Plan de l’intervention

1. Portraits d’atmosphère
2. Les lois physiques qui régissent les mouvements atmosphériques
3. Les perturbations des moyennes latitudes
4. La convection

Les lois physiques qui régissent les mouvements atmosphériques

- Les équations primitives

- Les équilibres de grande échelle

Les équations primitives

- Trois lois fondamentales de la mécanique classique pour un corps isolé :

1. Conservation de la masse

2. Conservation de la quantité de mouvement

3. Conservation de l’énergie

L'équation de continuité

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\, div\vec{V} = 0$$

ou

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + div\left(\rho\vec{V}\right) = 0$$

Conservation de la masse

Les équations primitives

Loi d'état (celle des gaz parfaits pour l'atmosphère)

$$PV = n\,R^{*}\,T$$

avec $R^* = 8{,}314 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$

ou encore

$$P = \rho\,R\,T$$

Les équations primitives

Thermodynamique (premier principe)

$$dU(T) = \delta W + \delta Q$$

La variation d'énergie interne de la particule par unité de temps est égale à la somme de la puissance totale des forces extérieures s'appliquant sur la particule et de la chaleur échangée par unité de temps avec l'extérieur

Dans le cas d'une transformation adiabatique : $$\frac{D(c_p T)}{Dt} = \frac{1}{\rho}\frac{Dp}{Dt}$$

On peut déduire que, dans le cas d'une **transformation adiabatique** :

$$\left(\frac{T}{p^{R/c_p}}\right)_{adiab} = constante$$

Les équations primitives

Représentation graphique d'une évolution adiabatique

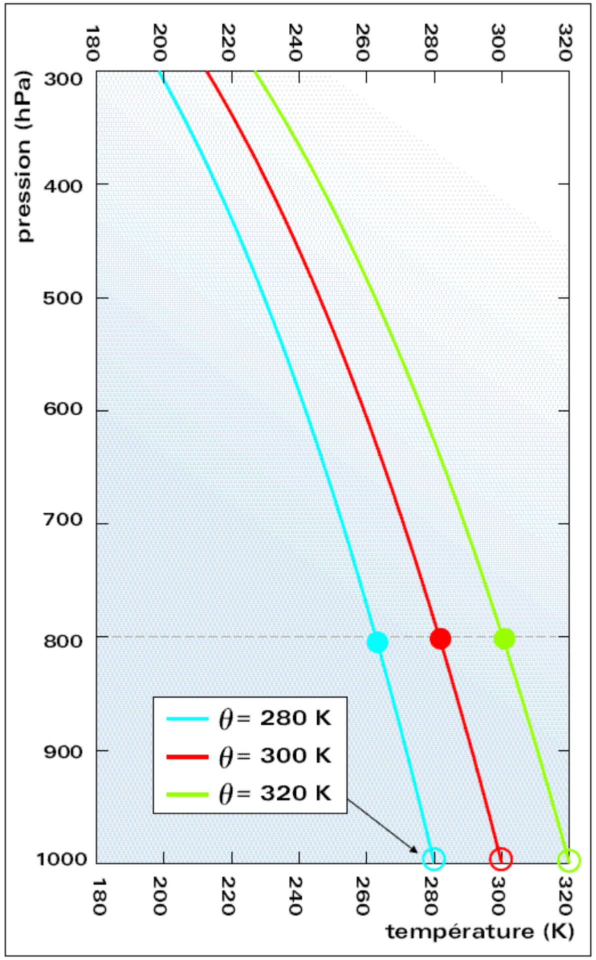


Figure de Malardel, 2005

$$\theta = T\left(\frac{p_o}{p}\right)^{R/c_p}$$

La température potentielle de chacune est la température obtenue si la particule atteint une pression de 1000 hPa en suivant la courbe de sa couleur

Les équations primitives

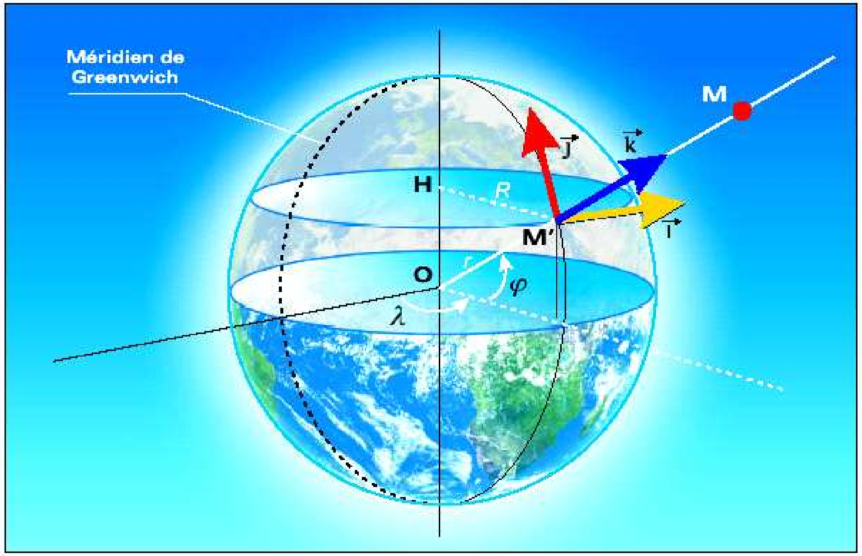
Les équations de base régissant les fluides géophysiques sont :

L'équation du mouvement

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{g} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P - 2\vec{\Omega}\times\vec{V} + \vec{F}_r$$

