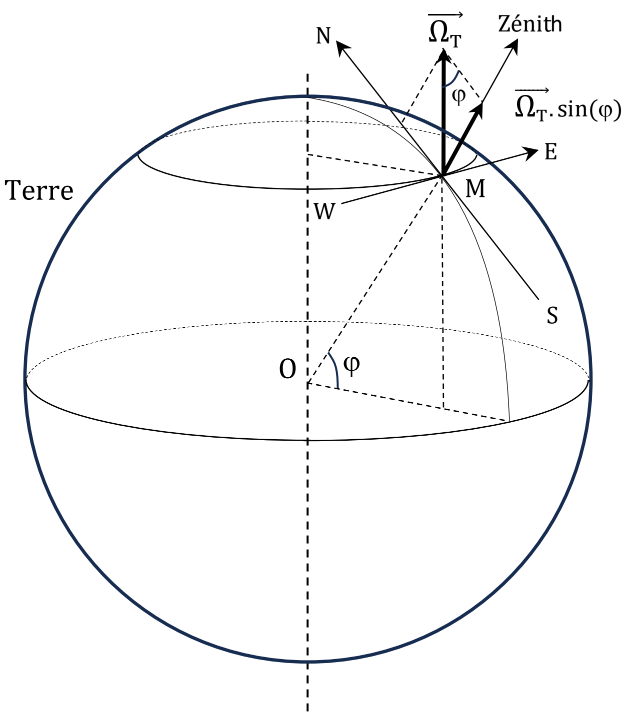
2e cas : quand $\sin\left\{\overrightarrow{\Omega_T}, \overrightarrow{\upsilon(t)}\right\} = 0$ ce qui se produit quand $\overrightarrow{\Omega_T}$ et $\overrightarrow{\upsilon(t)}$ sont colinéaires.

Retenez que ce n'est pas l'accélération de Coriolis qui est la cause du mouvement relatif du point M à la vitesse $\overrightarrow{\upsilon(t)}$ dans le repère terrestre ; c'est l'inverse : le mouvement relatif du point M à la vitesse $\overrightarrow{\upsilon(t)}$ dans le repère terrestre induit l'accélération de Coriolis $\overrightarrow{a_C(t)}$

Si un objet de masse m se trouve au point M à l'instant t il est soumis à une force proportionnelle à sa masse m et à l'accélération de Coriolis $\overrightarrow{a_C(t)}$; cette force s'ajoute vectoriellement aux autres forces auxquelles l'objet est soumis à cet instant t, notamment les forces gravitationnelles.

Accélération de Coriolis dans un repère local

Soit le point M situé sur la Terre à la latitude φ ; soit le repère MEN tangent à la Terre en M ; son axe des abscisses est orienté d'ouest vers l'est ; son axe des ordonnées du sud vers le nord : le troisième axe pointe vers le zénith.



L'accélération de Coriolis du point M dans le repère MEN est donné par :

$$\boxed{\overrightarrow{a_C(t)} = 2\,.\overrightarrow{\Omega_T}.\sin(\varphi) \wedge \overrightarrow{\upsilon(t)}}$$

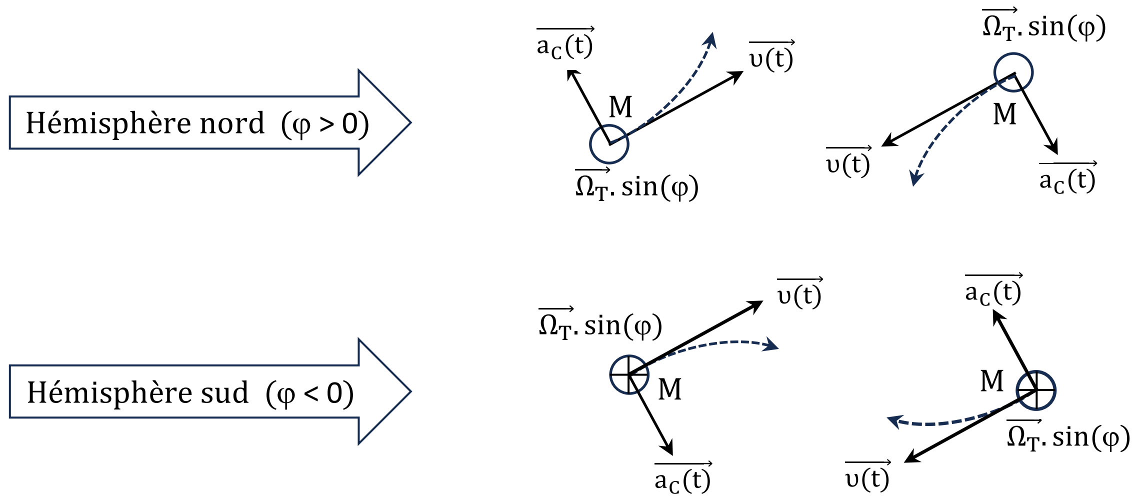
où $\overrightarrow{\upsilon(t)}$ est la vitesse instantanée de M dans le *repère mobile* défini à la page précédente ; notez que le vecteur $\overrightarrow{\upsilon(t)}$ est dans le plan MEN.

Quand M est sur l'*équateur*, $\varphi = 0$ et : $\overrightarrow{a_C(t) = 0}$

Quand M est au *pôle boréal*, $\varphi = \frac{\pi}{2}$ et $\overrightarrow{a_C(t)} = 2\,.\overrightarrow{\Omega_T}.\wedge\overrightarrow{\upsilon(t)}$

Quand M est au *pôle austral*, $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ et $\overrightarrow{a_C(t)} = -\,2\,.\overrightarrow{\Omega_T}.\wedge\overrightarrow{\upsilon(t)}$

Page suivante vous trouverez la représentation graphique de l'accélération de Coriolis dans le plan tangent au point M dans quatre cas différents, deux dans l'hémisphère nord $(\varphi > 0)$ et deux dans l'hémisphère sud $(\varphi < 0)$:

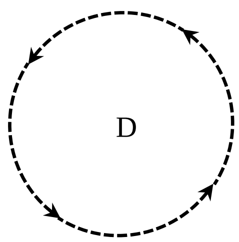


Circulation du vent dans les dépressions atmosphériques

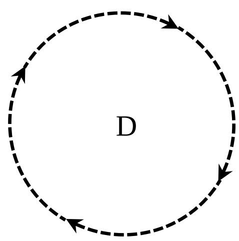
Le vent circule dans le sens des pressions atmosphériques les plus fortes vers les pressions les plus faibles (dépression) et sa vitesse est d'autant plus forte que le gradient de pression est important.

Les explications précédentes suffisent pour faire comprendre que *dans les dépressions* D *atmosphériques* le vent circule :

- dans le *sens rétrograde* (sens inverse des aiguilles d'une montre) dans l'*hémisphère nord* :

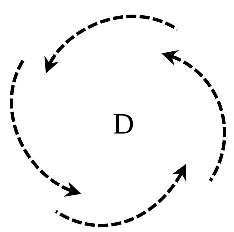


- dans le *sens direct* (sens des aiguilles d'une montre) dans l'*hémisphère sud* :



Si la vitesse du vent augmente (parce que la dépression se creuse) on aura :

Hémisphère nord



Hémisphère sud