

PROJET SCIENTIFIQUE COLLECTIF

LES CYCLONES TROPICAUX

Matthieu ATTALI Xavier CHASSAGNEUX
Lucien DEGARDIN Rodolphe GOURSEAU
Xavier MISSEI Pierre-Louis NAUD Ngoc Anh VU

30 Mai 2003

PROMOTION X2001

*Nous remercions François Lott, Alexandre Stegner et Julien Le Sommer
pour nous avoir consacré du temps, et nous avoir guidés lors de ce projet
scientifique collectif.*

Table des matières

1	Généralités	5
1.1	Formation d'un cyclone tropical	5
1.2	Description d'un cyclone tropical	6
2	Modélisation théorique	9
2.1	Modélisation	9
2.1.1	Approximations dynamiques : le modèle <i>2D-barotrope</i>	9
2.1.2	Approximations géométriques : le plan β	11
2.2	Equations et paramètres	12
2.2.1	Equations <i>shallow-water</i>	12
2.2.2	Paramètres du problème	13
2.2.3	Développement asymptotique	15
2.2.4	Conservation de la vorticité potentielle	16
2.3	Interprétation des trajectoires	18
2.3.1	Conservation de la vorticité potentielle	18
2.3.2	Prévision des trajectoires	18
2.3.3	Limites de la prévision	19
2.4	Limites du modèle	20
3	Étude expérimentale	21
3.1	Dispositif et protocole	21
3.1.1	Dispositif	21
3.1.2	Protocole opératoire	23
3.1.3	Validité du dispositif	28
3.1.4	Conservation de la vorticité potentielle	30
3.2	Similitudes	31
3.3	Expérience avec le plan β	32
3.3.1	Description	32
3.3.2	Trajectoire	33
3.4	Expérience avec une île	35
3.4.1	Description	35

3.4.2	Mouvement de translation du cyclone	35
3.4.3	Trajectoire	36
4	Simulation numérique	41
4.1	Modélisation	41
4.1.1	Modèle <i>shallow-water</i>	41
4.1.2	Modèle et approximations	41
4.2	Résultats de la simulation	42
4.2.1	Résultats dans les conditions réelles	42
4.2.2	Résultats avec les données de l'expérience	49
4.3	Validation du modèle	50
4.3.1	Comparaison avec la théorie	50
4.3.2	Comparaison avec la réalité	51
4.3.3	Comparaison de l'expérience avec la simulation	52
4.3.4	Problème numérique du programme	53
5	Conclusion	55
	Bibliographie	57
	Table des figures	60

Chapitre 1

Généralités

Un cyclone (du mot grec *kuklos* : cercle) tropical est un tourbillon de vents violents qui se forme au dessus des mers tropicales.

1.1 Formation d'un cyclone tropical

Les cyclones tropicaux (connus sous le nom d'ouragans et de tempêtes tropicales dans l'Atlantique, de typhons dans le Pacifique et de cyclones dans l'Océan Indien) sont de violentes tempêtes qui peuvent être très destructrices. Ils se forment généralement au-dessus de l'océan, de 8° à 20° au nord et au sud de l'Équateur.

Un cyclone tropical ne se forme que si plusieurs conditions environnementales sont réunies [1] :

1. Température de l'océan d'au moins 26 °C. En effet, les cyclones tirent leur énergie des eaux chaudes des tropiques et de la chaleur latente de la condensation.
2. Atmosphère qui se refroidit rapidement avec l'altitude, donc potentiellement instable. En effet, si l'air est instable, il continue à monter, et la perturbation s'intensifie, ce qui ne se produit que si les vents de tous les niveaux de l'atmosphère (du niveau de la mer jusqu'à 10 000 mètres ou plus) soufflent à la même vitesse et dans la même direction.
3. Être à plus de 500 kilomètres de l'Équateur, car à moins de 500 kilomètres, la force de Coriolis est trop faible. En effet, c'est la force de Coriolis (effet produit par la rotation de la Terre) qui donne au cyclone

son mouvement en spirale et qui maintient les basses pressions atmosphériques de la perturbation.

4. Présence d'un centre de hautes pressions dans la haute atmosphère au-dessus de la tempête naissante. L'air de ces centres de hautes pressions s'éloigne du centre, laissant la place à l'air ascendant de la tempête, ce qui encourage davantage le mouvement ascendant. Ce centre de hautes pressions est en quelque sorte "l'échappement" de la tempête.

Il ne se forme pas toujours de cyclones lorsque ces conditions sont réunies, mais elles sont nécessaires.

1.2 Description d'un cyclone tropical

Un cyclone tropical intense est une tempête presque circulaire causée par une pression atmosphérique très basse et accompagnée de vents tourbillonnants très forts et de pluies torrentielles. L'étendue des cyclones tropicaux varie de quelques centaines de kilomètres de diamètre (petite tempête) à plus de 1 000 kilomètres de diamètre (cyclone «monstre»). Les cyclones tropicaux ont trois parties distinctes : l'œil, le mur de l'œil et les bandes spirales de pluie.

L'œil du cyclone (large d'une quarantaine de kilomètres) est bien connu. C'est le centre du cyclone tropical, produit par l'intense mouvement en spirale de la tempête. Il est formé par de l'air qui s'affaisse lentement. A l'intérieur de l'œil le ciel est dégagé et le vent est calme. Puis, la tempête se déchaîne de nouveau, dans la direction inverse. L'œil est l'endroit où la pression en surface est la plus basse et la température en altitude la plus chaude. On a découvert qu'à une altitude de 12 kilomètres, il peut faire 10°C de plus dans l'œil qu'autour de l'œil.