Les équations primitives

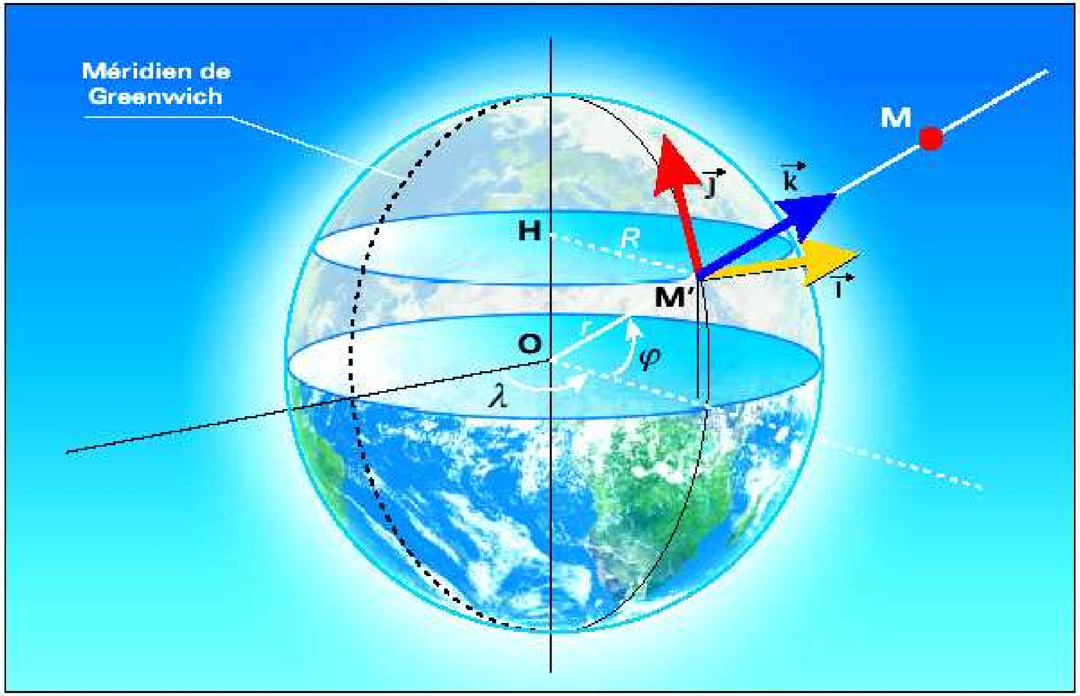
L'équation du mouvement dans le repère local



Extrait de [Malardel, 2005]

On transforme habituellement l'équation vectorielle du mouvement en un jeu de trois équations scalaires pour les composantes de la vitesse, en utilisant le repère local.

Les équations primitives



Extrait de [Malardel, 2005]

- M repéré par

1. sa longitude λ
2. sa latitude φ
3. son altitude z,

avec $r = z + a$

(r = distance au centre de la Terre

a = rayon de la Terre.)

- On associe au point M' de la surface terrestre à la verticale de M trois vecteurs unitaires respectivement orientés vers l'est, le nord et le haut. On définit ainsi le repère local du point M.

Les équations primitives

Les équations du mouvement sont décomposées dans le repère local de la particule :

$$\left|\begin{aligned}
\frac{du}{dt}-\frac{uvtg(\phi)}{r}+\frac{u\,w}{r} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}-2\Omega\cos(\phi)w+2\Omega\sin(\phi)v+F_{rx}\\
\frac{dv}{dt}+\frac{u^2tg(\phi)}{r}+\frac{v\,w}{r} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y}-2\Omega\sin(\phi)u+F_{ry}\\
\frac{dw}{dt}-\frac{u^2+v^2}{r} &= -g-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z}+2\Omega\cos(\phi)u+F_{rz}
\end{aligned}\right.$$

courbure | gravité | Force de pression | Coriolis | frottements

Les équations primitives

Le système de Navier-Stokes se compose des trois équations du mouvement ci-avant, et des équations :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \, \mathrm{div}(\vec{V}) = 0$$

$$P = \rho R T$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{R}{c_P} \cdot \frac{T}{P} \cdot \frac{dP}{dt} + \frac{1}{c_p} \dot{Q}$$

En supposant connus les différents termes intervenants dans le chauffage diabatique Q ainsi que ceux relatifs aux frottements F, on obtient un système de six équations à six inconnues.

Les équations primitives

Les équations de base sont complètes, mais **complexes à traiter.**

On les simplifie habituellement, après analyse de l'ordre de grandeur des divers termes des équations, compte tenu des échelles que l'on désire traiter.

Les équations primitives

L'approximation de la pellicule mince

On simplifie le système d'équations précédent en remplaçant r par une constante a égale au rayon moyen de la Terre.

$$
\left|
\begin{aligned}
\frac{du}{dt} - \frac{uvtg(\phi)}{a} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + 2\Omega\sin(\phi)v + F_{rx} \\
\frac{dv}{dt} + \frac{u^2tg(\phi)}{a} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y} - 2\Omega\sin(\phi)u + F_{ry} \\
\frac{dw}{dt} &= -g - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} + F_{rz}
\end{aligned}
\right.
$$

On remarque que les contraintes de conservation de moment cinétique et d'énergie cinétique conduisent à une écriture réduite du système.

