

- Intervenants

P. Bouruet-Aubertot : LOCEAN, T45-55 5ème étage, pièce 520,
mél : pba@locean-ipsl.upmc.fr, tél. : 01 44 27 70 72

A. Stegner : LMD, Ecole Normale Supérieure,
mél: stegner@lmd.ens.fr, 01 44 32 22 66

- Plan du cours

I. Les fronts océaniques

II. Modélisation en laboratoire

III. Ajustement géostrophique

IV. Instabilité barocline: le modèle de Philips

V. Influence de la topographie

Scéance de laboratoire no1: instabilité barocline

Scéance de laboratoire no2: influence de la topographie

- Planning

Le Gulf-Stream: un exemple de structure frontale

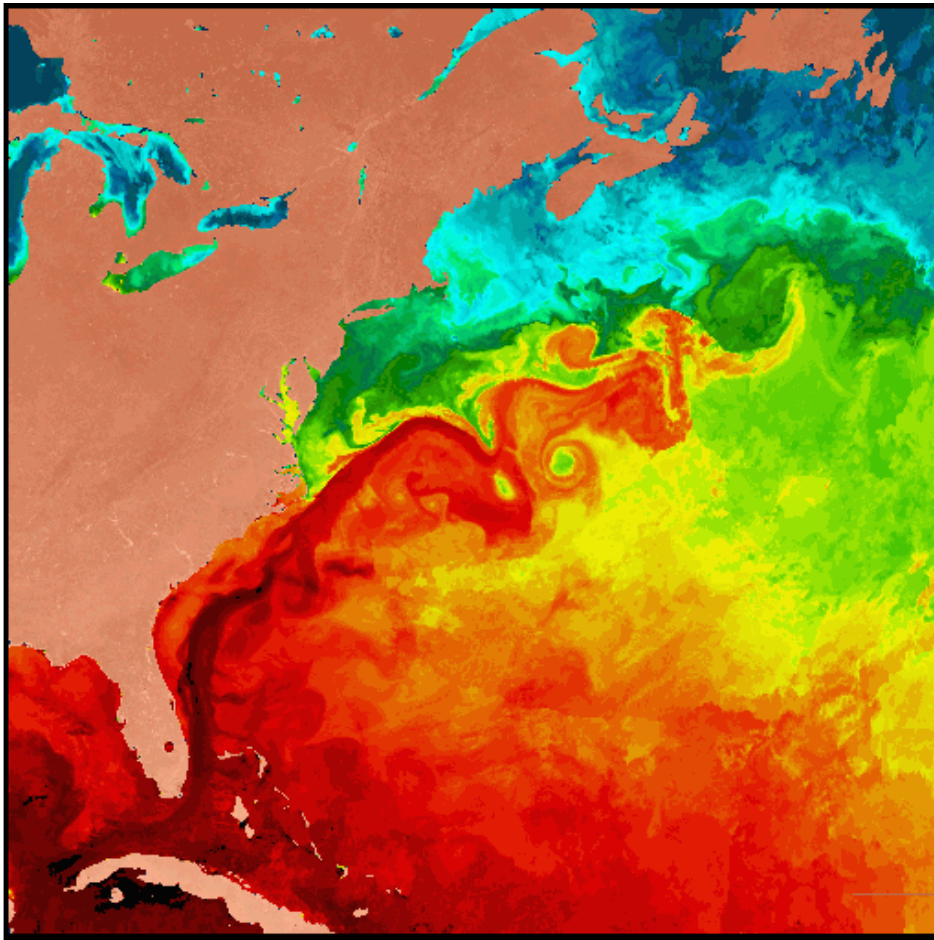
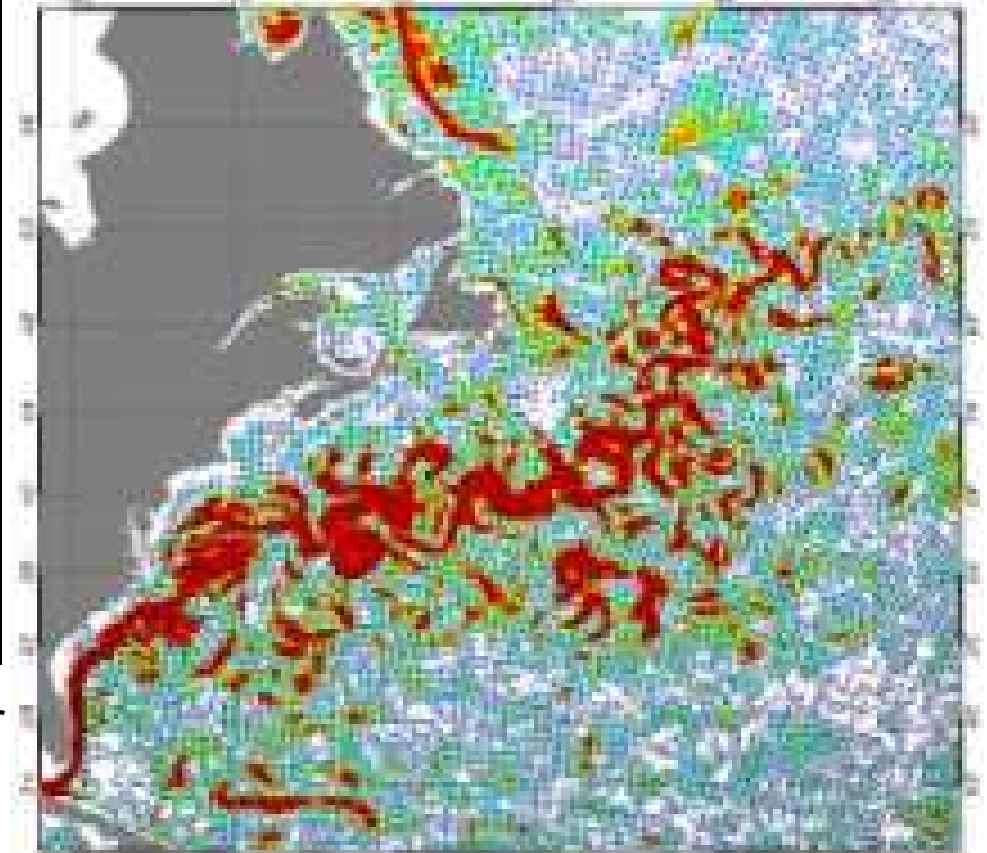


Image de température de surface de la mer

Courant calculé par un modèle numérique

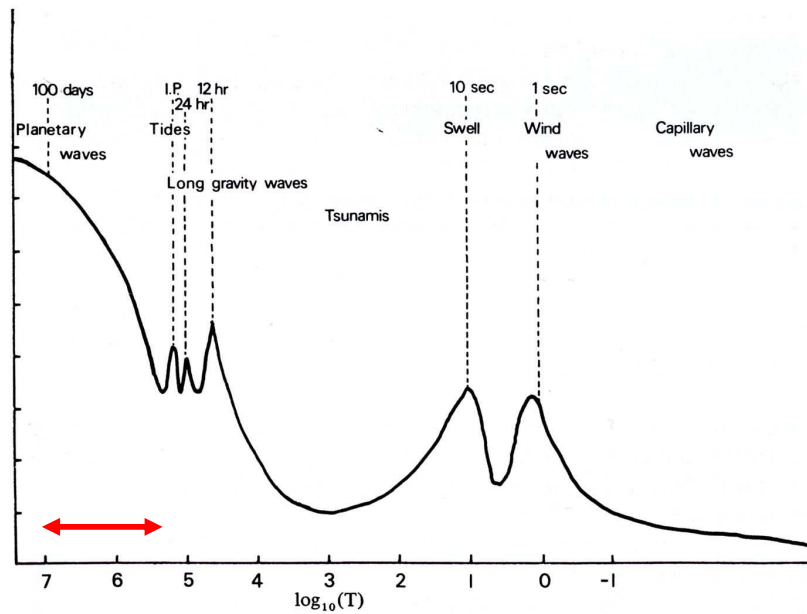


Estimation



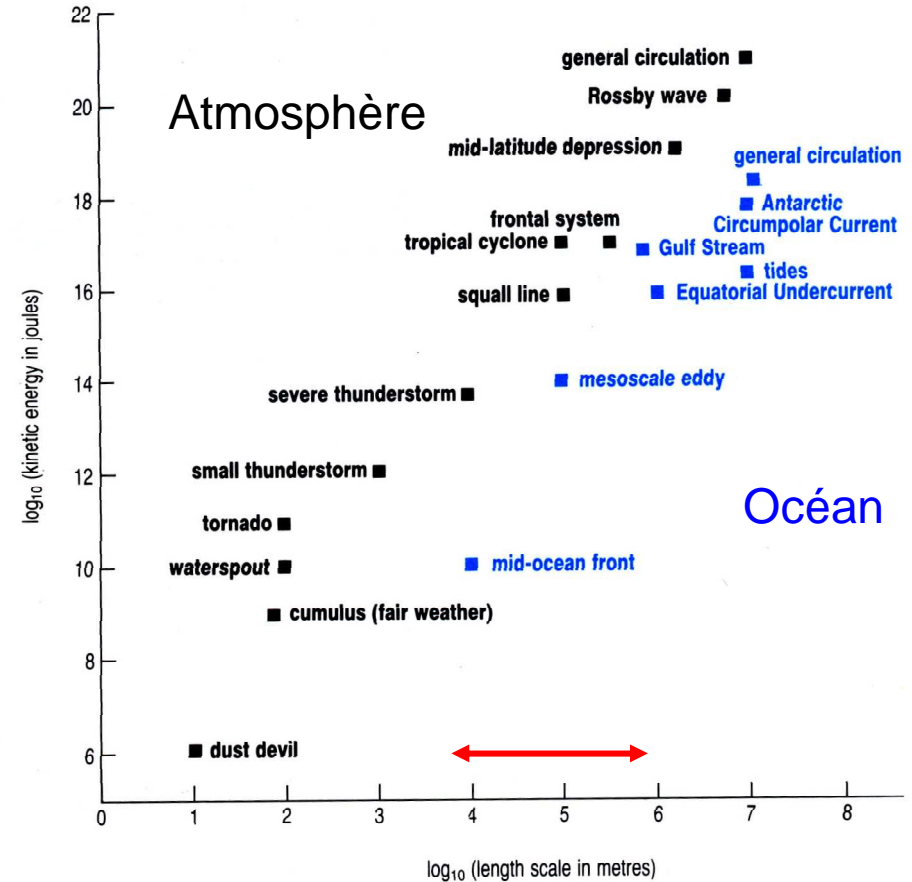
Echelles spatiales et temporelles

Énergie cinétique



Log10(période) en s

Énergie cinétique



Log10(échelle horiz.) en m

I. Les fronts océaniques

I.1 Echelles typiques des fronts dans l'océan et nature de l'équilibre dynamique

Exemple du Gulf-Stream et de ses tourbillons

Rappel : relation du vent thermique

I.2 Mécanismes de formation des fronts océaniques

I.2.1 Forçage par le vent

Exemple des fronts en Antarctique

- Fronts côtiers d'upwelling

I.2.2 Forçage radiatif

I.2.3 Formation par brassage turbulent

- Exemple de front côtier en mer d'Iroise (Bretagne)

