

Le vent à l'échelle des prévisions météorologiques nationales

L'air qui constitue l'atmosphère terrestre est concentré dans une couche d'une dizaine de kilomètres d'épaisseur au-dessus du sol : la troposphère.

On considère cet air comme un fluide constitué de domaines élémentaires dont les dimensions horizontales sont en France de quelques dizaines de kilomètres et les dimensions verticales d'une dizaine de mètres.

La première partie de ce problème présente différents modèles d'équilibre de l'atmosphère. La deuxième partie décrit les mouvements horizontaux et verticaux de cette atmosphère à grande échelle et présente le modèle dit du *vent géostrophique*. Enfin, on étudie dans la troisième partie les écarts entre ce modèle et le vent réel.

Dans tout le problème, l'air sera considéré comme un gaz parfait.

Vitesse horizontale du vent	V_h	10 m s^{-1}
Vitesse verticale du vent	V_z	10^{-2} m s^{-1}
Échelle de temps des mouvements verticaux et horizontaux	τ	10^5 s
Échelle des gradients horizontaux de pression	$\ \vec{\nabla}_h(P)\ $	$10^{-3} \text{ Pa m}^{-1}$

→ Le vent met le temps τ à acquies V_z et V_p .

Données numériques

Constante des gaz parfaits	$R = 8,3 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Pression atmosphérique au niveau de la mer	$P_0 = 10^5 \text{ Pa}$
Masse molaire de l'air	$M_a = 29 \text{ g mol}^{-1}$
Rayon de la Terre	$r_T = 6,4 \times 10^3 \text{ km}$
Accélération de la pesanteur en France	$g = 9,8 \text{ m s}^{-2}$
Latitude typique de la France	$\varphi = 45^\circ$

I - Modèles d'équilibre de l'atmosphère

On considère de l'air en équilibre dans le référentiel terrestre R . Chaque élément de ce fluide est donc en équilibre sous l'action des forces extérieures à cet élément, qui sont de deux types : les forces de pression et la force due au champ de pesanteur.

1. L'air étant considéré comme un gaz parfait, calculer sa masse volumique $\rho_0 = \rho(P_0, T_0)$ dans les conditions normales de température $T_0 = 273 \text{ K}$ et de pression $P = P_0$.

2. On choisit dans R un repère orthonormé de vecteurs unitaires $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$, dont l'origine O est située à la surface de la terre et où \vec{e}_z est dirigé vers les altitudes croissantes ; l'état de l'atmosphère est caractérisé par les champs de pression $P(x, y, z)$ et de température $T(x, y, z)$.

a) Écrire la condition d'équilibre *mécanique* de l'air soumis aux forces de pression et au champ de pesanteur $\vec{g} = -g\vec{e}_z$ supposé localement *uniforme*.

b) En déduire que P ne dépend que de z et établir l'équation différentielle permettant de déterminer $P(z)$ en fonction de M_a, P, g, T et de la constante des gaz parfaits R .

3. On considère dans un premier temps l'atmosphère en équilibre isotherme.

a) Montrer que la pression varie avec l'altitude z selon une loi du type :

$$P(z) = P_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right)$$

où H est une longueur nommée *hauteur d'échelle* de l'atmosphère que l'on explicitera en fonction de M_a, R, g et T . Calculer la hauteur d'échelle H_0 de l'atmosphère isotherme à $T_0 = 273 \text{ K}$.

b) L'hypothèse d'une température uniforme est-elle juste ?
Sur la hauteur H_0

4. On considère maintenant l'atmosphère en équilibre adiabatique caractérisé à toute altitude par la relation $P = K\rho^\gamma$ où K est une constante et $\gamma = \frac{C_p}{C_v} \approx 1,4$ est le rapport des capacités thermiques à pression et volume constants des gaz parfaits diatomiques.

a) Montrer que dans ce modèle $P(z)$ et $T(z)$ vérifient les relations suivantes : ($\hat{a} z=0$ ou $a P_0$)
 T_0

$$P(z) = P_0 \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{z}{H_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad T(z) = T_0 \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{z}{H_0} \right)$$

b) Calculer numériquement le gradient vertical de température en K km^{-1} correspondant à ce modèle d'atmosphère en équilibre adiabatique.

c) Représenter graphiquement les allures des variations de la pression et de son gradient en fonction de l'altitude.

d) Calculer numériquement ce gradient de pression pour $z = 0, 2500$ et 5000 m.

e) À partir des gradients de pression trouvés, donner un ordre de grandeur de l'échelle de la dimension verticale L_z sur laquelle la pression varie de 100 Pa.

f) Exprimer le rapport des masses volumiques de l'air $\rho(P, T)/\rho(P_0, T_0)$ en fonction de z, H_0 et γ . Calculer ρ à 2500 m d'altitude.