Les équations primitives

L'approximation hydrostatique

Elle consiste à négliger le terme d'accélération verticale dans l'équation du mouvement vertical : on considère que le poids et la résultante verticale de la force de pression s'équilibrent.

$$\underbrace{0}_{\text{Accélération}} = \underbrace{-g}_{\text{poids}} \underbrace{-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z}}_{\text{Force de pression}}$$

Les équations primitives

Le système d'équations primitives, qu'on obtient avec ces approximations, s'écrit :

$$
\left\{
\begin{aligned}
&\frac{du}{dt} - \frac{uv\,tg(\phi)}{a} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + 2\Omega\sin(\phi)v + F_{rx} \\
&\frac{dv}{dt} + \frac{u^2\,tg(\phi)}{a} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y} - 2\Omega\sin(\phi)u + F_{ry} \\
&\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \\
&c_p\frac{dT}{dt} = \frac{RT}{P}\frac{dP}{dt} + \frac{dQ}{dt} \\
&\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -div\vec{V} \\
&P = \rho RT
\end{aligned}
\right.
$$

Dans ce système, la vitesse verticale n'est plus une variable pronostique.

Elle devient une variable diagnostique qui peut être déduite à chaque instant des autres variables d'état de l'atmosphère .

Les lois physiques qui régissent les mouvements atmosphériques

- Les équations primitives

- Les équilibres de grande échelle

Equilibre géostrophique

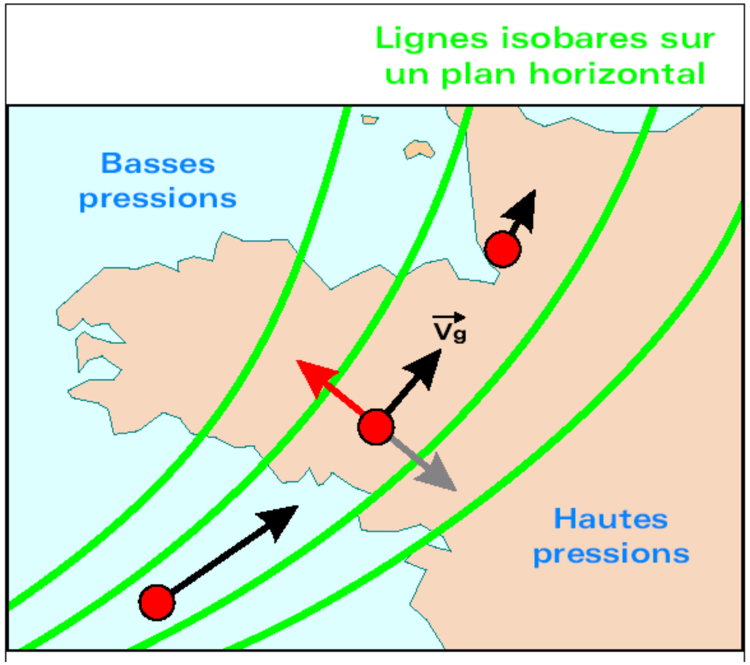
Le vent géostrophique

- A grande échelle, on est dans une situation de *quasi-équilibre entre la force de pression horizontale et la force de Coriolis horizontale.*

- On appelle équilibre géostrophique, l'équilibre théorique entre la force de Coriolis et la force de pression horizontale.