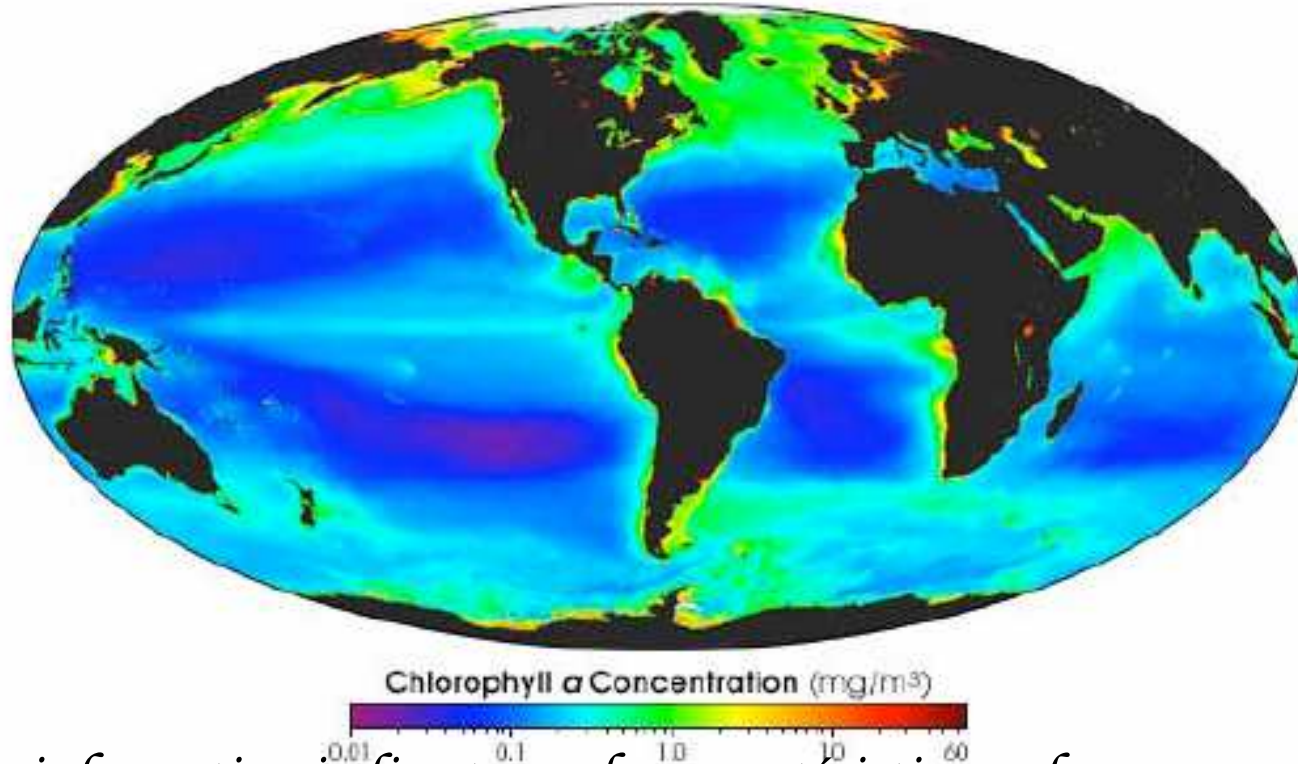
I.2.4 Forçage thermohalin

- Exemples des courants algérien et liguro-provençal

I.1

Vue globale des fronts dans l'océan

Image Seawifs: contenu en chlorophylle



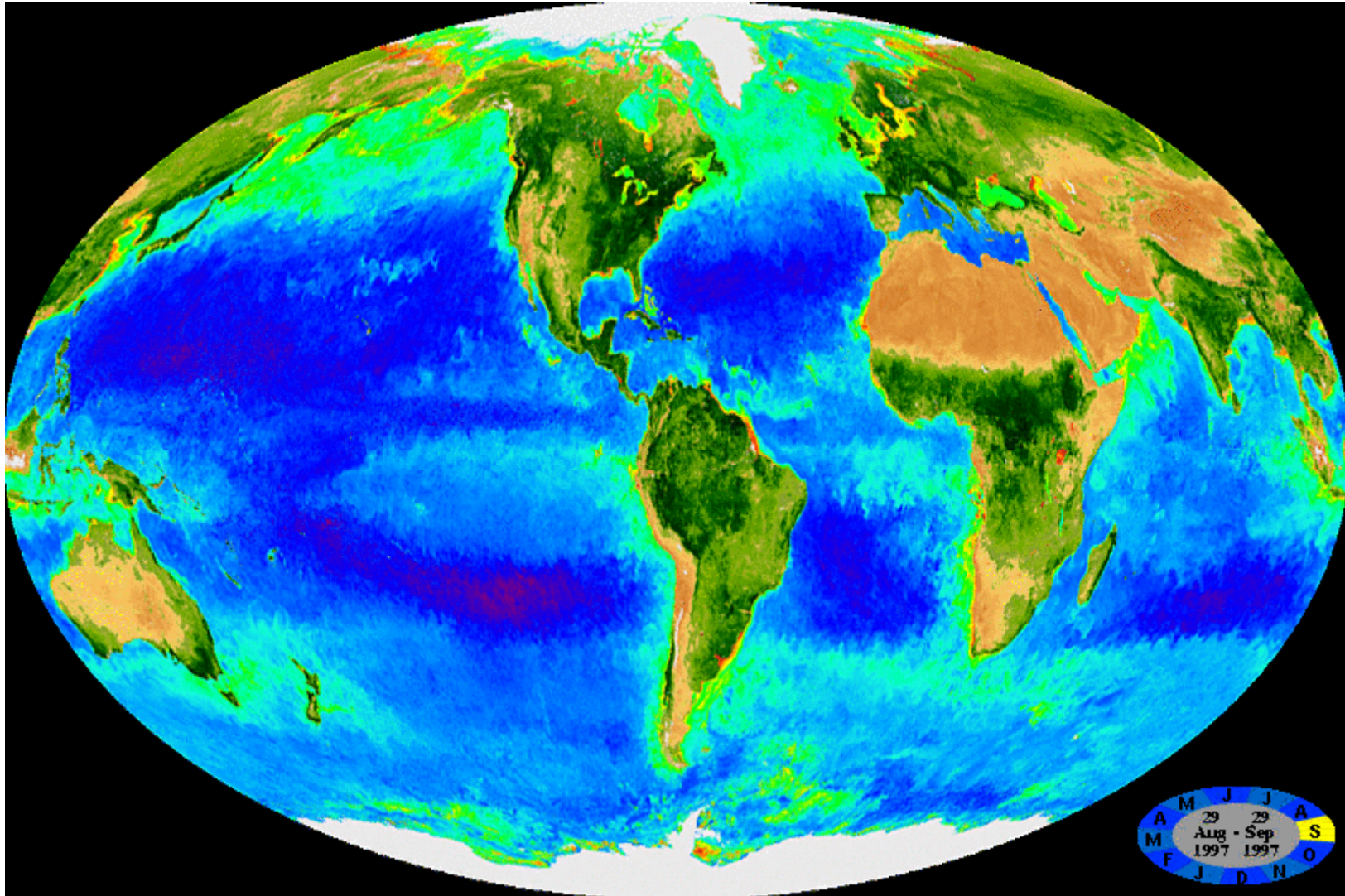
=> *information indirecte sur les caractéristiques de ces masses d'eaux et sur la dynamique :*

- *si la teneur en chlorophylle est importante => eaux ~ riches en sels nutritifs => remontée d'eaux profondes*

=> *principales zones frontales visibles sur l'image : upwelling du Pérou, upwelling du Benguela (Afrique du Sud), front Antarctique, upwelling de Guinée, Gulf-Stream,*

I.1

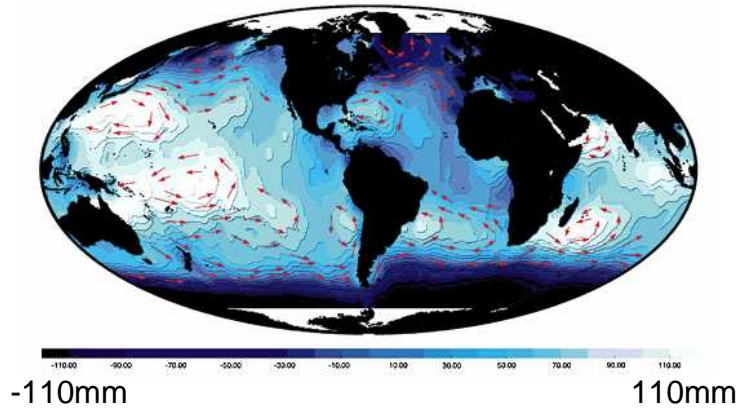
Variabilité spatio-temporelle



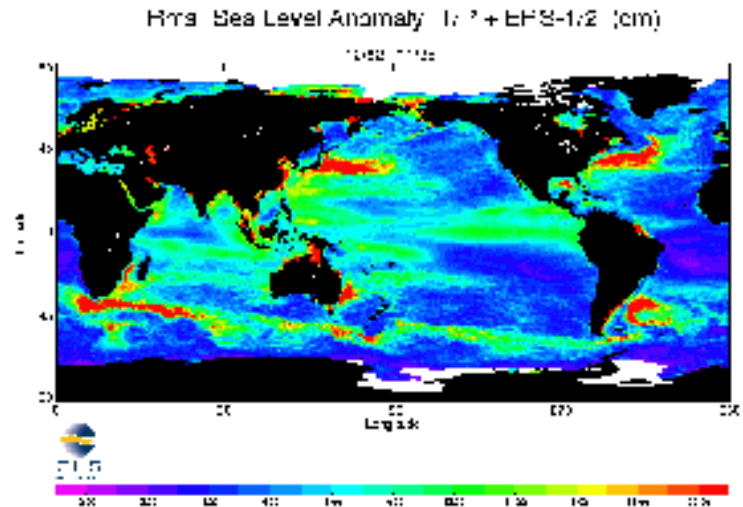
I.1

Un océan turbulent

Moyenne annuelle de la hauteur de la surface



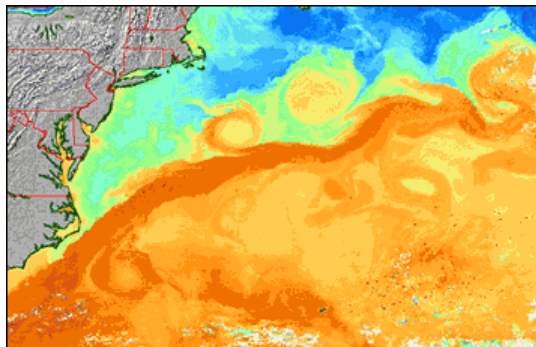
Variabilité de la hauteur de la surface



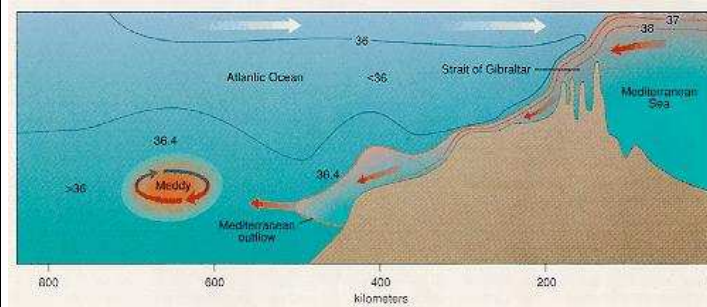
Importance vis-à-vis:

- transport de chaleur et de quantité de mouvement
- échanges côte-large

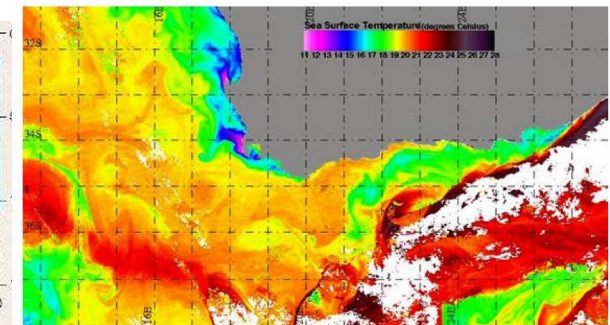
Les tourbillons du Gulf-Stream



Les Meddies



Upwelling du Benguela



I.1

Exemple du Gulf-Stream et de ses tourbillons

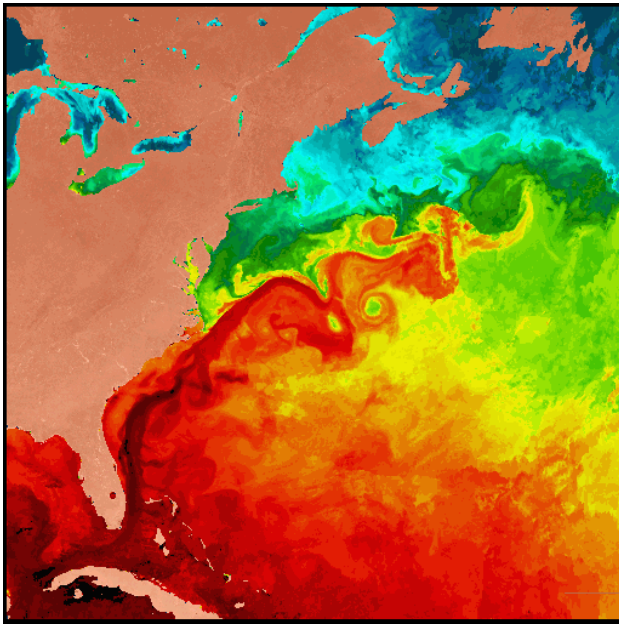


Image de température de surface
la température décroît du rouge
vers le vert puis le bleu

- Grandeurs caractéristiques du Gulf-Stream ou d'un de ses tourbillons
- $U=25\text{cm/s}$, $L=100\text{km}$, $H=500\text{m}$
 $\delta\rho/\rho\sim 10^{-3}\text{ kg/m}^3$
 $\delta p/\rho_0\sim \delta\rho/\rho_0\text{ gH}$
 $\nu=10^{-2}\text{ m}^2/\text{s}$
- *Termes dominants dans les équations du mouvement horizontal ?*

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

$$\frac{U}{T} \quad \frac{U^2}{L} \quad \frac{U^2}{L} \quad \frac{WU}{L} \quad fU \quad \frac{\delta P}{\rho_0 L} \quad \frac{\nu U}{H^2}$$

I.1

Equations du mouvement et équilibre dominant

Equilibre géostrophique

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \\
 \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \\
 \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\rho}{\rho_0} g + \nu \nabla^2 w \\
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} &= \kappa \nabla^2 \rho \\
 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0.
 \end{aligned}$$

Nombre de Rossby: accélération relative/ acc. de Coriolis: $U/(fL) \ll 1$
 Nombre d'Ekman: dissipation/ acc. de Coriolis $\ll 1$

I.1

- Nombres adimensionnels :

* $Ro = U/(fL) = \text{advection/Coriolis}$: nombre de Rossby

($\sim 10^{-2}$ ici \Rightarrow la rotation joue un rôle prépondérant)

pour la plupart des mouvements de grande échelle ($L > 10\text{km}$), $T > \text{qq}$ jours, Ro est petit et l'équilibre dominant est l'équilibre géostrophique

* $Ek = \nu/(fH^2) = \text{friction/Coriolis}$: nombre d'Ekman

ici $4 \cdot 10^{-4}$

- les tourbillons du Gulf-Stream ont une longue durée de vie, en général disparition soit par réabsorption par le Gulf-Stream, soit lors de collisions contre des monts sous-marins

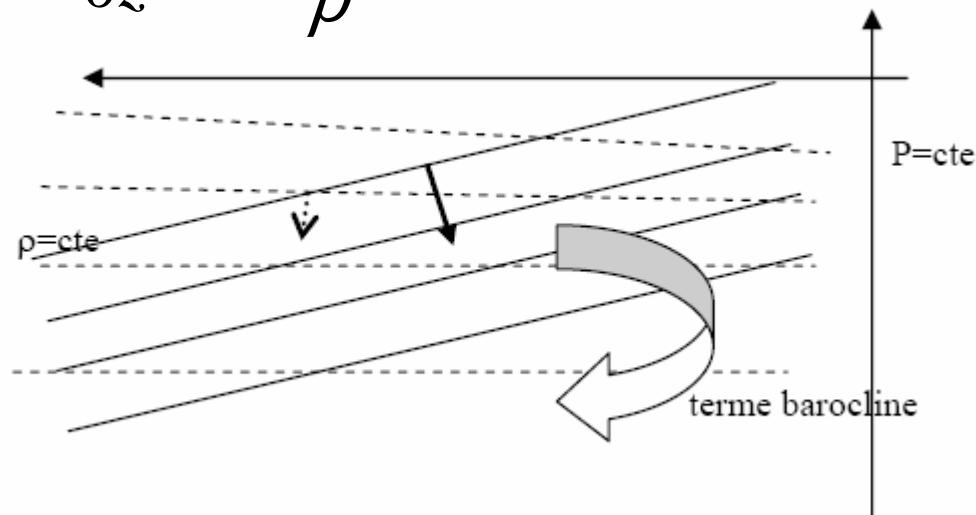
I.1

Rappel: relation du vent thermique

$$\begin{cases} f\vec{k} \wedge \vec{v}_g = -\frac{\vec{\nabla}_h P}{\rho} \\ \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \end{cases}$$

Variation du courant géostrophique
suivant la verticale dans un océan stratifié :

$$-f \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = \frac{\vec{\nabla} \rho \wedge \vec{\nabla} P}{\rho^2}$$



En général:

$$\frac{\partial_y P}{\partial_z P} \ll \frac{\partial_y \rho}{\partial_z \rho}$$

D'où

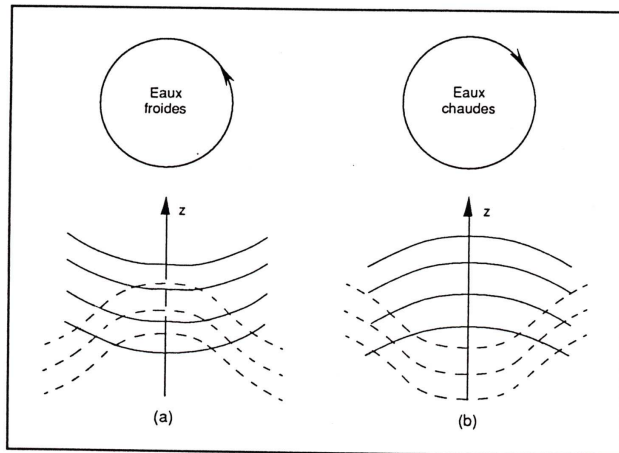
$$\begin{cases} -f \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial_y \rho \partial_z P}{\rho^2} \\ -f \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{-\partial_x \rho \partial_z P}{\rho^2} \end{cases}$$