II - Dynamique des mouvements atmosphériques à l'échelle synoptique : le vent géostrophique

1. La Figure 1 représente les lignes isobares, cotées en hPa et tracées de 2 hPa, au niveau de la mer en Europe de l'Ouest, le 23 janvier 2002 à 0 h.

a) Déterminer sur cette carte de pression la valeur du gradient de pression horizontal à Bordeaux. Comparer à la donnée de la Table 1. Dorénavant, la valeur du gradient horizontal de pression utilisée dans les applications numériques sera celle donnée par cette Table 1. *L'estuaire de la Gironde fait une centaine de kilomètres.*

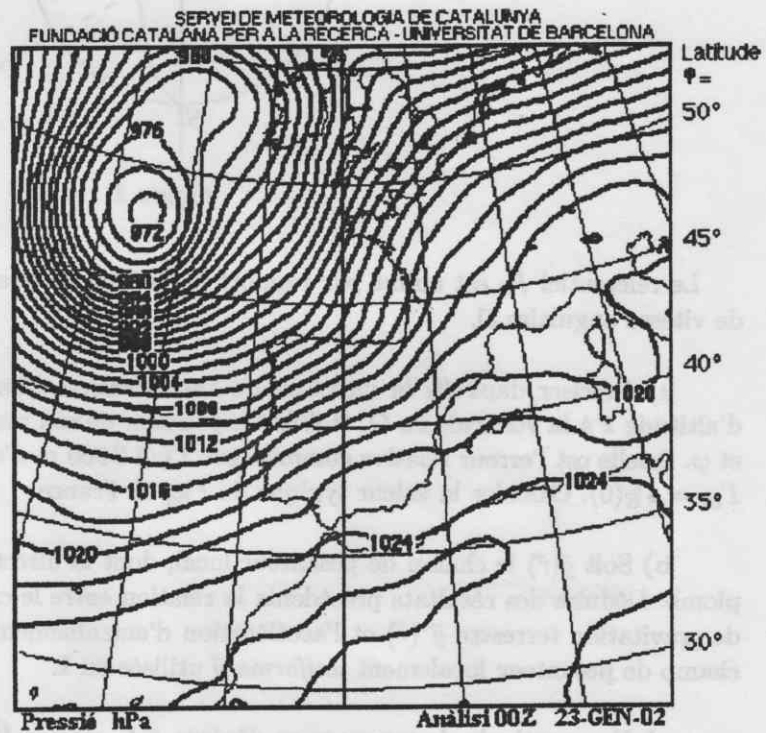


Figure 1

b) Sachant qu'on attribue habituellement aux domaines élémentaires des dimensions horizontales L_h telles que la pression horizontale varie en moyenne de 100 Pa, déterminer un ordre de grandeur de L_h .

Dans la suite du problème, nous nous placerons à cette échelle.

2.a) Donner l'expression du champ de gravitation terrestre $\vec{g}^*(\vec{r})$ en un point repéré par \vec{r} par rapport au centre de la Terre, assimilée à une sphère homogène de masse M_T . On désignera par G la constante de gravitation universelle. (pour $r \geq R_T$)

b) Établir l'expression donnant la variation avec l'altitude z du module $g^*(z) = \|\vec{g}^*\|$ en fonction du rapport $\frac{z}{r_T}$ et de $g^*(0)$. Quelle est l'erreur relative commise à 2500 m d'altitude si l'on remplace $g^*(z)$ par $g_0^* = g^*(0)$. Conclure.

3. Soit R_0 le référentiel barycentrique terrestre, géocentrique, que l'on considérera comme galiléen, et soit R_ℓ le référentiel terrestre local, dont l'origine O a pour latitude φ (Figure 2). On choisit Ox tangent au parallèle passant par O et dirigé vers l'Est, Oy tangent au méridien passant par O et dirigé vers le Nord.