Equilibre géostrophique

Le vent géostrophique



Force de pression

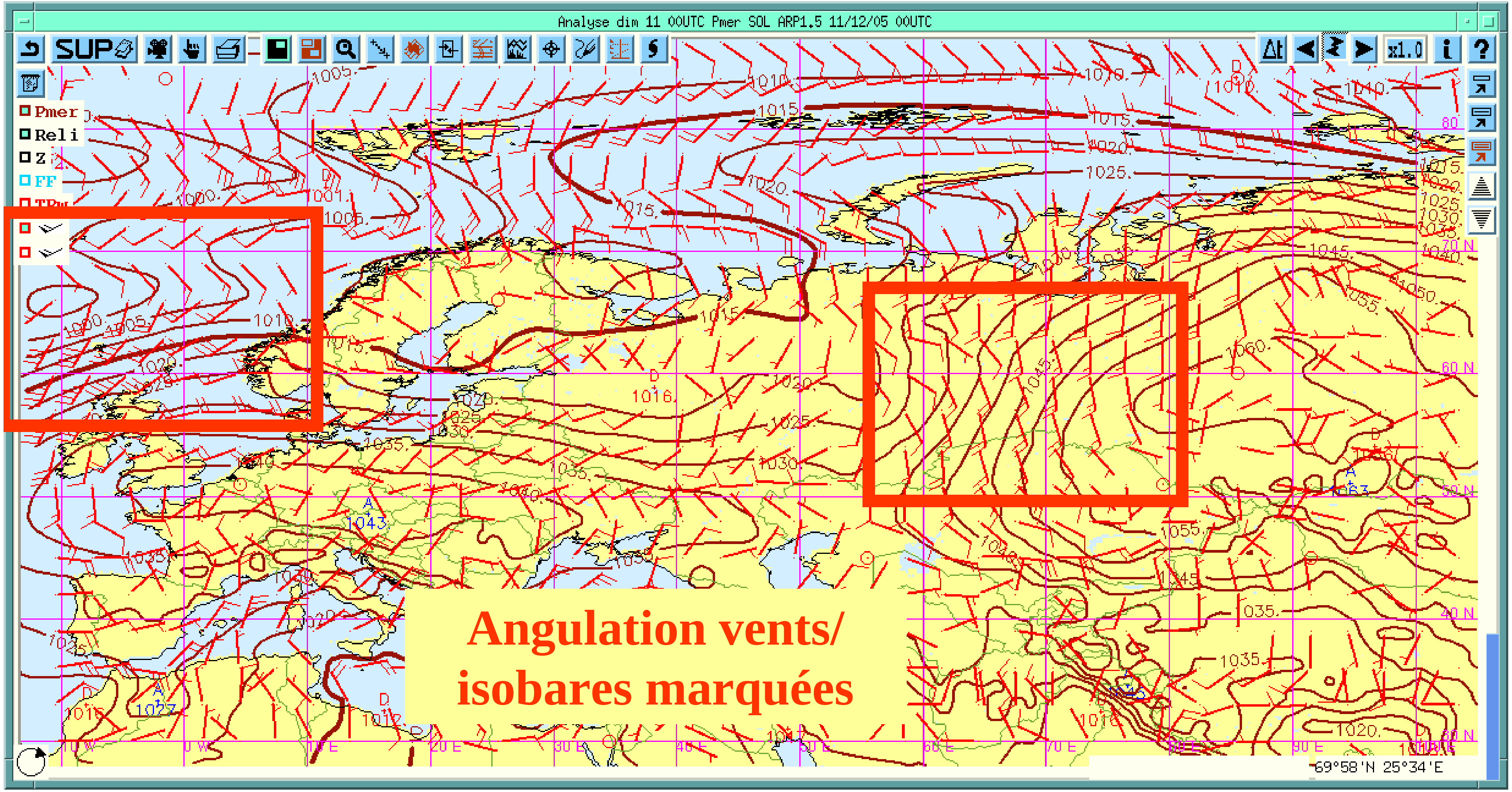
Force de Coriolis

Extrait de [Malardel, 2005]

- Pour un gradient de pression donné, le vent géostrophique est le vent qu'il faudrait pour avoir un équilibre géostrophique parfait entre la force de pression horizontale et la force de Coriolis horizontale (accélération horizontale nulle)

$$\vec{V}_g = \frac{1}{\rho f} \vec{k} \times \vec{\nabla}_h (P)$$

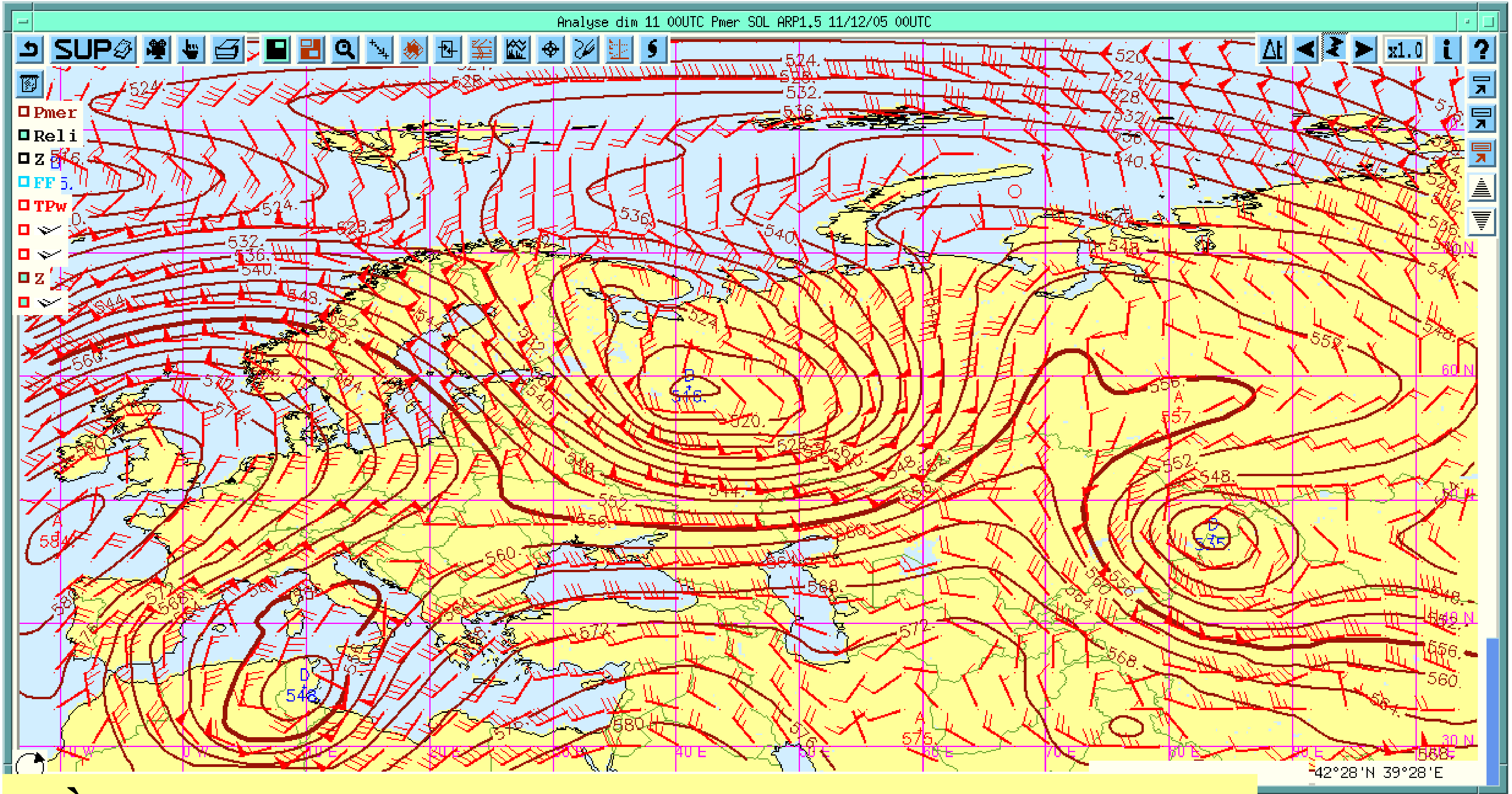
Equilibre géostrophique



Géostrophisme : une approximation raisonnable ?