I.1

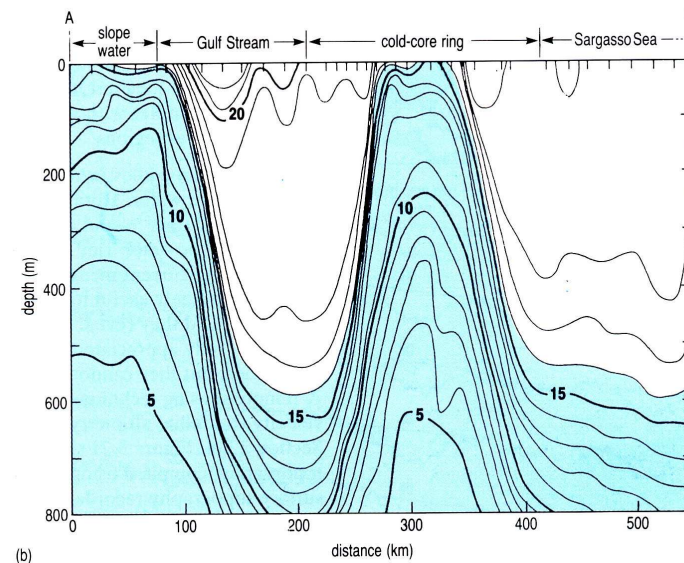
Relation entre le gradient vertical du transport de masse et le gradient horizontal :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) = \frac{g}{f} \frac{\partial \rho}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z}(\rho v) = -\frac{g}{f} \frac{\partial \rho}{\partial x} \end{cases}$$

les courants ayant tendance à décroître avec la profondeur un observateur dans l'hémisphère Nord qui regarde dans le sens du courant voit les hautes densités sur sa gauche et les hautes pressions sur sa droite (et inversement)



Tourbillon cyclonique barocline (a)
et anticyclonique barocline (b)
(traits pleins : plans d'égale pression,
tirets plans d'égale densité)
Tiré de Crépon (Fig.4.9)



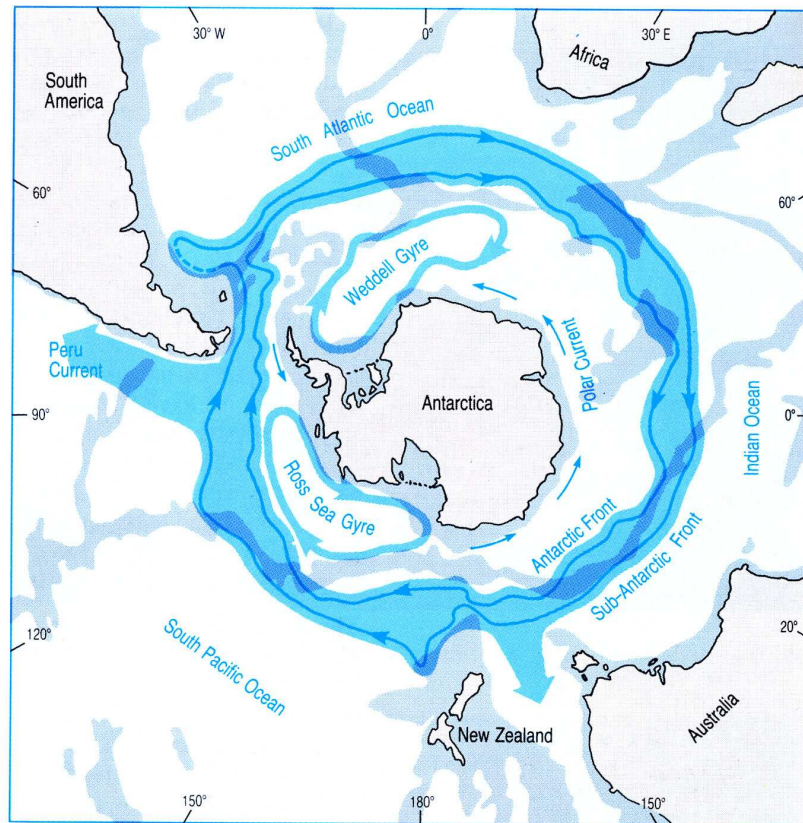
Tourbillons du Gulf-Stream
tiré de Ocean Circulation
H ~ 500 m L ~ 50 km DT ~ 10 °C

I.2

I.2 Mécanismes de formation des fronts océaniques

I.2.1 Forçage par le vent

Dans l'océan austral



Gyres sub-polaires cycloniques dans les mers de Weddell et de Ross

courant polaire autour du continent vers l'Ouest lié aux HP

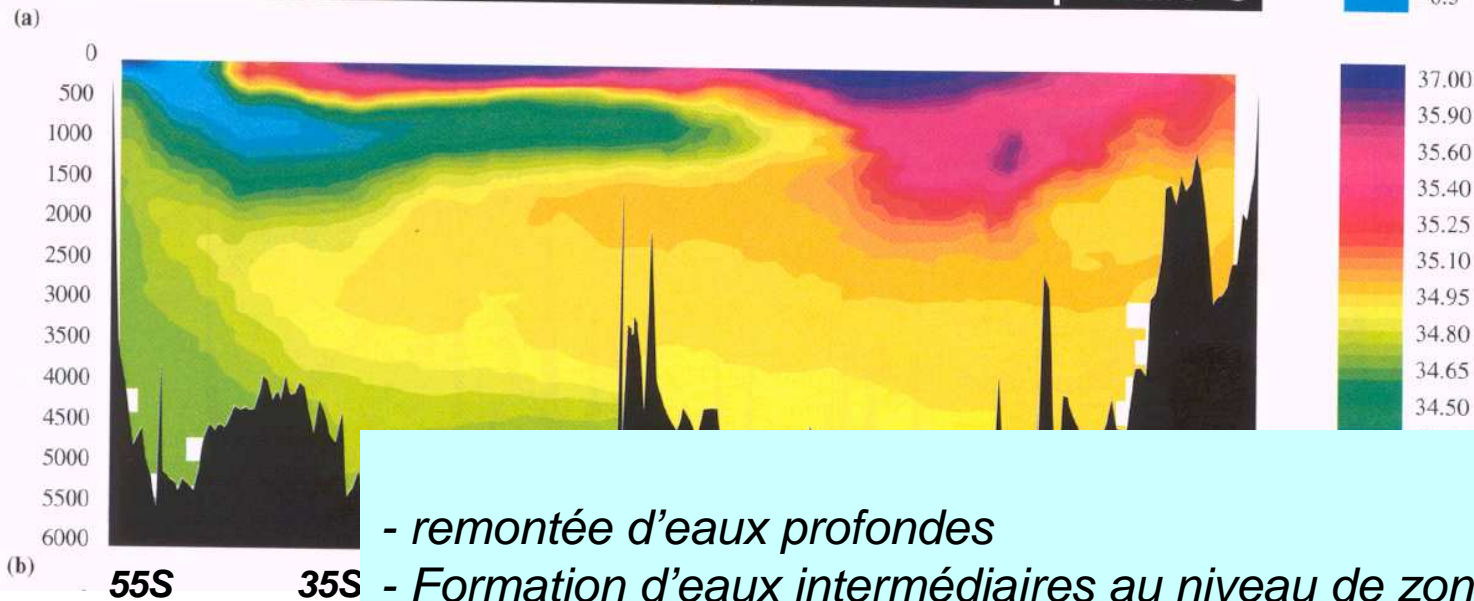
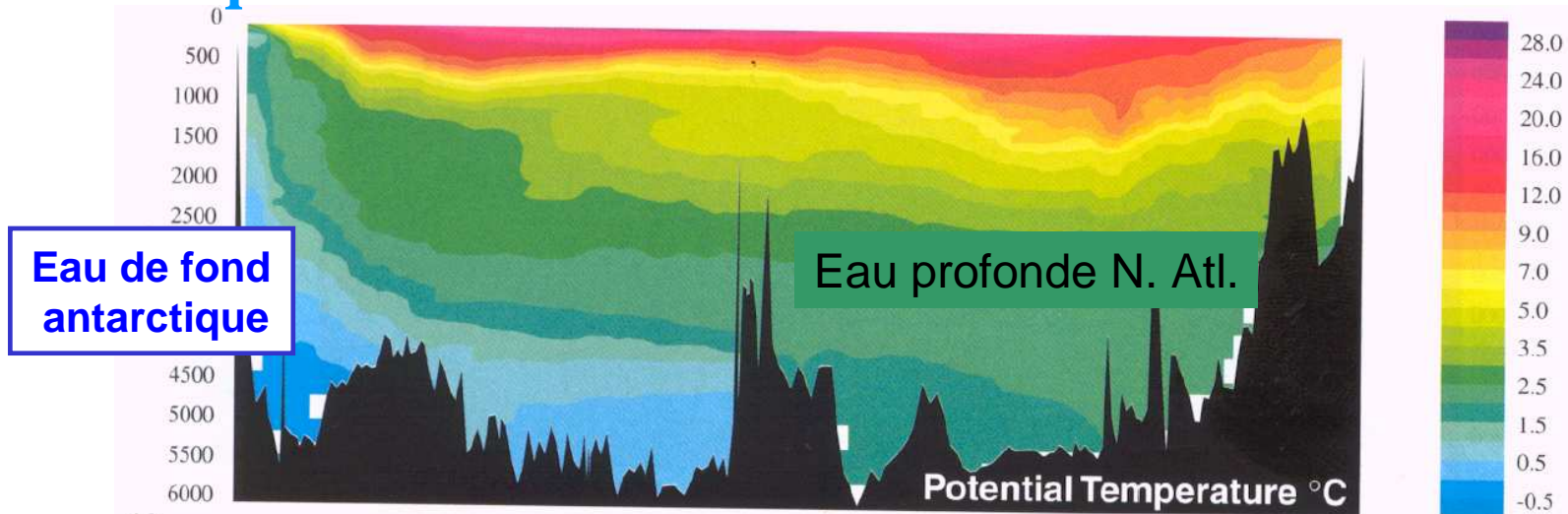
courant circum polaire antarctique : courant de dérive vers l'Est

2 zones frontales : les fronts antarctique et sub-antarctique

(tiré de Ocean circulation, Open University)

1.2 Sections de température et salinité dans un plan vertical

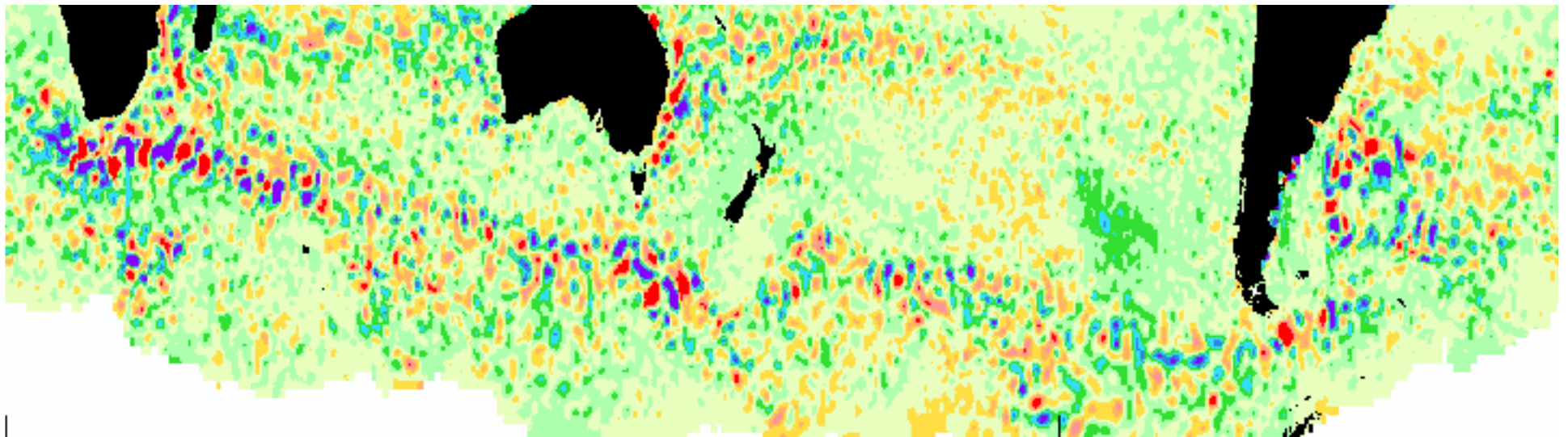
Atlantique



- remontée d'eaux profondes
- Formation d'eaux intermédiaires au niveau de zones frontales: rôle de la dynamique à méso et sub-méso échelle

1.2

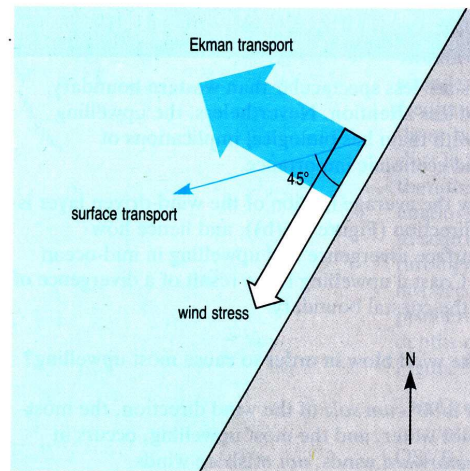
Transport de chaleur par les tourbillons dans l'océan austral