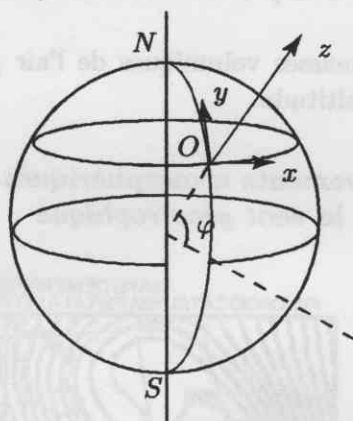


Figure 2

Le référentiel R_ℓ est animé par rapport à R_0 d'un mouvement de rotation diurne uniforme de vitesse angulaire $\vec{\omega}$.

a) Préciser dans R_ℓ la direction de l'accélération d'entraînement $\vec{\Gamma}_E(\vec{r})$. Pour un point d'altitude z à la verticale de O , établir l'expression de son module $\Gamma_E(z)$ en fonction de ω, z, r_T et φ . Quelle est l'erreur relative commise sur Γ_E à 2500 m d'altitude si l'on remplace $\Gamma_E(z)$ par $\Gamma_{E_0} = \Gamma_E(0)$. Calculer la valeur typique de Γ_{E_0} en France.

b) Soit $\vec{g}(\vec{r})$ le champ de pesanteur local, dont la direction est donnée par celle d'un fil à plomb. Donner la relation entre le champ de pesanteur $\vec{g}(\vec{r})$, le champ de gravitation terrestre $\vec{g}^*(\vec{r})$ et l'accélération d'entraînement $\vec{\Gamma}_E(\vec{r})$. Justifier l'hypothèse d'un champ de pesanteur localement uniforme \vec{g} utilisée en I.

c) Une particule de masse m se déplace à la vitesse \vec{V} dans R_ℓ . Donner l'expression de l'accélération de Coriolis $\vec{\Gamma}_C$ correspondante en fonction de \vec{V} et $\vec{\omega}$. Exprimer la force d'inertie de Coriolis \vec{F}_C dans $Oxyz$ en fonction de m, ω , de la latitude φ et des composantes (V_x, V_y, V_z) de \vec{V} .

4. Sur l'air atmosphérique en mouvement s'exercent les forces de pesanteur, d'inertie de Coriolis et de gradient de pression; écrire l'équation vectorielle du mouvement d'un domaine particulière; en déduire les trois équations donnant les coordonnées de l'accélération totale $\vec{r} = \vec{v}$ dans $Oxyz$.

5. On se propose tout d'abord d'étudier les *mouvements verticaux de l'air* dans le cadre du modèle d'atmosphère en équilibre adiabatique.

a) Évaluer les ordres de grandeur des différents termes situés dans le second membre de l'équation du mouvement vertical, en utilisant les résultats trouvés à la question I.4.d) lorsqu'on se place à 2500 m d'altitude, pour une latitude $\varphi = 45^\circ$ et un vent de l'ordre de 10 m s^{-1} . Que peut-on en déduire sur l'importance de la composante verticale de la force d'inertie de Coriolis?

cà d
vitesses
d'ascension

b) Les observations montrent qu'en dehors de très brèves périodes d'adaptation aux perturbations verticales, les ascendances ou descendances sont particulièrement stables dans le temps. Que peut-on en conclure concernant l'amplitude de l'accélération verticale? À partir des données de la Table 1, estimer l'ordre de grandeur de l'accélération verticale. En effectuant alors les simplifications légitimes, à quoi se réduit l'équation du mouvement vertical de l'air? Conclure quant aux résultats de la partie I.

6. On étudie maintenant les *mouvements horizontaux de l'air* en se plaçant à 2500 m d'altitude.

a) En comparant V_h et V_z de la Table 1, simplifier les équations du mouvement horizontal. On définit le paramètre de Coriolis k par $k = 2\omega \sin \varphi$: quelles sont ses valeurs numériques respectives à des latitudes de 45° dans les hémisphères Nord et Sud.

on négligera
le terme le
plus faible

b) On définit la vitesse relative horizontale par $\vec{V}_h = V_x \vec{e}_x + V_y \vec{e}_y$. Montrer que la force de Coriolis horizontale par unité de masse peut s'exprimer sous la forme: $\vec{f}_{Ch} = -k(\vec{e}_z \wedge \vec{V}_h)$. Que peut-on en conclure sur l'orientation du vecteur \vec{f}_{Ch} par rapport au vecteur \vec{V}_h dans les hémisphères Nord et Sud?