Pmer et vent à 10 m

Equilibre géostrophique



À 500 hPa l'accord est bien meilleur, gradient comme angulation isohypses / vent.

2) Le nombre de Rossby

Soit $$R_0 = \frac{accélération\ horizontale}{force\ de\ Coriolis} = \frac{U}{f\,L}$$

R_0 = nombre sans dimension qu'on appelle le nombre de Rossby

R_0 est petit devant l'unité lorsque la force de Coriolis est d'un ordre de grandeur supérieur à l'accélération horizontale.

Equilibre géostrophique

Estimation du nombre de Rossby dans différents contextes

U	**latitudes**	**Échelle**	**R_0**
10 m/s	moyennes $f \approx 10^{-4}$ s^{-1}	synoptique L = 10^6 m	0,1
10 m/s	tropicales $f \approx 10^{-5}$ s^{-1}	synoptique L = 10^6 m	1
10 m/s	tropicales $f \approx 10^{-5}$ s^{-1}	planétaire L = 10^7 m	0,1
50 m/s Cyclone tropical	tropicales $f \approx 10^{-5}$ s^{-1}	L = 10^5 m	50

Equilibre géostrophique

Le vent **a**géostrophique

Définition : $\vec{V}_a = \vec{V}_h - \vec{V}_g$

L'accélération horizontale est liée à la partie agéostrophique du vent.

En effet

$$\underbrace{\frac{d\vec{V}_h}{dt}}_{\text{accélération horizontale}} = \underbrace{-f\,\vec{k} \times \vec{V}_h}_{\text{Coriolis}} \underbrace{- \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}_h P}_{\text{force de pression}}$$

Equilibre géostrophique

On vient de voir :

$$\frac{d\vec{V}_h}{dt} = -f\,\vec{k}\times\vec{V}_h - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}_h P$$

C'est-à-dire

$$\frac{d\vec{V}_h}{dt} = -f\,\vec{k}\times\left(\vec{V}_h - \vec{V}_g\right) = -f\,\vec{k}\times\vec{V}_a$$

L'analyse en ordre de grandeur de cette équation donne :

$$\frac{U^2}{L} = f\,U_a \Rightarrow U_a = \frac{U}{f\,L}U$$

$$U_a = R_0\,U$$

Plus R_0 est petit, meilleure est l'estimation du vent horizontal réel par le vent géostrophique.

Equilibre hydrostatique

- Valable si l'accélération verticale des particules est faible comparée à ces forces

$$\underbrace{0}_{\text{accélération négligée}} = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial z}}_{\text{force de pression}} \underbrace{-\rho g}_{\text{poids}}$$

- IMPORTANT: w n'est pas nulle ni même constante dans le temps. Dans une atmosphère quasi-hydrostatique en mouvement, il faut de la vitesse verticale pour respecter la loi de conservation de la masse par exemple. (détermination de W par l'équation de continuité)

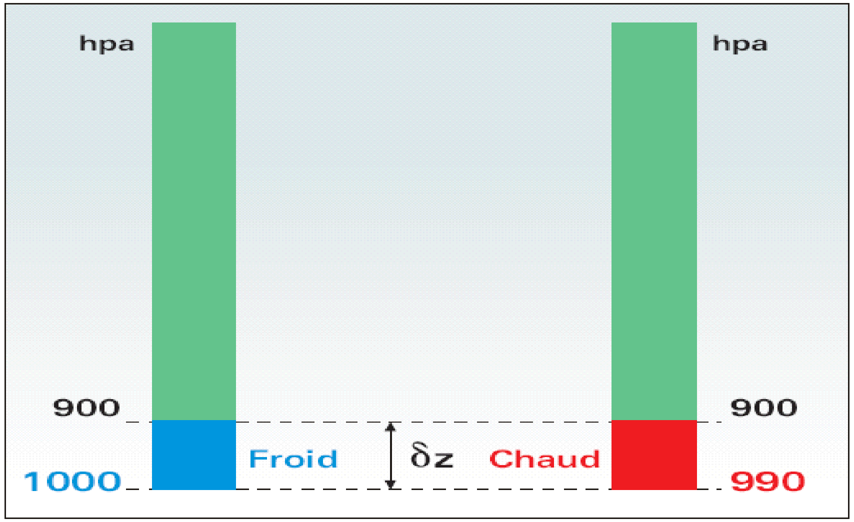
Températures et épaisseurs entre deux isobares dans une atmosphère hydrostatique

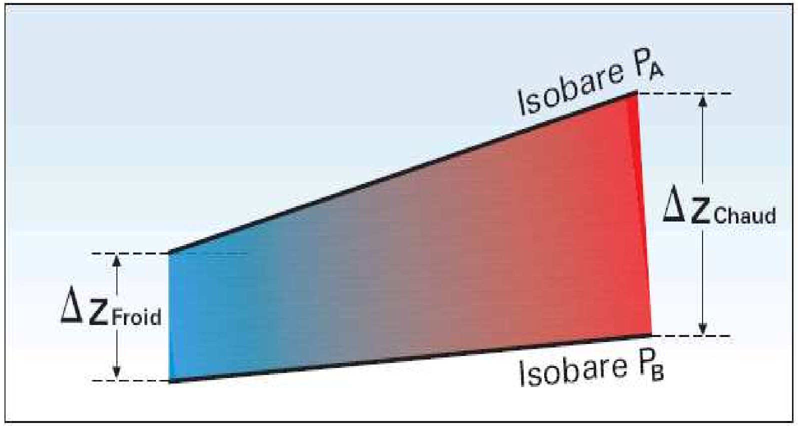
- Relation hydrostatique+relation d'un gaz parfait→lien entre les variations verticales de la pression et la température