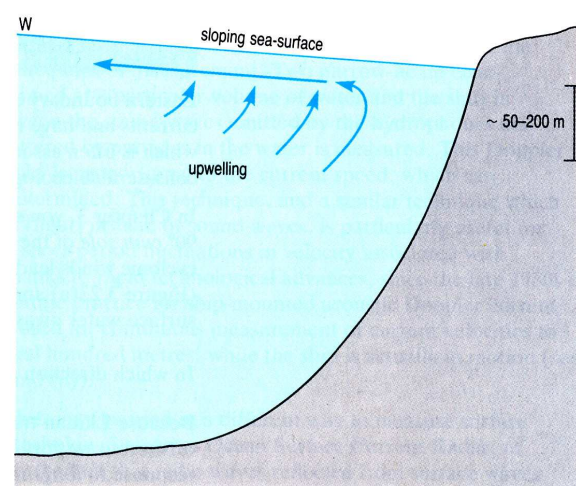
Animation de la hauteur de la surface

I.2

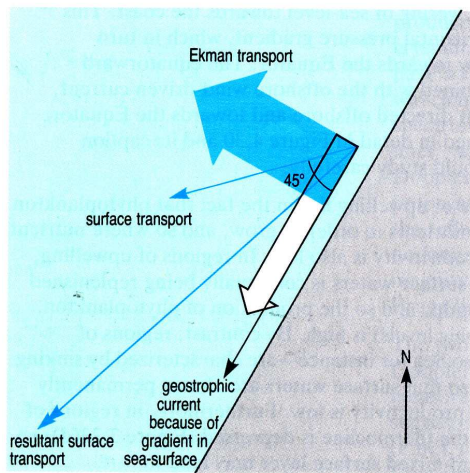
Front côtier d'upwelling



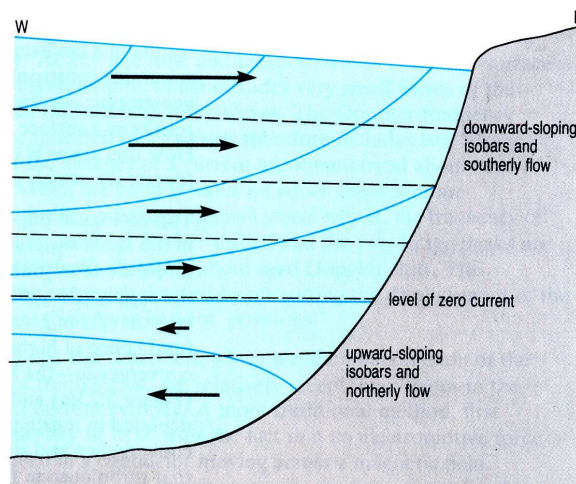
(a)



(b)



(c)



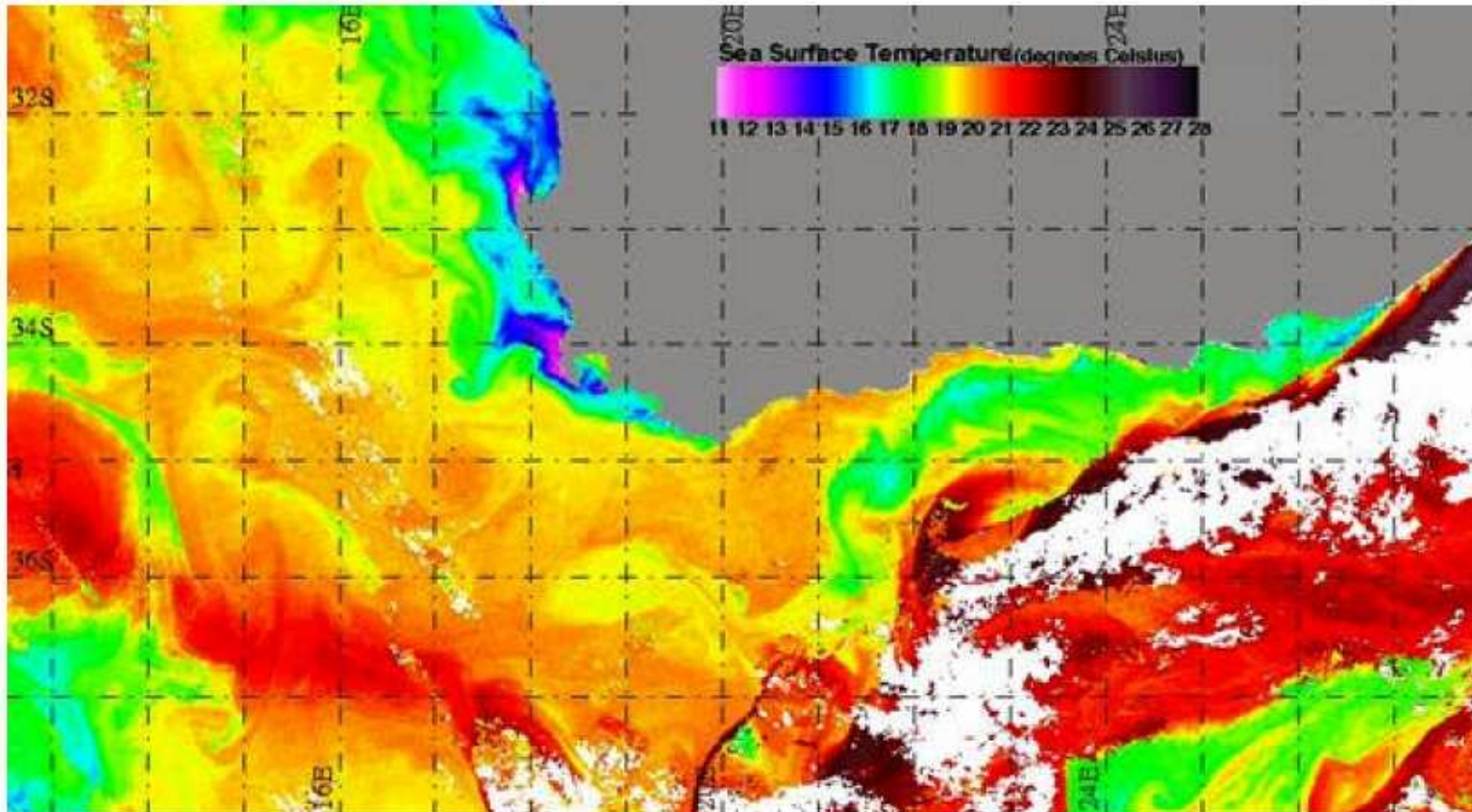
(d)

Mécanisme de l'upwelling (ou remontée d'eaux profondes) : Le vent, parallèle à la côte et dirigé vers le Sud-Ouest, induit un transport d'Ekman vers le large (a). Afin d'assurer la conservation de la masse il en résulte une remontée des eaux profondes dans la zone côtière (b). Un gradient horizontal de densité ou front est ainsi formé. Ce gradient est équilibré par un courant en équilibre géostrophique (d), dirigé le long de la côte dans le sens du vent (c).

Tiré de Ocean Circulation

1.2 *Upwelling du Benguela*

Image de température de surface



extension du front $L > 200\text{km}$,

épaisseur typique de la couche de surface $h_0 \sim 200\text{m}$

différence de température : $\Delta T \sim 12^\circ\text{C}$,

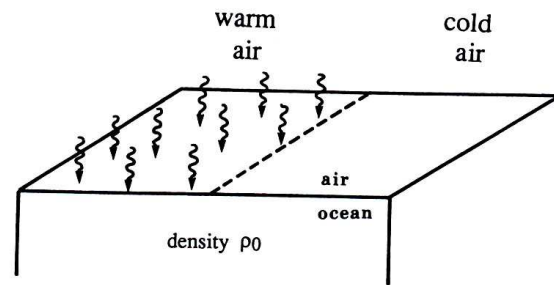
rayon de déformation interne $R_d = (\Delta\rho/\rho g h_0) 0.5/f \sim 33\text{km}$

nombres adimensionnels : $Bu = (R_d/L)^2 < 2 \cdot 10^{-2}$, $h_0/H < 0.1$

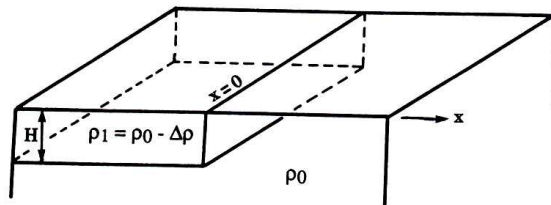
I.2

I.2.2 Forçage radiatif

Imaginons la situation suivante dans laquelle un gradient horizontal de densité est produit par une inhomogénéité spatiale des flux de chaleur à la surface



(a) Initial state



(b) Immediately after heating event

Dans l'océan un front entre eaux côtières et eaux du large peut se former lorsque le forçage radiatif conduit à une diminution plus importante de la masse volumique des eaux côtières (zones moins profondes) que celle de la masse volumique des eaux du large.

Tiré de Cushman-Roisin

I.2

1.2.3 Formation par brassage turbulent: exemple du front côtier de mer d'Iroise

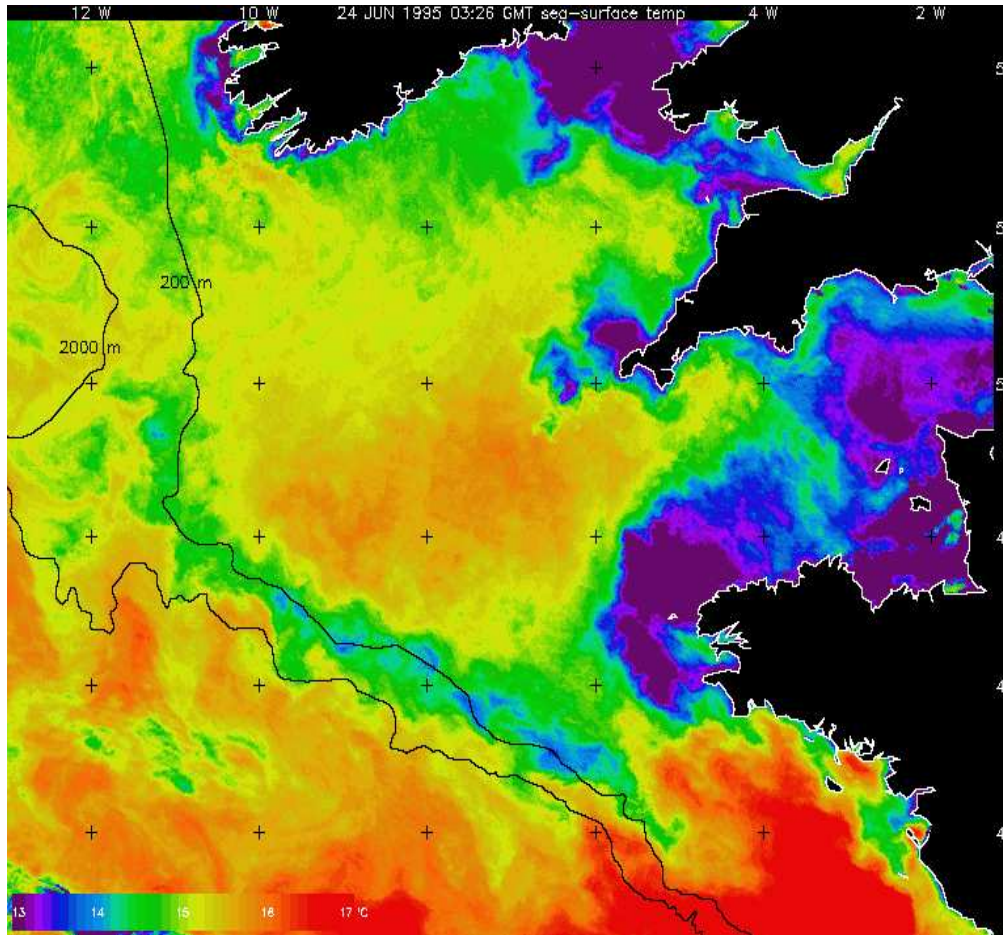
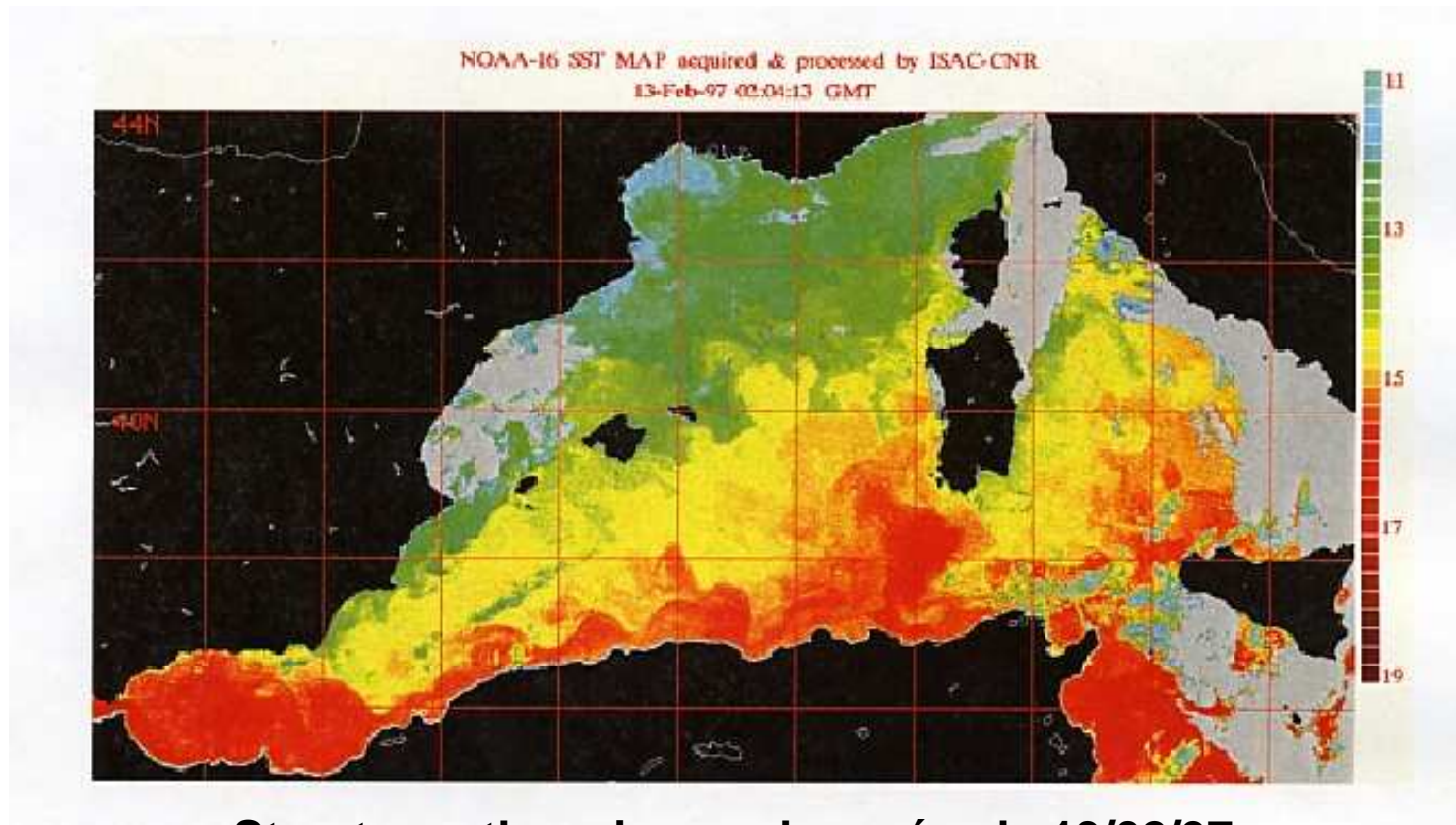


Image de température de surface

Le brassage des eaux par des courants de marée intenses peut conduire à la formation de fronts. Ces violents courants de marée provoquent un brassage important des eaux côtières et par conséquent une diminution de la température de surface. Au contraire dans les zones plus profondes l'influence des courants de marée n'est pas suffisante pour détruire la stratification et la température de surface est donc plus élevée par rapport aux zones côtières où le courant est intense. On note enfin un front plus au large entre les isobathes 200m et 2000m au niveau du talus continental. Dans cette zone le fort mélange vertical est produit par des ondes internes de marée générées au niveau du talus continental.