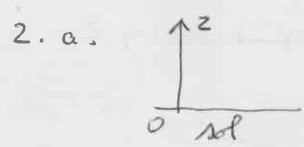
1. GP: $pV = nRT$

Def: $p = \frac{m}{V}$

masse molaire: $M = \frac{m}{n}$

$$\Rightarrow p = \frac{p_0 \Pi}{RT}$$

avec: $p_0 = \frac{p_0 \Pi}{RT_0} = \frac{10^5 \times 29 \times 10^{-3}}{8,3 \times 273} = 1,3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$



hydrostatique des fluides: $dy = -\rho g dz$

b. $\Rightarrow dy = -\frac{p_0 \Pi g}{RT_0} dz$ avec T dépendant de z \rightarrow solution $f(z)$

3. a. hyp: T constante = $T_0 \rightarrow \frac{dy}{f} = -\frac{\Pi g}{RT_0} dz \rightarrow \ln \frac{f}{f_0} = -\frac{\Pi g}{RT_0} z \rightarrow f = f_0 e^{-\frac{z}{H}}$

où $H = \frac{RT_0}{\Pi g} = \frac{8,3 \times 273}{29 \times 10^{-3} \times 9,8} = 8,10^3 \text{ m}$

b. Sur une hauteur de 8000 m la t° varie.

4. a. hyp: $f = K p^\gamma \rightarrow dy = -\left(\frac{f}{K}\right)^{\frac{1}{\gamma}} g dz \rightarrow \frac{dy}{f^{\frac{1}{\gamma}}} = -\frac{1}{K^{\frac{1}{\gamma}}} g dz$

$\rightarrow \frac{1}{-\frac{1}{\gamma} + 1} \Big|_0^z = -\frac{1}{K^{\frac{1}{\gamma}}} g z \rightarrow f^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - f_0^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = -\frac{(\gamma-1)g}{\gamma K^{\frac{1}{\gamma}}} z$

$\rightarrow f = f_0 \left[1 - \frac{z}{\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{K^{\frac{1}{\gamma}}}{g}} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$

$\rightarrow f = f_0 \left(1 - \frac{z}{\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{K^{\frac{1}{\gamma}}}{g}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$

$$f = f_0 \left(1 - \frac{z}{\frac{\gamma-1}{\gamma} H_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

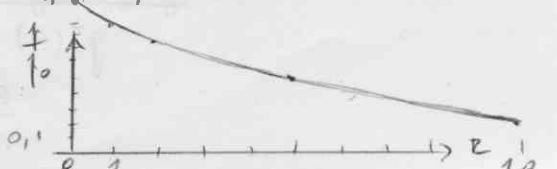
K? $f_0 = K p_0^\gamma$
 $p_0 = \frac{p_0 \Pi_0}{RT_0} \Rightarrow K = \frac{f_0}{p_0^\gamma} = f_0^{\frac{1}{\gamma}} \frac{RT_0}{p_0 \Pi_0} = f_0^{\frac{1}{\gamma}} \cdot H_0 g$

$f = K p^\gamma$
 $p = \frac{f \Pi}{RT} \Rightarrow f = K' T^{-\gamma} \Rightarrow \left(\frac{f}{f_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^\gamma \Rightarrow T = T_0 \left(\frac{f}{f_0}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$

d'au $T = T_0 \left(1 - \frac{z}{\frac{\gamma-1}{\gamma} H_0} \right)$

b. Le gradient de t° est $\frac{dT}{dz} = -\frac{T_0(\gamma-1)}{\gamma H_0} = -\frac{273(1,4-1)}{1,4 \times 8000} = -9,8 \text{ K km}^{-1}$