- La différence de pression entre deux altitudes fixées est plus grande dans une colonne d'air froid que dans une colonne d'air chaud. La masse d'air contenue dans un volume donné est plus grande si l'air est froid que si l'air est chaud.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{p}{RT} g \qquad \text{ou} \qquad \frac{\partial \ln(p)}{\partial z} = -\frac{g}{RT}$$

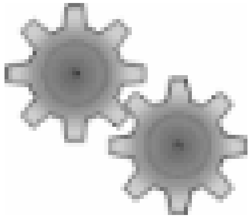
Equilibre hydrostatique



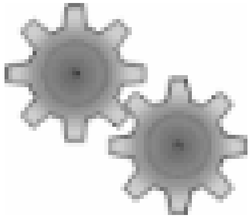


Equilibre géostrophique, Vent thermique

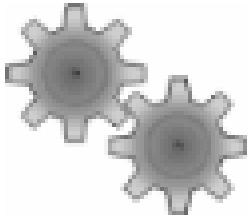
La pression et le vent sont liés par le géostrophisme.



animations d'engrenages extraites du site http://fr.wikipedia.org/wiki/Engrenage

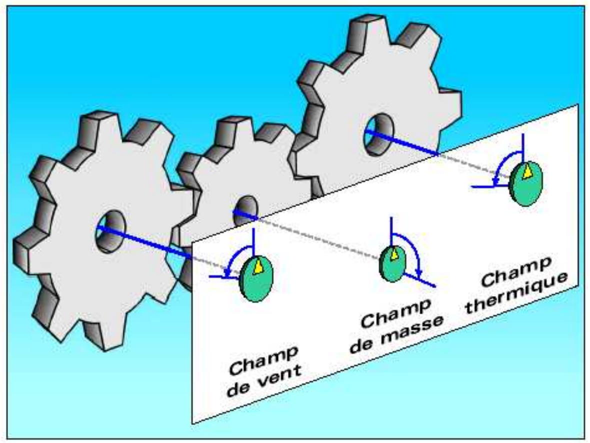


Pressions et températures sont liées par l'hydrostatisme.



Il existe ainsi une liaison entre le vent et la température, la relation du vent thermique.

Donc, à grande échelle, vent, température et pression sont reliés. A partir d'un seul champ on peut retrouver les autres.

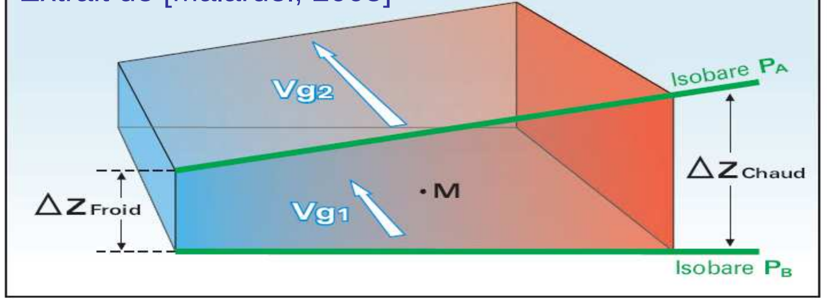


Extrait de [Malardel, 2005]

Equilibre géostrophique, Vent thermique

$$\frac{\partial \vec{V}_g}{\partial z} = \frac{g}{f\,\theta_0}\vec{k} \times \vec{\nabla}_h(\theta)$$

Extrait de [Malardel, 2005]



ou encore, selon les axes : $\begin{cases} \dfrac{\partial u_g}{\partial z} = -\dfrac{g}{f\,\theta_0}\dfrac{\partial \theta}{\partial y} \\ \dfrac{\partial v_g}{\partial z} = \dfrac{g}{f\,\theta_0}\dfrac{\partial \theta}{\partial x} \end{cases}$

L'équilibre du vent thermique relie le gradient vertical de vent géostrophique au gradient horizontal de température potentielle.