I.2

I.2.4 Forçage thermohalin: exemple du courant côtier algérien



Structures thermiques observées le 13/02/97

Le courant algérien est formé d'eau Atlantique qui pénètre en Méditerranée. Cette eau, moins dense que l'eau méditerranéenne, s'écoule en surface le long des côtes d'Afrique du Nord. C'est un exemple de courant côtier en équilibre géostrophique.

1.2 Exemple du courant liguro-provençal

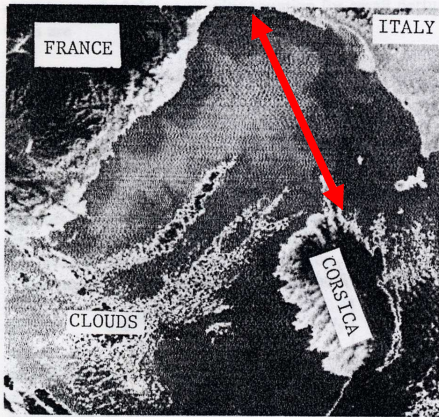


Fig. 6. Satellite infrared thermal image of the Ligurian Sea on December 4, 1980, at 0900 UT. The warmest temperatures correspond to the darkest tones for the sea. The meanders in the frontal zone are clearly visible.

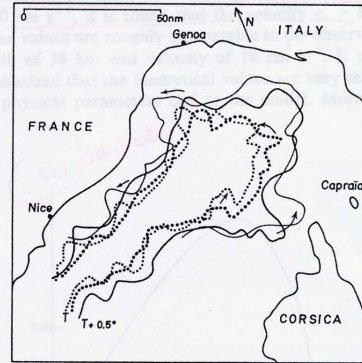


Fig. 7. Meanders of two isotherms T (dotted lines) and $T + 0.5^\circ\text{C}$ (solid lines) on December 3 (thick lines) and 4 (thin lines). Let us notice that the two thick lines (solid and dotted) of December 3 are transformed into the two thin ones of December 4 through a cyclonic rotation. This allows us to estimate the phase speed of the wave-like motion.

largeur du courant : $L \sim 60\text{km}$
 rayon de déformation interne : $Rd \sim 8\text{km}$
 $\Rightarrow (Rd/L) \sim 1.8 \cdot 10^{-2}$
 $h_0/H \sim 0.05$
 longueur d'onde de la perturbation : 38km

VERTICAL PROFILES OF CURRENTS ON THE LINE NICE-CALVI OCTOBER 1963

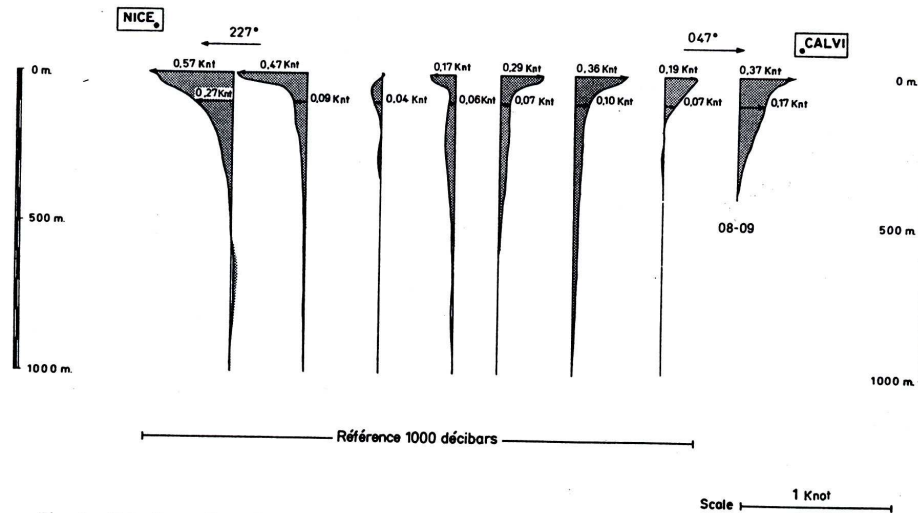


Fig. 4. Velocity profiles calculated by the Helland-Hansen method on the line Nice-Calvi in October 1963.

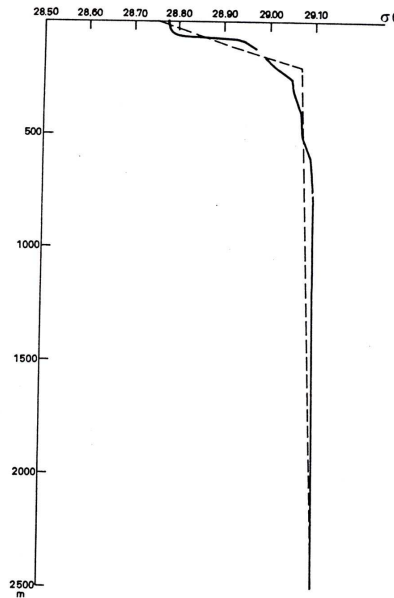


Fig. 3. Typical density profile in December 1960 (after Gostan [1967a]) (solid line) and its schematic representation (dotted line), fitting the Tang model.

Profil de densité

Tiré de Crépon et al (1982)

II. Modélisation de laboratoire

II.1 Comment créer un front « océanique » en laboratoire ?

rôle de la topographie : upwelling, courant côtier

II.2 Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

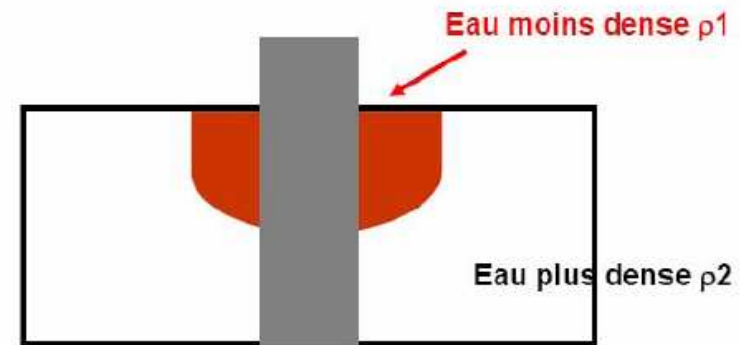
II.3 Grand dispositif : Plate forme Coriolis

II.4 Echelles accessibles sur les tables tournantes de l'ENSTA et de Paris VI

II.5 Techniques expérimentales : créer un gradient de densité, mesure de densité, vélocimétrie

II.6 Schéma de principe

Courant côtier: vue de dessus



Courant côtier: plan vertical

II.1 Comment créer un front « océanique » en laboratoire ?

Comment créer un front de densité ... en contrôlant :

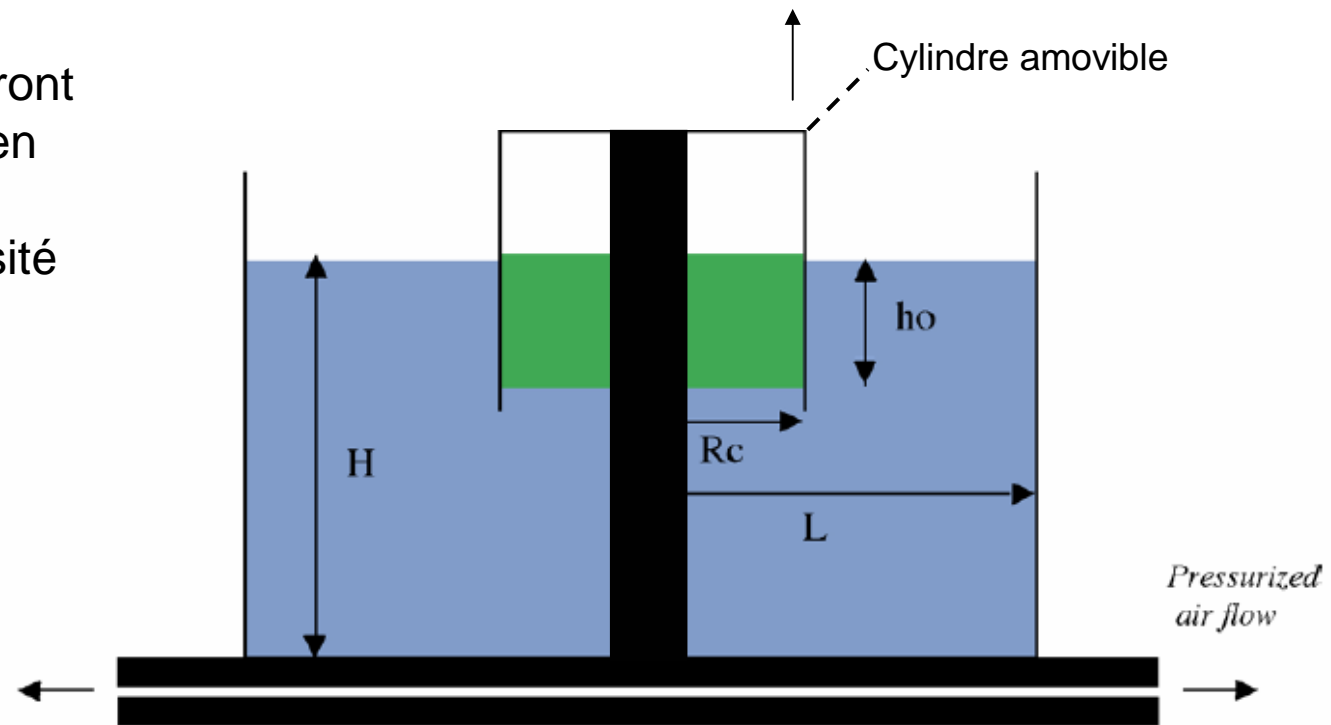
1- Anomalie en densité ρ_1, ρ_2



2- Taille R_c et épaisseurs h_0, H du front

Une suggestion :

3- Géométrie cylindrique : le front « boucle » sur lui-même

4- Cas non-forcé, apport initial d'énergie potentielle



 Fresh Water with fluoresceine ρ_1  $\rho_2 > \rho_1$

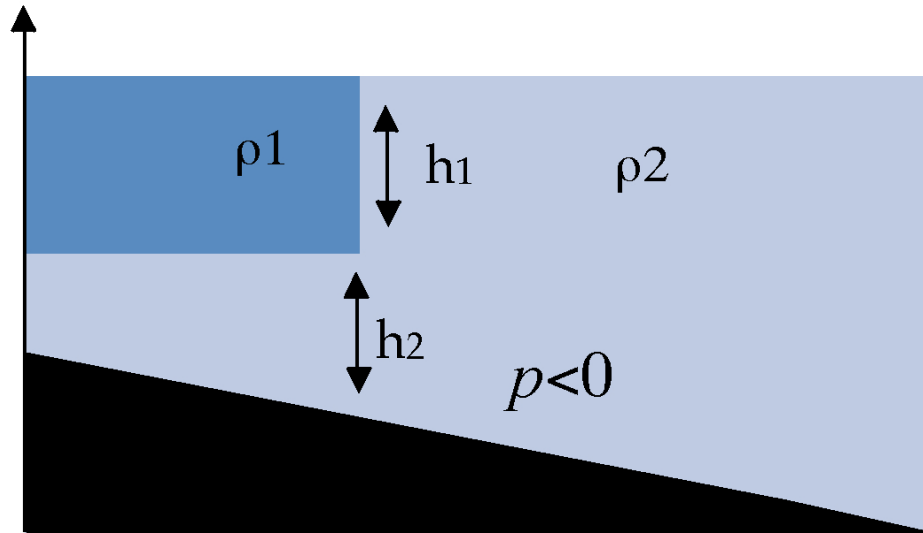
Références :

- **Griffiths, R.W., & P.F. Linden 1981.** *The stability of vortices in a rotating, stratified fluid.* *J. Fluid Mech.* 105, 283-316.
- **P. Bouruet-Aubertot, P.F. Linden 2002.** *The influence of the coast on the dynamics of upwelling fronts. Part I : Laboratory experiments.* *Dyn. Atmospheres and Oceans*, 36, 153-173 (download http://www.locean-ipsl.upmc.fr/~pba/Liste_Publi.html)
- **A. Stegner, P. Bouruet-Aubertot, T. Pichon 2004.** *Nonlinear adjustment of density fronts. Part I : The Rossby scenario and the experimental reality.* *J. Fluid Mech.*, 502, 335-360.