$\frac{z}{\text{km}}$	0	1	2	5	10
$\frac{f}{f_0}$	1	0,88	0,77	0,50	0,21



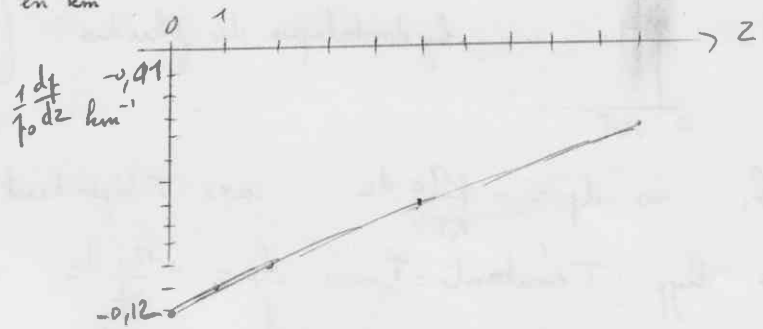
gradient de pression: $\frac{1}{p_0} \frac{dp}{dz} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(1 - \frac{z}{\gamma H_0}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}-1} \times \left(-\frac{\gamma-1}{\gamma H_0}\right)$ (2)

$$\frac{1}{p_0} \frac{dp}{dz} = -\frac{1}{H_0} \left(1 - \frac{z}{\gamma H_0}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

z	0	1	2	5	10
$\frac{1}{p_0} \frac{dp}{dz}$ en km ⁻¹	-0,12	-0,11	-0,10	-0,076	-0,041

I.4.d ↘

z m	$\frac{1}{p_0} \frac{dp}{dz}$	$\frac{dp}{dz}$
0	-0,12 km ⁻¹	-12 Pa.m ⁻¹
2500	-0,09 km ⁻¹	-9,9 Pa.m ⁻¹
5000	-0,076 km ⁻¹	-7,6 Pa.m ⁻¹



I.4.e

variation de $\approx -10 \text{ Pa/m}$ entre $z=0$ et $z=5000 \text{ m}$
 pour obtenir $\Delta P = 100 \text{ Pa}$, il faut $\Delta z = 10 \text{ m}$

la pression varie grosso-modo de $\approx 100 \text{ Pa}$ sur 10 m
 cela correspond à ce qu'on trouve (10 m) pour l'atmosphère ISOT.

I.4.f.

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(1 - \frac{z}{\gamma H_0}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

$p = \rho R T$

AN: $p = 1,3 \left(1 - \frac{2500}{\frac{1,4}{0,9} \times 8000}\right)^{\frac{1}{0,4}} = \frac{1,0 \text{ kg.m}^{-3}}{\text{à } 2500 \text{ m}}$

II.1.a. Au no de Bordeaux, l'estuaire de la Gironde est coupé aux extrémités par 2 isobares consécutives.

$$\rightarrow \frac{dp}{dL_{\text{horizontal}}} \approx \frac{2 \times 100}{100 \times 10^3} \approx 2 \times 10^{-3} \text{ Pa.m}^{-1}$$

on lit sur la table 1 $\|\vec{\nabla}_R(p)\| = 10^{-3} \text{ Pa.m}^{-1}$ sous notre latitude
 on accepte, l'ordre de grandeur est semblable.

b. on prend (énoncé) $\|\vec{\nabla}_R(p)\| = 10^{-3} \text{ Pa.m}^{-1}$

$$\|\vec{\nabla}_R(p)\| = \frac{\Delta p}{L_R} \rightarrow L_R = \frac{\Delta p}{\|\vec{\nabla}_R(p)\|} = \frac{100}{10^{-3}} = 100 \text{ km}$$

2.a. Sym. révol sph $\Rightarrow \vec{g}^*(\vec{r}) = g_r^*(r) \vec{e}_r$
 Th. Gauss pour $r \geq R_T \Rightarrow \vec{g}^*(\vec{r}) = -\frac{\rho R_T}{r^2} \vec{e}_r$

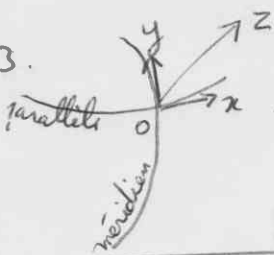
rq: g^* représente le champ de gravitation pur (sans effet d'entraînement)

b. $\rightarrow \left[g^*(z) = +\frac{\rho R_T}{\left(\frac{R_T}{1} + z\right)^2} = g^*(0) \frac{1}{\left(1 + \frac{z}{R_T}\right)^2} \right]$