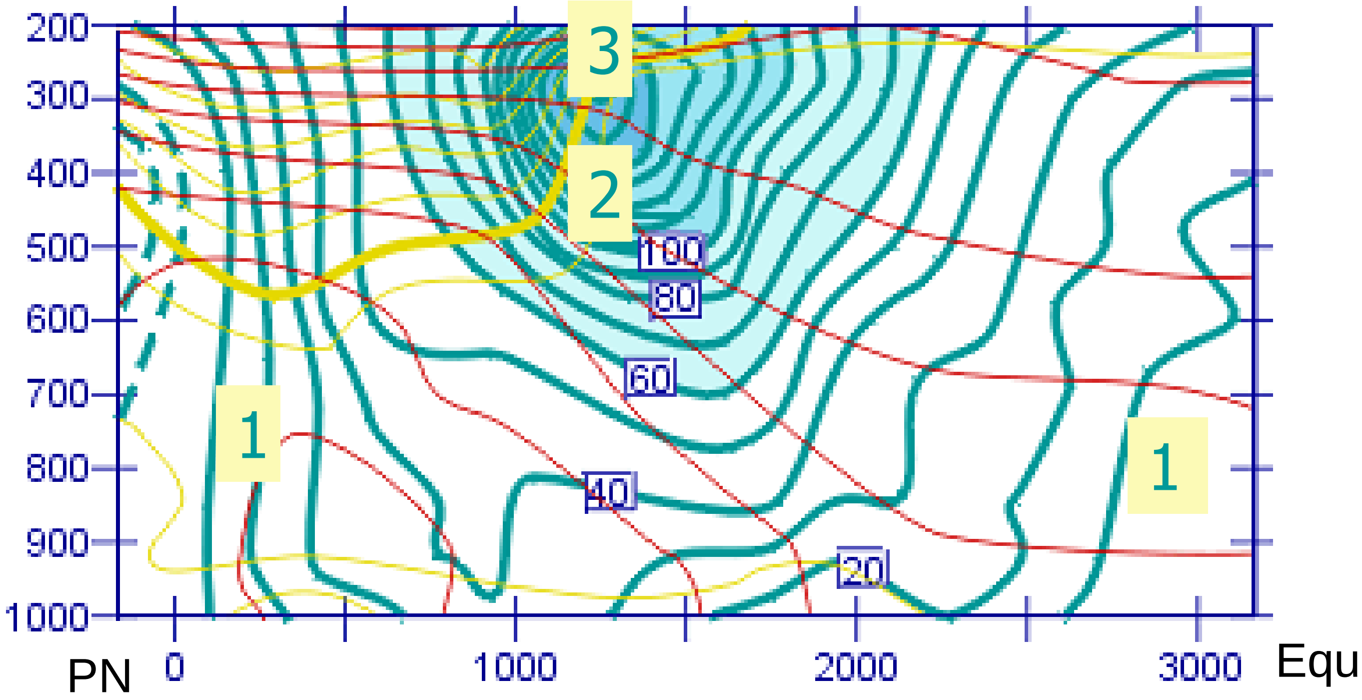
Equilibre géostrophique, Vent thermique

Illustration de la relation du vent thermique

θ

PV

Vent normal à la coupe



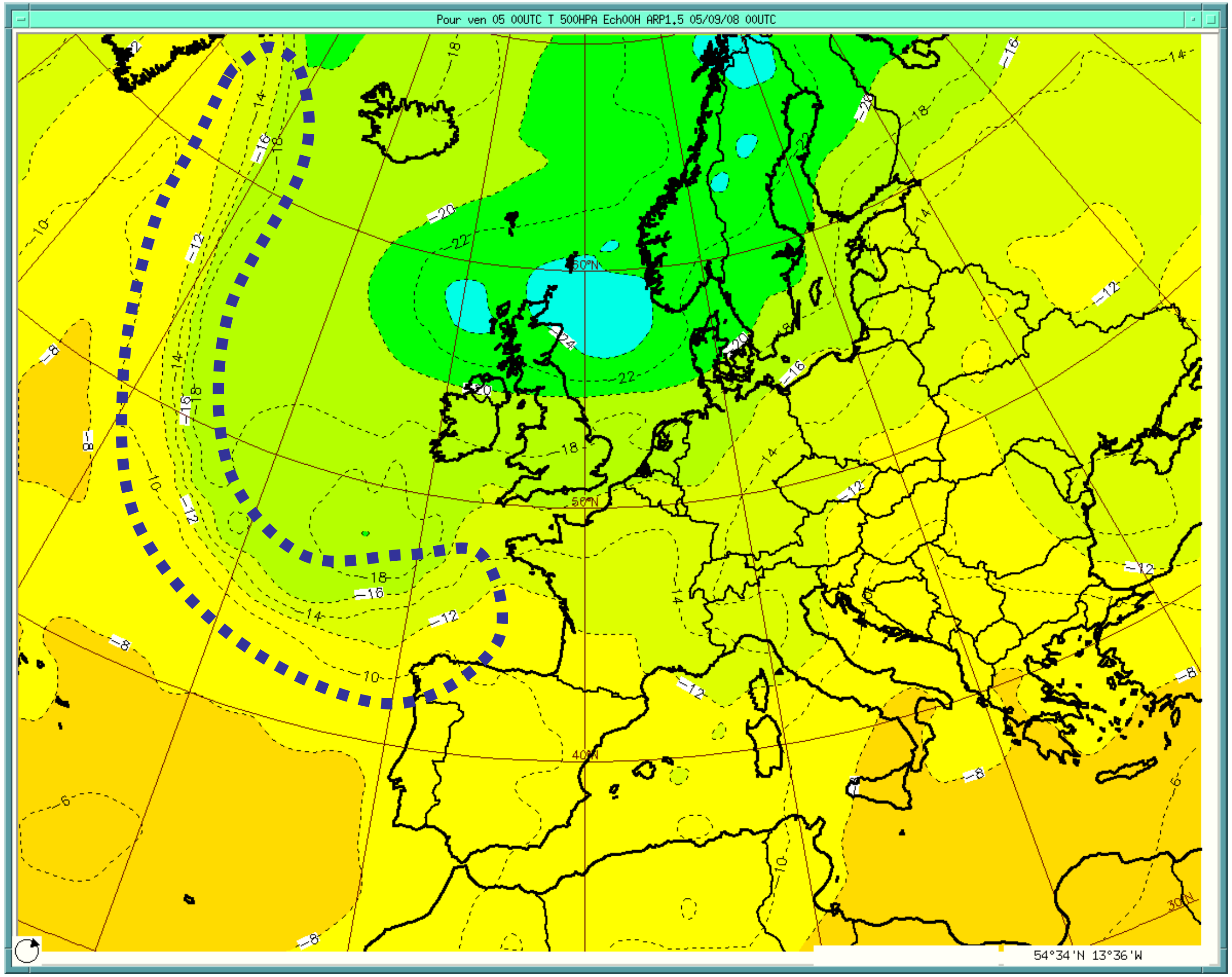
Extrait des supports de cours Météo-France, « Plan de Formation des Prévisionnistes ».