II.1

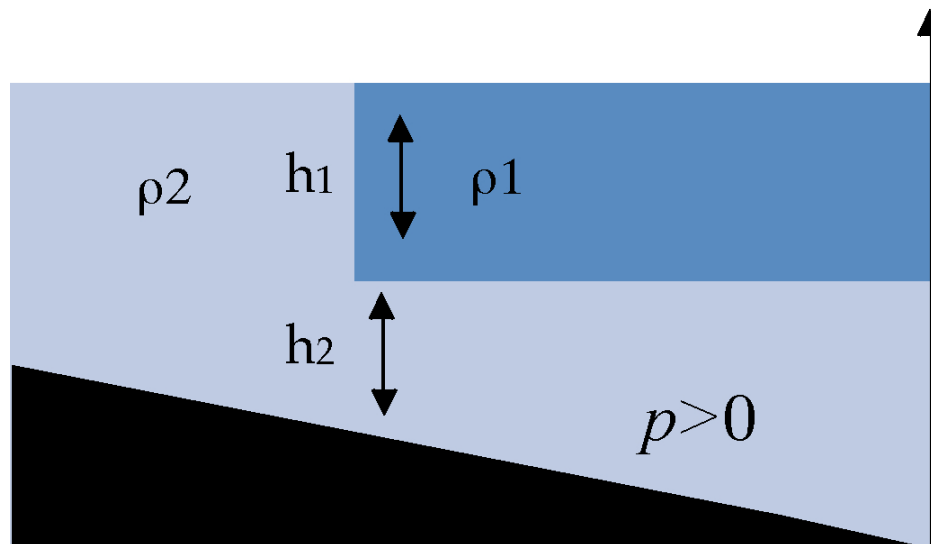
Rôle de la topographie

axe symétrie



Topographie cônica négative:
Situation de courant côtier

axe symétrie



Topographie cônica positive:
Situation d'upwelling

II.1

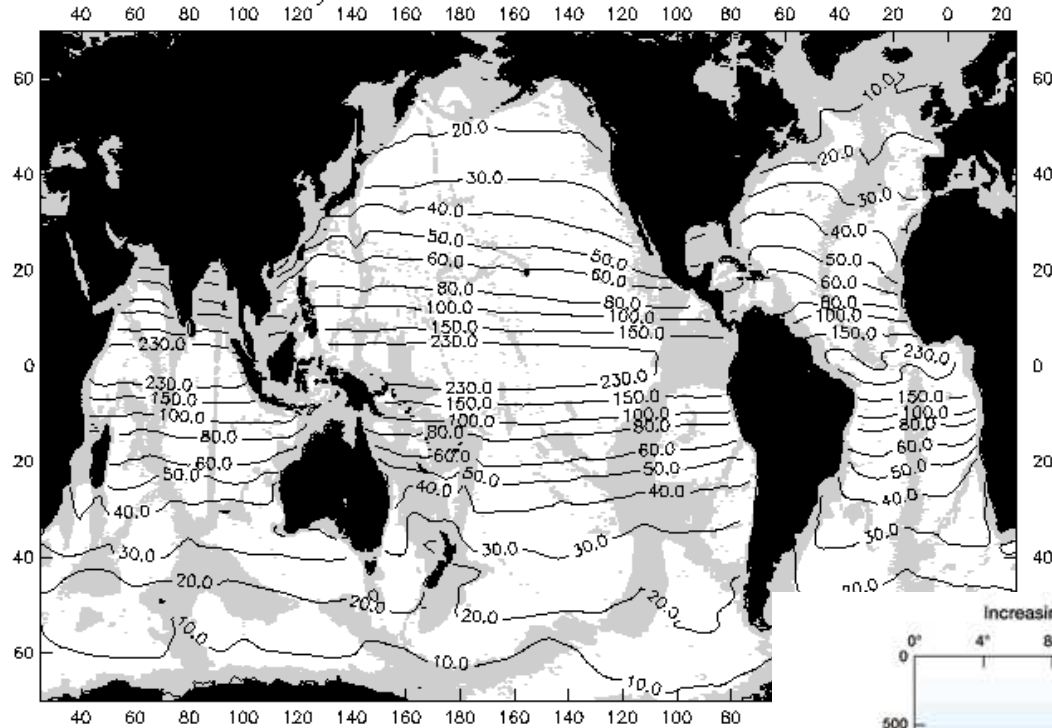
Echelles accessibles en laboratoire

<i>Négliger les effets de bords :</i>	Lo	\gg	Rc			
	Taille de la cuve		rayon anomalie densité			
Front unidirectionnel :	Rc	\gg	Rd^*			
rayon de déformation barocline			$(Rd^*)^2 = g^*ho/(2\Omega_0)^2 = g^* ho/f^2$			
Situation couche-mince :	Rd^*	\gg	ho			
			épaisseur de stratification			
ho	\gg	Rd^*	\gg	Rc	\gg	Lo
1 cm		10 cm		1 m		10 m !!

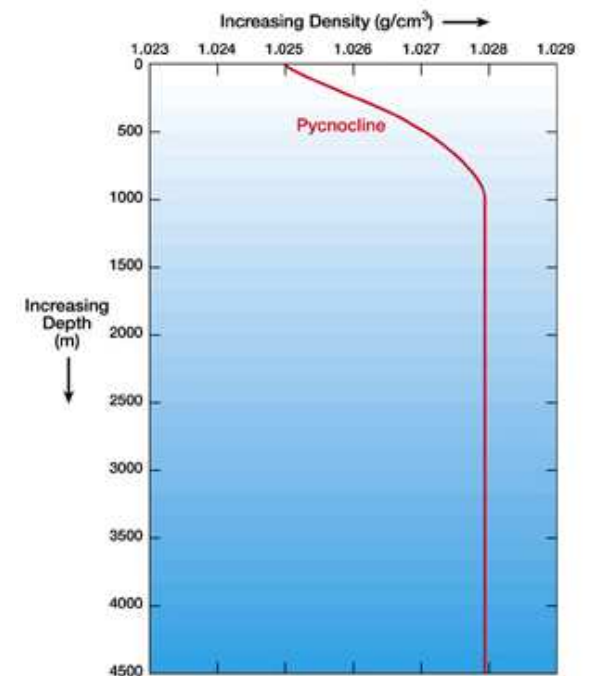
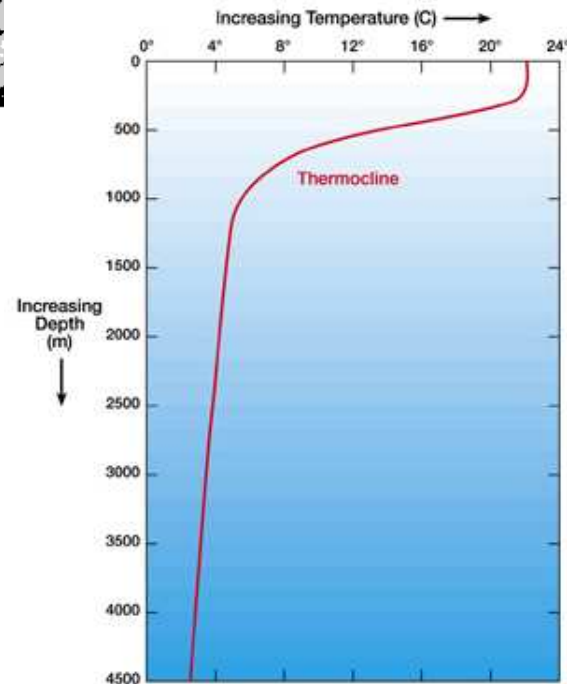
Quel est le rapport ho / Rd^* dans l'océan ?

II.1 Carte du rayon de déformation barocline associé au premier mode barocline

Baroclinic Rossby radius of deformation



Échelle verticale de la stratification



Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

II.2.1. Dimensions fondamentales

II.2.2 Théorème π

II.2.3 Applications simples.

II.2.4. Similitude dynamique, paramètres adimensionnels fondamentaux, dimensionnement d'une maquette.

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Dimensions physiques fondamentales (rappel)

Il y a quatre dimensions physiques fondamentales en mécanique, on choisit généralement:

- la longueur **L**
- la masse **M**
- le temps **T**
- la température **θ**

Rem: on pourrait également choisir une autre classe de quatre dimensions comme L, F (force), T et θ .

Rem: dans d'autres domaines de la physique il peut être nécessaire de prendre en compte d'autres dimensions fondamentales comme par exemple la charge électrique q.

La dimension de toute grandeur mécanique A est un monôme en puissance de L, M, T et θ

$$[A] = L^\alpha M^\beta T^\delta \theta^\gamma$$

Rem: La relation ci-dessus se vérifie dans la pratique mais n'est pas a priori évidente. Elle se démontre en considérant que la physique est indépendante du système d'unité choisi (m, kg, s, °K) ou (cm, g, h, °C).

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Le théorème π

Toute grandeur physique P du système peut s'écrire sous forme adimensionnelle à partir des r grandeurs physiques A_i ayant des dimensions indépendantes.

$$\Pi = \frac{P}{A_1^\alpha \dots A_r^\beta}$$

Cette grandeur sans dimension n'est fonction que de p paramètres adimensionnels Π_i indépendants:

$$\Pi = F(\Pi_1, \dots, \Pi_p)$$

Le nombre p de paramètre adimensionnels indépendants Π_i qui contrôlent le système est alors:

$$p = N - r$$

N : grandeurs physiques caractéristiques dont dépend à priori la grandeur P

r : grandeurs physiques dimensionnellement indépendantes

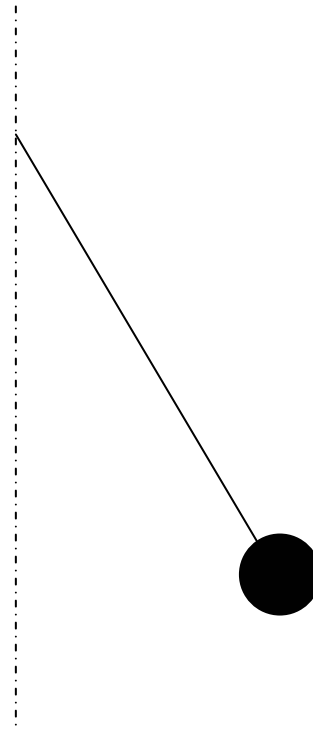
Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

L'analyse dimensionnelle constitue un préalable nécessaire à la modélisation physique d'un écoulement fluide. Elle permet parfois de résoudre des problèmes physiques simples sans résoudre explicitement les équations fondamentales de la dynamique.

Illustration de *l'Analyse Dimensionnelle* sur un système simple

:

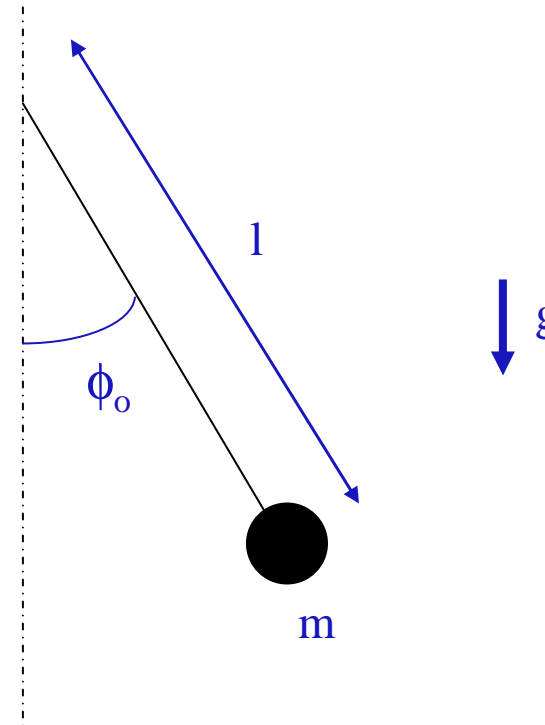
le pendule libre.



Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

- 1 Identifier les **grandeurs physiques caractéristiques** du système à l'état initial
(Ce sont les grandeurs qui vont influencer l'évolution du système. Si on modifie la valeur d'une de ces grandeurs la dynamique du système sera différente. Cela peut se vérifier expérimentalement avec quelques tests.)

On considère un pendule libre dans la position initiale suivante.



ϕ_0 : angle ; m : masse ; l : longueur ; g : gravité

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

- 2 Calculer les dimensions des grandeurs physiques caractéristiques du système.

$$[\phi_0] = 1 \quad ; \quad [m] = M \quad ; \quad [l] = L \quad ; \quad [g] = LT^{-2}$$

- 3 Déterminer r le nombre de grandeurs physique ayant des dimensions indépendantes.

On dit que les p grandeurs physiques A_1, A_2, \dots, A_p ont des **dimensions indépendantes** si aucune des fonctions de dimensions $[A_i]$ ne peut être représentée comme le produit de puissance des autres fonctions de dimensions $[A_j]$ ($j \neq i$). En mécanique, il n'y a pas plus de quatre grandeurs physiques aux dimensions indépendantes ($r \leq 4$).

Dans le cas du pendule, les trois grandeurs l , m et g ont des dimensions indépendantes ($r=3$) tandis que l'angle ϕ_0 est une grandeur adimensionnelle.

Que pouvons nous en déduire ?

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Toutes les grandeurs physiques (intégrales ou locales) qui résultent de la dynamique du pendule ne peuvent être adimensionnées que par les trois uniques grandeurs physiques aux dimensions indépendantes l , m et g . Les grandeurs sans dimensions ainsi construites sont alors fonction de l'unique paramètre adimensionnel ϕ_o .

Exemples:

- la période d'oscillation T_o (*grandeur intégrale*)

$$\frac{T_o}{g^{-1/2} L^{1/2}} = F(\phi_o) \quad ; \quad \phi_o \approx 0 \Rightarrow \frac{T_o}{g^{-1/2} L^{1/2}} \approx F(0) = \text{Cst} (\neq 0)$$

- la tension F_o du fil lorsque la bille passe par $\phi = 0$ (*grandeur locale instantanée*)

$$\frac{F_o}{mg} = G(\phi_o) \quad ; \quad \phi_o \approx 0 \Rightarrow \frac{F_o}{mg} \approx G(0) = \text{Cst} (\neq 0)$$

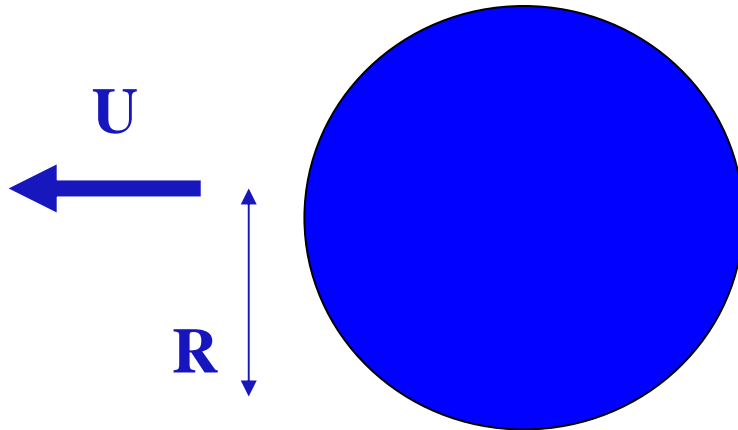
On trouve ainsi la loi qui relie la période des petites oscillations d'un pendule sans écrire les équations fondamentales de la dynamique ! Les valeurs des constantes peuvent être obtenue avec une seule expérience: $F(0)=2\pi$ et $G(0)=1$.

II.2.3

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Application simple : **la traînée d'une sphère dans un fluide**

Considérons une sphère de rayon **R** se déplaçant à vitesse constante **U** dans un fluide au repos.



Evaluer l'évolution de la force de traînée en fonction des paramètres à l'aide d'une analyse dimensionnelle.

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

- 1 Grandeurs physiques caractéristiques: \mathbf{U} , \mathbf{R} , ρ (densité du fluide), η (viscosité) , ...
- 2 Dimensions:

$$[\mathbf{U}] = \text{LT}^{-1} \quad ; \quad [\mathbf{R}] = \text{L} \quad ; \quad [\rho] = \text{ML}^{-3} \quad ; \quad [\eta] = \text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}$$
- 3 Trois grandeurs physiques aux dimensions indépendantes ($\mathbf{r} = 3$), par exemple: \mathbf{U} , \mathbf{R} , ρ
- 4 D'après le théorème π il n'y a qu'un seul paramètre adimensionnel indépendant, il se construit ici de façon unique c'est le nombre de Reynolds \mathbf{Re} et la traînée \mathbf{T} s'écrit alors sous la forme:

$$C_d = \frac{\mathbf{T}}{\rho \mathbf{R}^2 \mathbf{U}^2} = \mathbf{F}(\mathbf{Re}) \quad \text{avec} \quad \mathbf{Re} = \frac{\rho \mathbf{U} \mathbf{R}}{\eta}$$

Le coefficient C_d est couramment appelé coefficient de traînée.