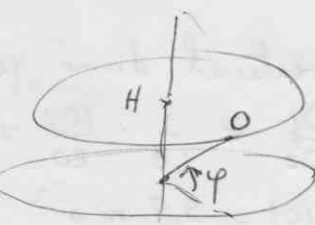
AN $\frac{g^*(z) - g^*(0)}{g^*(0)} = \left(1 + \frac{z}{R_T}\right)^{-2} - 1 \approx -\frac{2z}{R_T} = -\frac{2 \times 2500}{6400 \times 10^3} = 0,08 \%$

Erreur négligeable : on ne tiendra pas compte de la variation de g sur cette hauteur ($\approx 5000 \text{ m}$)

II.3.



a. $\vec{\Gamma}_E(\vec{r})$ centripète
dirigé de O vers H
H centre du parallèle



(3)

$$\|\vec{\Gamma}_E(z)\| = + (r_T + z) \cos \varphi \omega^2$$

erreur $\frac{\Gamma_E(2500) - \Gamma_E(0)}{\Gamma_E(0)} = \frac{(r_T + z) - r_T}{r_T} = \frac{z}{r_T} = \frac{2500}{6400 \times 10^3} = 0,39 \cdot 10^{-3} \ll 1$

$$\Gamma_{E0} = r_T \cos \varphi \omega^2 = 6400 \times 10^3 \times \cos 45^\circ \left(\frac{2\pi}{24 \times 3600} \right)^2 = 0,024 \text{ m.s}^{-2} \ll g_0$$

(approximé)

II.3. b. La définition du champ de pesanteur est que ^{la force} \vec{g} contient le terme de gravitation pure et le terme d'inertie d'entraînement

Δ signifie $-m(\vec{g}(\vec{r})) \stackrel{v}{=} m\vec{g}^*(\vec{r}) + m\vec{\Gamma}_E(\vec{r})$

$$\rightarrow \vec{g}(\vec{r}) = \vec{g}^*(\vec{r}) - \vec{\Gamma}_E(\vec{r})$$

Si on veut le montrer, partez de l'équil relatif du fil à pl

$$m\vec{g}^* + \vec{F}_c + \vec{T} = \vec{0} \Rightarrow \vec{g} = \vec{g}^* - \vec{\Gamma}_E$$

On a vu $\|\vec{\Gamma}_E\| \ll \|\vec{g}^*(\vec{r})\|$ sur 5000m $\Rightarrow \|\vec{g}\|$ localement uniforme
• et $\|\vec{g}^*\| \approx \text{cte}$

c. $\vec{\Gamma}_c = +2\vec{\omega} \wedge \vec{v}$ et $\vec{F}_c = -m\vec{\Gamma}_c = -2m\vec{\omega} \wedge \vec{v} = -2m(\omega \sin \varphi \vec{e}_y + \omega \cos \varphi \vec{e}_z) \wedge (v_x \vec{e}_x + v_y \vec{e}_y + v_z \vec{e}_z)$

$$\vec{\omega} = \omega \sin \varphi \vec{e}_y + \omega \cos \varphi \vec{e}_z$$

$$\vec{v} = v_x \vec{e}_x + v_y \vec{e}_y + v_z \vec{e}_z$$

$$\rightarrow \vec{F}_c = -2m\omega (v_y \cos \varphi - v_z \sin \varphi) \vec{e}_x - 2m\omega v_x \sin \varphi \vec{e}_y + 2m\omega v_x \cos \varphi \vec{e}_z$$

II.4. Soit m la masse du domaine particulière d'air
T.C.I dans R_f : $m\vec{\Gamma} = \vec{F}_{pressantes} + \vec{P} + \vec{F}_k + \vec{F}_c$ (\vec{F}_c contenue ds \vec{P})

• analogie hydrostatique $\uparrow \downarrow (1+d)\rho$ $\vec{F}_{pressantes} = -S dz \vec{e}_z = -\rho^* m dz \vec{e}_z$
 $m = \rho S dz$