ZONE **1** : Lorsque θ varie peu avec y, le vent varie peu avec l'altitude et les isotaches sont presque verticales.

ZONE **2** : Lorsque θ décroît avec y, le vent augmente suivant la verticale.

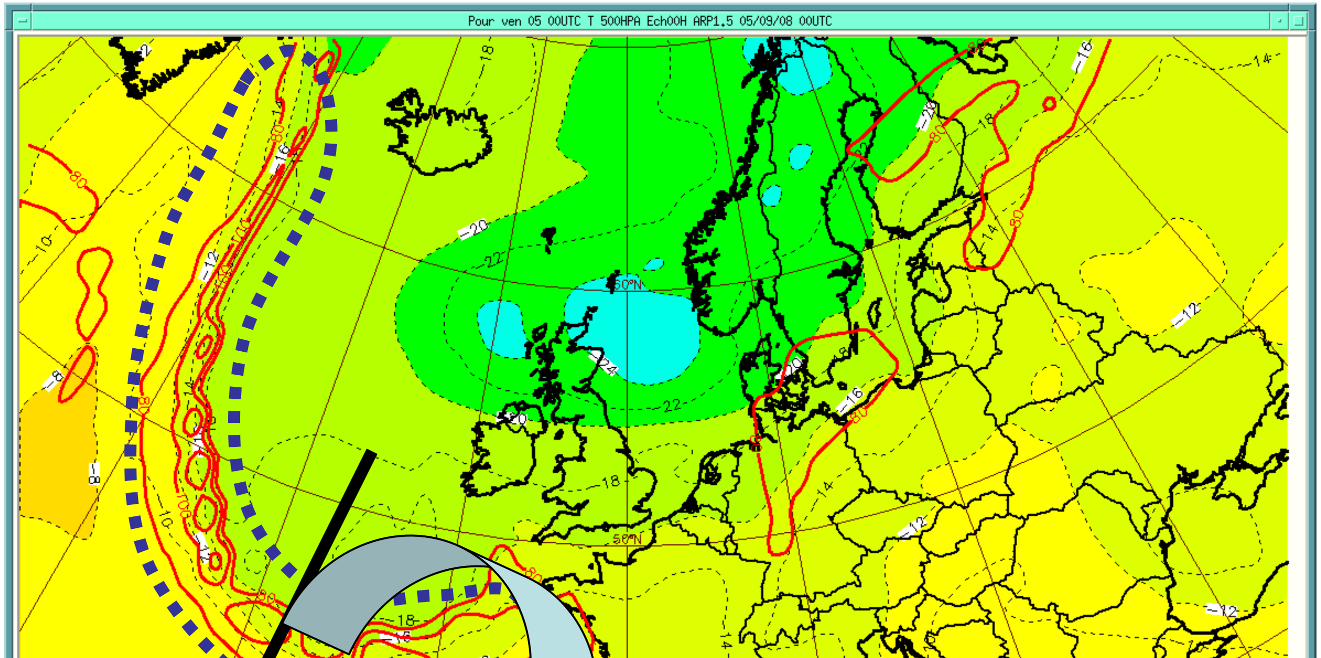
ZONE **3** : Lorsque θ croît avec y, le vent diminue suivant la verticale.

Illustration de la relation du vent thermique



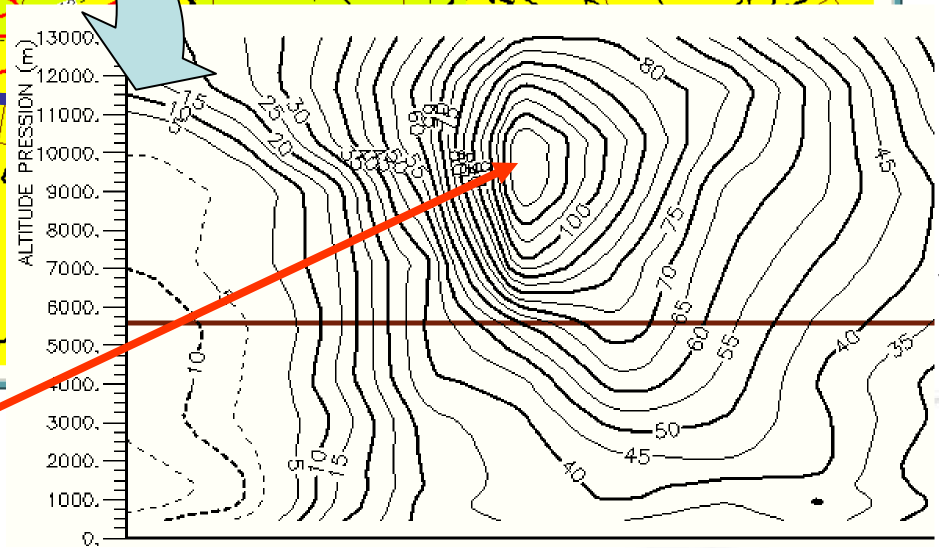
Température au milieu de la troposphère : remarquer la zone de brusque variation (en bleu)

Illustration de la relation du vent thermique



si on réalise une coupe perpendiculaire…

Le vent étant représenté par ces isolignes d'égale vitesse (isotaches), le jet correspond effectivement à tube de vent fort à 10 km d'altitude



Température au milieu de la troposphère (en couleurs)

\+

Vent au sommet de la troposphère de plus de 80 nœuds, soit 150 km/h (isolignes rouges)

Remarquer la correspondance entre le maximum de vent (présence d'un jet) et la zone de brusque variation de température (en bleu)

INP ENM
TOULOUSE
METEO FRANCE