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Analyse limite: $Re \rightarrow 0$ ou $Re \rightarrow +\infty$

Il faut être vigilant car la fonction $F(Re)$ n'admet pas forcément une limite finie.

$Re \rightarrow 0$

L'écoulement est dominé par la viscosité. Dans ce cas, on peut négliger le rôle de la densité ρ par rapport à la viscosité η , ce qui revient à étudier le cas limite $\rho \rightarrow 0$. Dans cette limite asymptotique, le coefficient C_d diverge !

Il doit alors suivre une loi de puissance du type: $C_d \propto Re^{-\alpha}$; $\alpha > 0$

On enlève ρ de la liste des grandeurs physiques caractéristiques et l'analyse dimensionnelle donne:

$$\frac{T}{\eta R U} = C_{st} \Rightarrow C_d \propto Re^{-1}$$

$Re \rightarrow +\infty$

Viscosité négligeable, ce qui revient à étudier le cas limite $\eta \rightarrow 0$

On enlève η de la liste des grandeurs physiques caractéristiques et donc:

$$C_d \rightarrow C_{st}$$

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Mesures expérimentales:

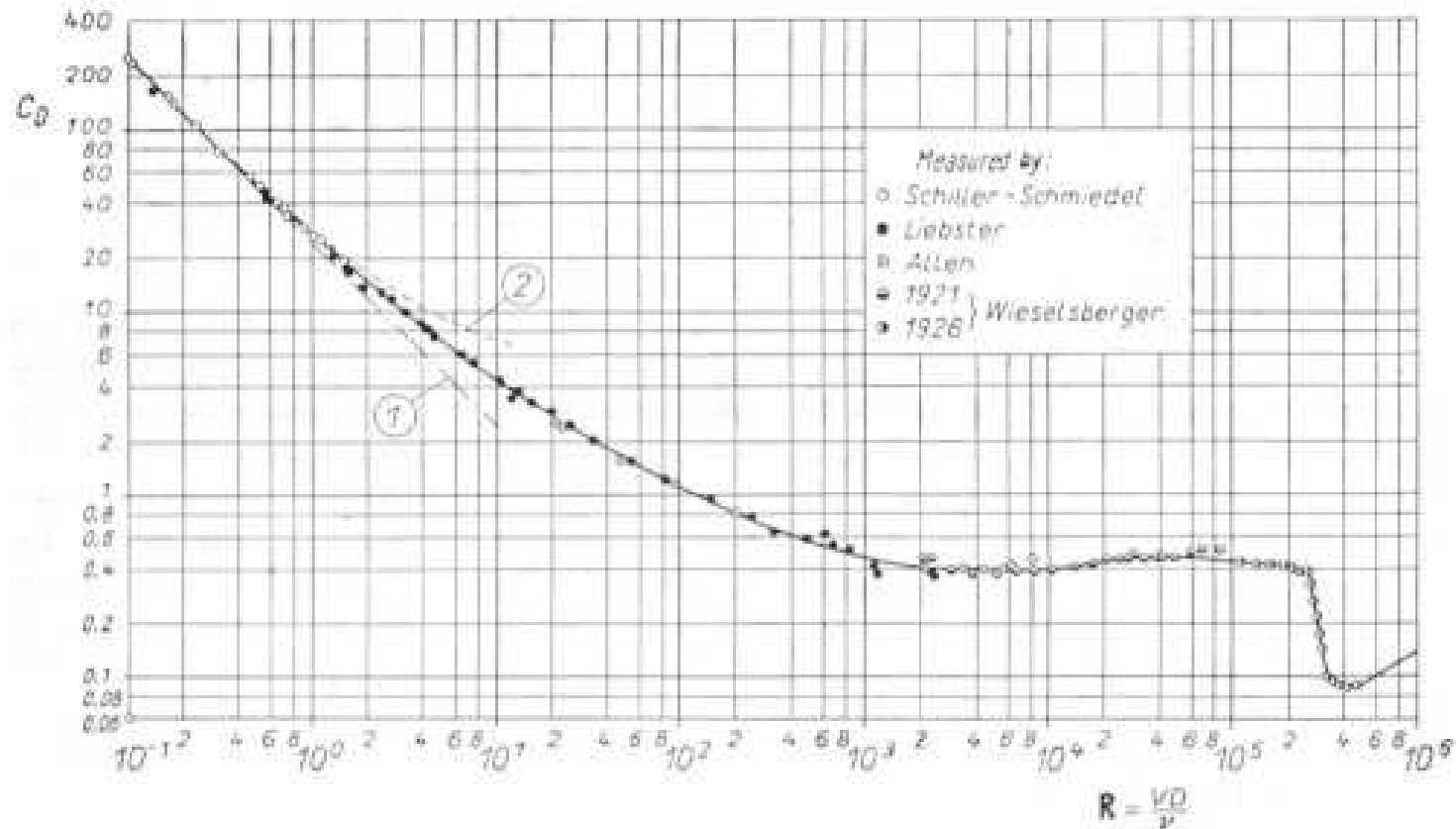
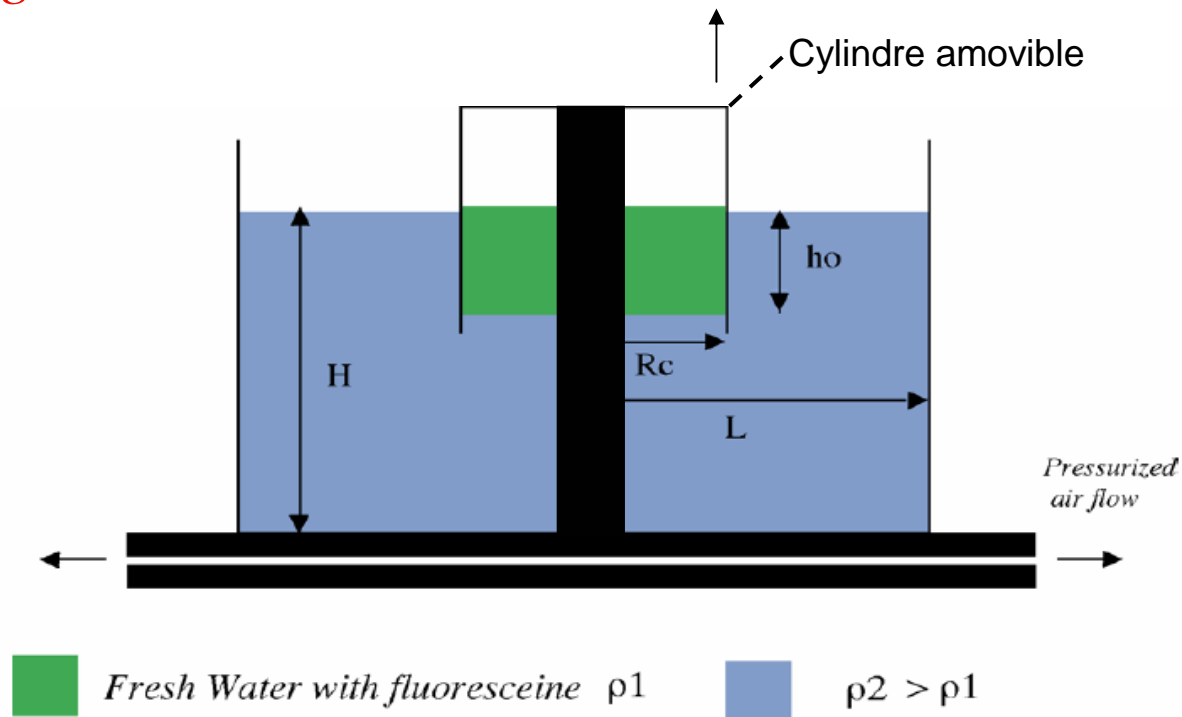


Fig. 1.5. Drag coefficient for spheres as a function of the Reynolds number
 Curve (1): Stokes' theory, eqn. (6.10); curve (2): Oseen's theory, eqn. (6.13)

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Paramètres adimensionnels indépendants et dimensionnement de l'expérience en laboratoire afin de caractériser la dynamique réelle à grande échelle ?



II.2 Pour « éliminer » M on construit le paramètre sans dimension :

$$\Delta\rho/\rho = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_0 \text{ avec } \rho_0 = (\rho_1 + \rho_2)/2$$

Pour « éliminer » T on construit :

$$g/\Omega_0^2 \text{ (dimension : L)}$$

On se retrouve avec :

$$p, \Delta\rho/\rho + 5 \text{ longueurs : } g/\Omega_0^2, L, R_c, h_0, H$$

La dynamique non dissipative est donc contrôlée par au plus 6 paramètres adimensionnels indépendants.

Un peu de physique maintenant ...

Le rapport g/Ω_0^2 nous incite à introduire les rayons de déformation (i.e. rayon de Rossby) barotrope et barocline :

$$R_d^2 = gH/(2\Omega_0)^2 \quad R_d^{*2} = g^*H/(2\Omega_0)^2$$

avec $g^* = \Delta\rho/\rho$ g la gravité réduite.

On se ramène ainsi aux 6 grandeurs physiques suivantes :

$$R_d, R_d^*, L, R_c, h_0, H$$

II.2

Si ... $L \gg R_c$ et $R_d \gg R_c$

cela revient à négliger les effets de bords et la composante dynamique barotrope.

Il ne reste plus que 4 grandeurs physiques "importantes" :

R_d^* , R_c , h_0 , H

On peut alors construire 4 paramètres adimensionnels :

Nombre de Burger $Bu = (R^*d / R_c)^2$

$\delta = h_0 / H$

$\alpha = h_0 / R^*d$

p = pente de la topographie

QUESTIONS :

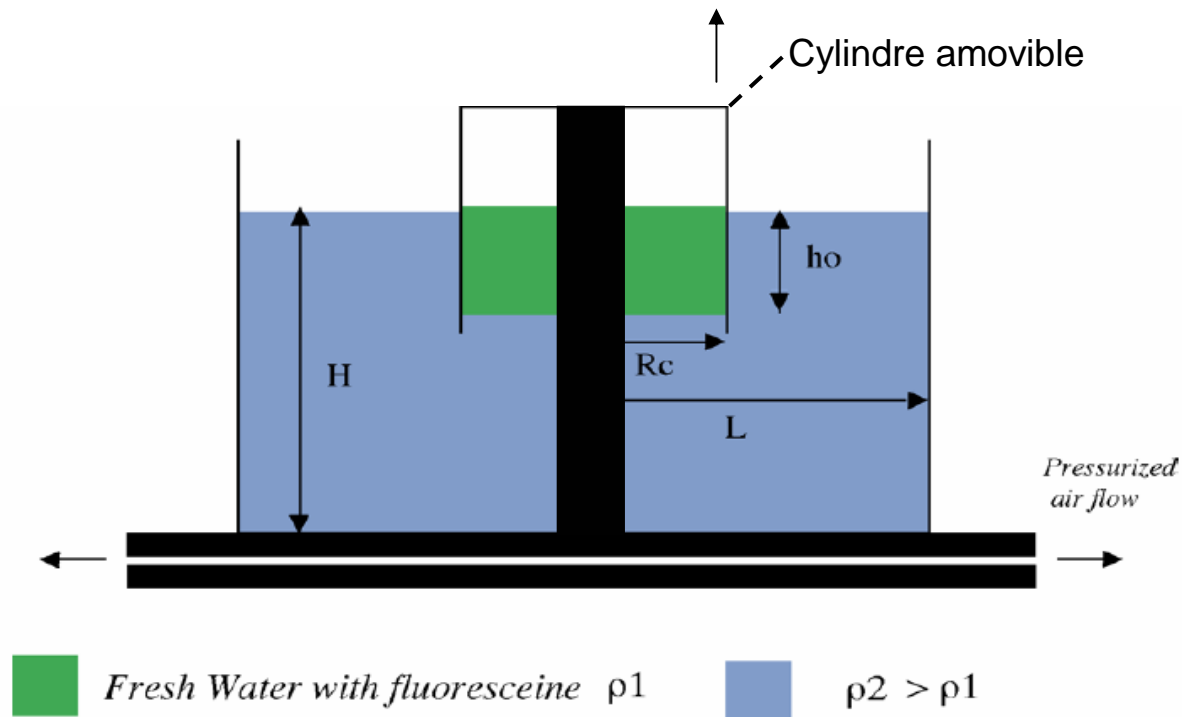
Donner l'ordre de grandeur des paramètres Bu , δ et α pour le Gulf Stream, le courant Ligure en Méditerranée (1) ou un front d'"upwelling" dans le lac Ontario (2). Comparer avec la gamme de paramètre accessible dans l'expérience de laboratoire.

(1) Crépon, M., Wald, L. & Monget, J.M. 1982. Low frequency waves in the Ligurian Sea during December 1977. *J. of Geophys. Res.*, 87, no.C1, 595-600.

(2) Csanady, G. T. 1977. Intermittent 'full' upwelling in lake Ontario. *J. of Geophys. Res.* 82, no 3, 397-419.

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Comment dimensionner une expérience en laboratoire à échelle réduite afin de caractériser la dynamique réelle à grande échelle ?



Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Similitude géométrique

La similitude géométrique correspond à une réduction similaire de toute les échelles d'espace. On doit ainsi conserver le même rapport d'aspect.

Similitude dynamique

Si tout les paramètres adimensionnels (géométriques et dynamiques) ont la même valeur aurons-nous exactement le même écoulement ?