• Euler $\rho \vec{v} = \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\rho \text{grad} \uparrow + \rho \vec{g} - \rho \vec{F}_c$
on remplace $\frac{dz}{dz} \vec{e}_z$ par $\text{grad} \uparrow$

c'est bien l'accélération totale dont il s'agit puisqu'on utilise la table 1 pour obtenir des odg

$$\rightarrow m\vec{\Gamma} = -\frac{m}{\rho} \text{grad} \uparrow + m\vec{g} - 2m\omega (v_y \cos \varphi - v_z \sin \varphi) \vec{e}_x - 2m\omega v_x \sin \varphi \vec{e}_y + 2m\omega v_x \cos \varphi \vec{e}_z$$

d'accélération du vent
c'est qu'on ne regarde pas en 1 pt mais on regarde le vent particule

Simplifier par m et projeter sur les 3 axes :

$$v_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \uparrow}{\partial x} - 2\omega (v_y \cos \varphi - v_z \sin \varphi) \quad (1)$$

$$v_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \uparrow}{\partial y} - 2\omega v_x \sin \varphi \quad (2)$$

$$v_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \uparrow}{\partial z} - g(0) + 2\omega v_x \cos \varphi \quad (3)$$

II 5. a. Plot vertical donné par \dot{V}_z

f I4.d. $\frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial z} \approx \frac{1}{1,0} \times 9,9 = 9,9 \text{ m.s}^{-2}$ } comparables

$g(0) = 9,8 \text{ m.s}^{-2}$

$2\omega V_z \cos \varphi = 2 \times \frac{2\pi}{24 \times 3600} \times 10 \cos 45^\circ = 0,0010$ négligeable

Conclusion : la force de Coriolis est négligeable / pds ou aux forces pressantes (la composante verticale)

b. Table 1 : $\frac{\Gamma}{z} \sim \frac{V_z}{r} \sim \frac{10^{-2}}{10^5} \sim 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ très grande stabilité de la vitesse verticale du vent.

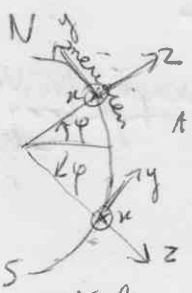
on peut donc négliger Γ , c'ad \dot{V}_z ds l'éqⁿ (3)

d'ai $0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial z} - g(0)$ soit $df = -\rho g(0) dz$ utilisée ds I c'ad éqⁿ de l'hydrostatique

Les résultats de l'hydrostatique sont valables concernant la dépendance verticale des grandeurs physiques

6. a. Table 1 : $V_R \gg V_z$ on va pouvoir négliger le terme qui fait apparaître V_z

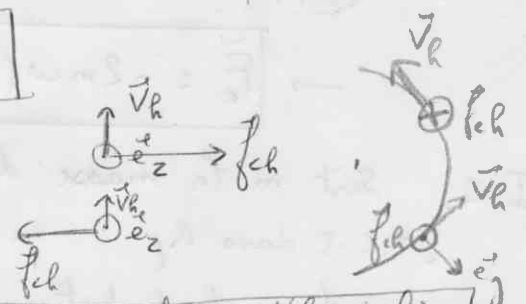
(1) $\begin{cases} \dot{V}_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial x} + 2\omega V_y \sin \varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial x} + k V_y \\ \dot{V}_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial y} - 2\omega V_x \sin \varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial y} - k V_x \end{cases}$ décrit \vec{F}_c (à m près)



AN $k = 2\omega \sin \varphi = 2 \times \frac{2\pi}{24 \times 3600} \sin 45 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ hémisphère Nord
 $= -10^{-4} \text{ s}^{-1}$ hémisphère Sud

6. b. $\vec{f}_{ch} = mk(V_y \vec{e}_x - V_x \vec{e}_y) = -mk \vec{e}_z \wedge \vec{V}_R$ car $\vec{e}_z \wedge \vec{V}_R = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} V_x & V_y \\ V_x & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -V_y \\ V_x & 0 \end{vmatrix}$
 par unité de masse $m=1$: $\vec{f}_{ch} = -k \vec{e}_z \wedge \vec{V}_R$

- Hémisphère Nord $k = 2\omega \sin \varphi > 0$
- Hémisphère sud $k = < 0$



La force de Coriolis change de sens quand on change d'hémisphère (composante horizontale)

En particulier si \vec{V}_R va le long du méridien du S vers Nord f_{ch} vers Est (hémis Nord) ouest (Sud)