Analyse dimensionnelle et lois d'échelle

Description du système lorsque l'épaisseur de la couche 1 est très inférieure à celle de la couche 2:
Modèle couche mince à gravité réduite, unidimensionnel (cf partie III).

$$D_t u - fv = -g^* \partial_x h$$

$$D_t v + fu = 0$$

$$D_t h + h \partial_x u = 0$$

$$\text{avec } D_t = \partial_t + u \partial_x$$

II.3

Plateforme Coriolis, L'EGI, Grenoble



Diamètre : 14 m

Hauteur d'eau H ~ 1 m

Mise en rotation solide ~ 12 h

ho ~ 5-10 cm ;

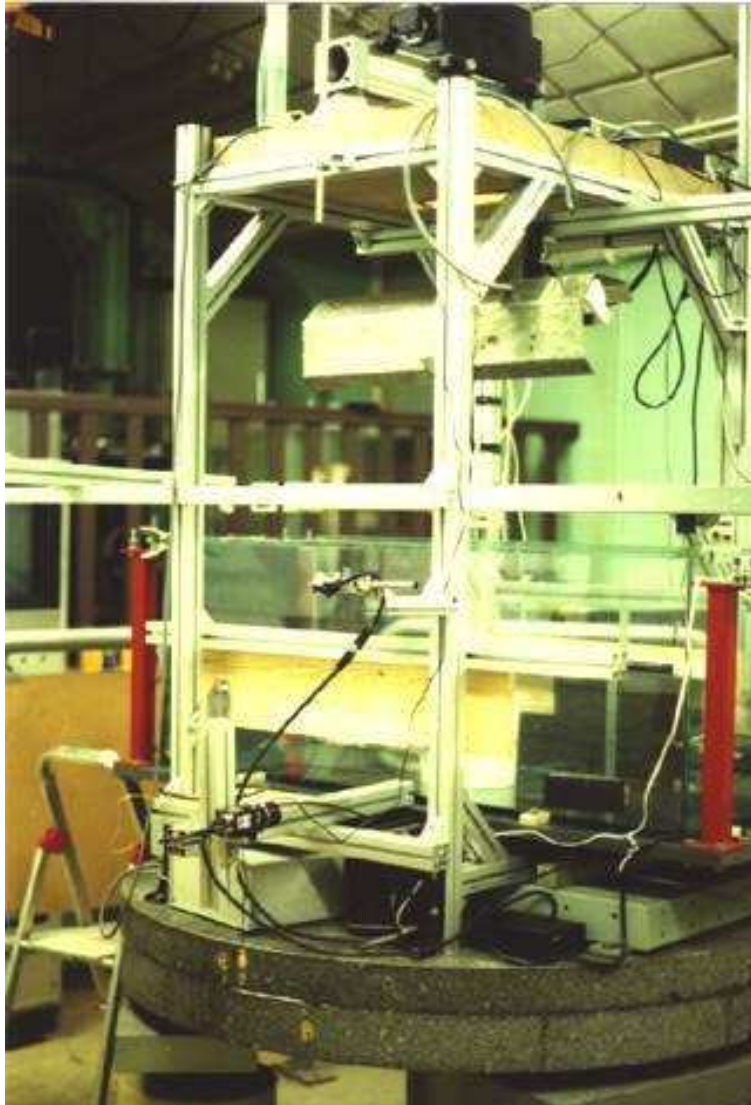
Rd* ~ 10-50 cm ;

Rc ~ 50-100 cm

$\Omega_0 = 1-4 \text{ tr.min}^{-1}$

Re = URd*/ ν ~ 1000-10000

II.4 *Echelles accessibles sur les tables tournantes de l'ENSTA Palaiseau et de Paris VI*



Mise en rotation solide ~ 1 h

$h_0 \sim 1$ cm ;

$Rd^* \sim 1-5$ cm ;

$Rc \sim 3-8$ cm ; $L \sim 50$ cm

$\Omega_0 = 1-12$ tr.min $^{-1}$

$Re = URd^*/\nu \sim 400-1000$

$Bu = 0.05-2$; $\delta = 0.1-0.9$;

$\alpha = 0.5-2$; $p = 0.1 - 0.3$

II.5

Technique expérimentale: stratification verticale

**Pour obtenir une stratification verticale on a le choix
entre :**

TEMPERATURE ou *SALINITE*

Estimation de la durée de vie de cette stratification verticale :

Diffusivité thermique / Diffusivité du
sel

$$\kappa_T \sim 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1} \quad \kappa_S \sim 10^{-9} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$$

Durée d'homogénéisation par diffusion sur une échelle
verticale H de $\sim 1\text{cm}$

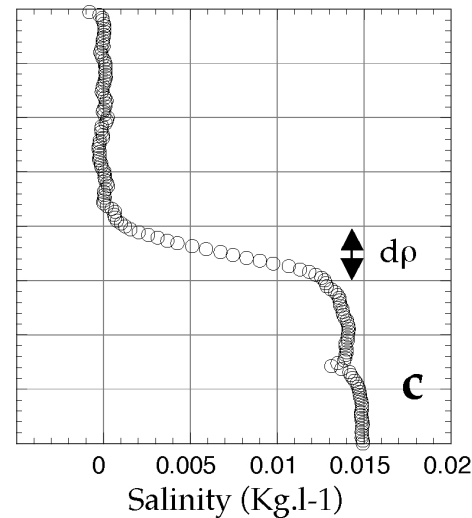
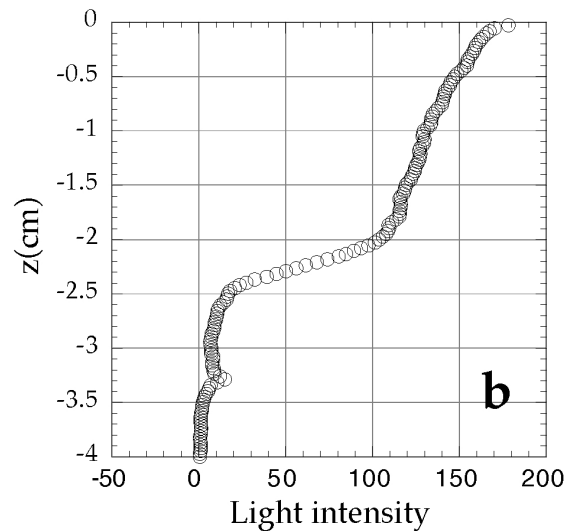
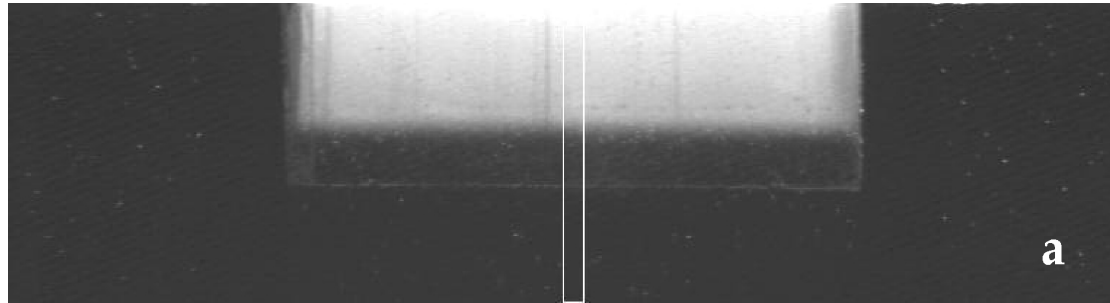
$$T \sim H^2/\kappa$$

$$T_{\text{température}} \sim 5\text{-}10 \text{ min} \quad / \quad T_{\text{sel}} \sim 12 \text{ h}$$

on choisit une stratification en salinité !

II.5

Mesure non intrusive du champ de densité



On utilise un colorant fluorescent dans la couche supérieure, la fluorescence est « excitée » par une nappe laser verticale, initialement $C_{\text{fluo}}=C_0$ dans la couche supérieure de salinité $S_1=0$ tandis que $C_{\text{fluo}}=0$ dans la couche inférieure de salinité S_2 .

La diffusion relative du sel et du colorant s'effectue sur une échelle de temps $T_{\text{sel}} \sim 1 \text{ h}$ (pour une interface de 1 mm)

Tandis que les mouvements advectif induisent un mélange identique sur le sel et le colorant à une échelle de temps

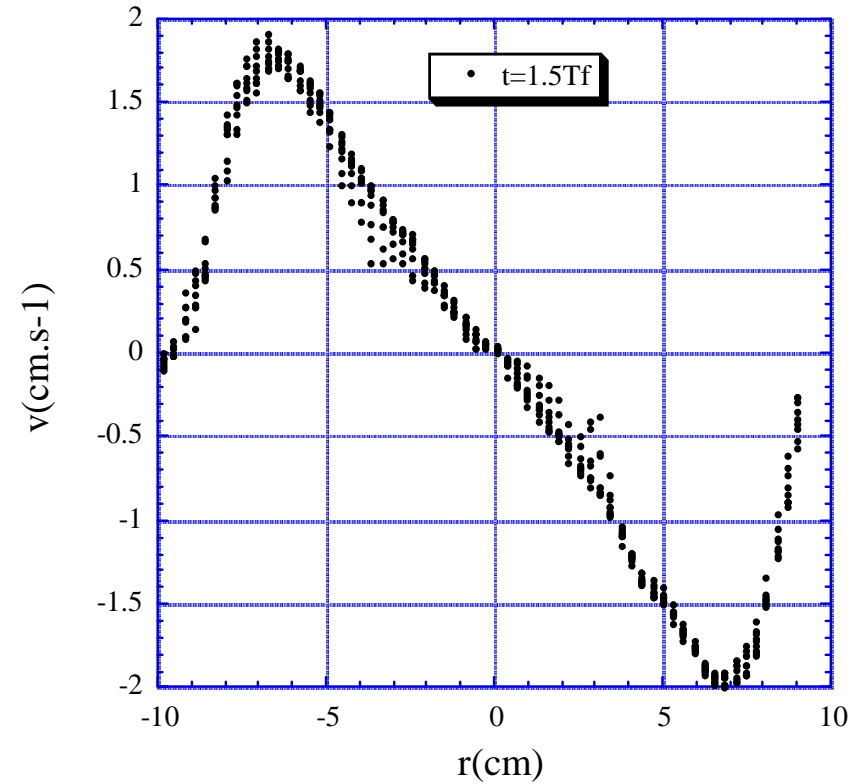
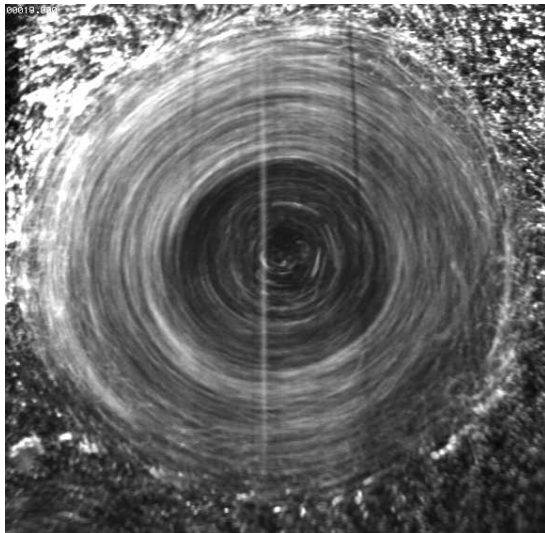
$T_{\text{advection}} < 1 \text{ min}$

II.5

Particle Image Velocimetry (PIV)



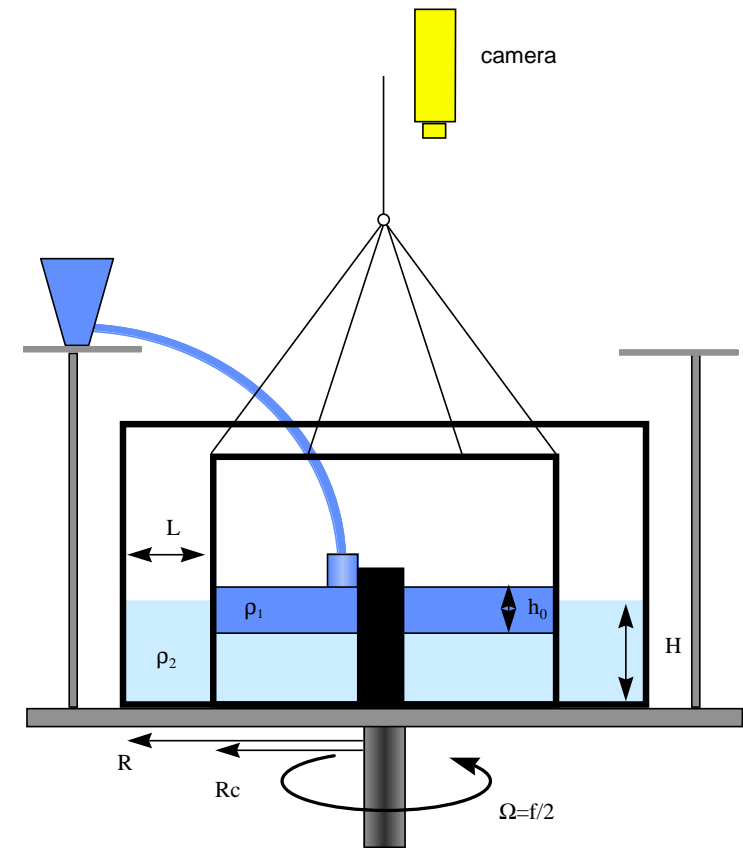
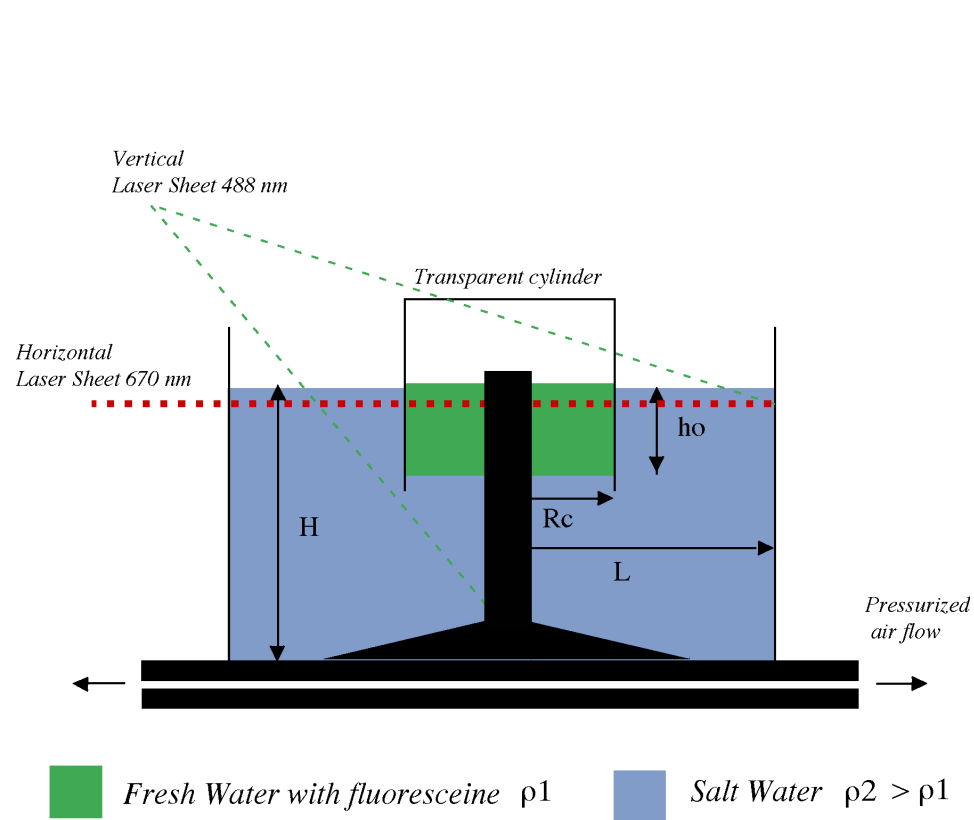
particules
de 50 μm
éclairées
par une
nappe
laser
horizontale



Profil de vitesse horizontal obtenu par
corrélation d'images (PIV)

II.6

Schémas de principe des expériences



- Visualisation du courant par coloration de l'eau
- Analyse par traitement d'image