L'œil d'un cyclone tropical est entouré du mur de l'œil. C'est dans le mur de l'œil que les vents de surface sont les plus violents. Le mur est formé par de l'air qui monte sous l'influence de nombreux courants ascendants et descendants très forts. On ne comprend pas très bien les mécanismes qui forment l'œil et le mur de l'œil, mais on pense généralement que l'œil se forme selon le même principe que l'écoulement de n'importe quel liquide. Ce mécanisme ressemble donc au mouvement de l'eau qui s'écoule dans un évier.

Les cyclones sont entourés de bandes spirales de pluie, c'est-à-dire de bandes d'averses à forte convection qui tourbillonnent vers le centre de la

tempête. Les cumulus et les cumulo-nimbus (nuages d'orage) s'élèvent, et des éclairs se forment.



FIG. 1.1 – Œil, mur de l'œil et bandes spirales de pluie [1]

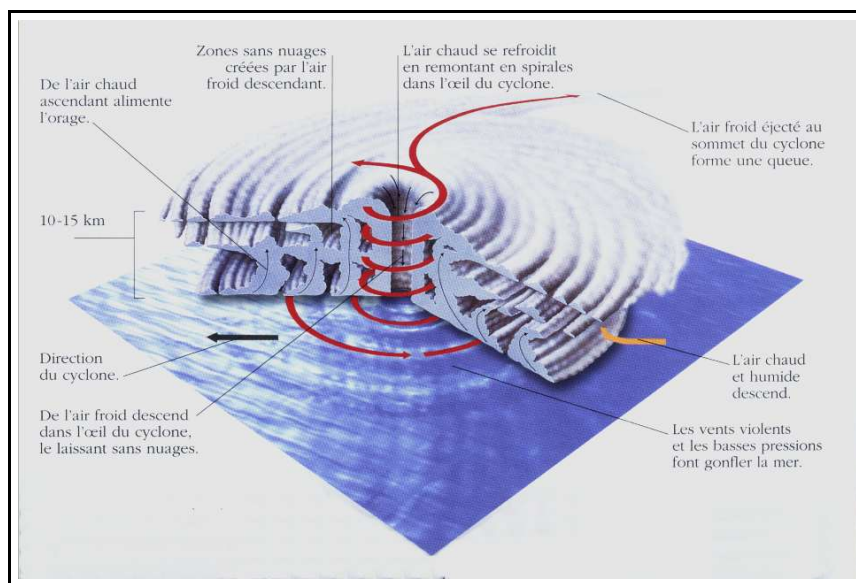


FIG. 1.2 – Mouvements d'air dans un cyclone [2]

Chapitre 2

Modélisation théorique

Afin d'appréhender la dynamique des cyclones, on peut utiliser un modèle simple qui permet d'isoler certains phénomènes physiques, et de comprendre l'influence de ces phénomènes sur la dynamique des cyclones. Cette dernière est complexe car elle met en jeu :

- des phénomènes dynamiques : un cyclone peut être décrit comme un tourbillon atmosphérique évoluant dans un référentiel terrestre,
- des phénomènes thermodynamiques : un cyclone est une "machine de Carnot" qui utilise l'océan comme source chaude et l'espace comme source froide par rayonnement.

La complexité de la description dynamique des cyclones est due au fait que les phénomènes dynamiques et thermodynamiques sont couplés.

Pour découpler ces deux types de phénomènes, on utilise un modèle simplifié qui permet de mettre en avant l'influence des phénomènes dynamiques sur la trajectoire des cyclones. On ne s'intéresse donc qu'à la dynamique du cyclone et non à sa formation.

2.1 Modélisation

2.1.1 Approximations dynamiques : le modèle *2D-barotrope*

Le modèle simplifié permettant de ne s'intéresser qu'aux phénomènes dynamiques est le modèle *2D-barotrope* qui repose sur les approximations suivantes :

- écoulement incompressible et inviscide
- écoulement bidimensionnel.

Voici quelques grandeurs caractéristiques d'un cyclone :

vitesse dans le plan horizontal	$U = 20 \text{ m.s}^{-1}$
largeur	$L = 10^5 \text{ m}$
hauteur	$H = 10^4 \text{ m}$
viscosité dynamique de l'air ^a	$\nu = 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$

On note W la vitesse dans le plan vertical.

On calcule alors un nombre de Reynolds $Re \sim 10^{12} \gg 1$, et un nombre de Mach $M \sim 10^{-1} < 0.3$ ^b, ce qui justifie d'une part l'hypothèse d'écoulement inviscide et d'autre part l'hypothèse d'écoulement incompressible [3].

L'équation de continuité s'écrit :

$$(2.1) \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Mais :

$$(2.2) \quad \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} = O\left(\frac{U}{L}\right) \\ \frac{\partial v}{\partial y} = O\left(\frac{U}{L}\right) \end{cases}$$

Or :

$$(2.3) \quad \frac{\partial w}{\partial z} = O\left(\frac{W}{H}\right)$$

Donc :

$$(2.4) \quad W = O\left(\frac{H}{L} U\right) \Rightarrow W \ll U$$

Ainsi, on justifie l'hypothèse d'écoulement bidimensionnel.

L'équation de la vorticité s'écrit :

$$(2.5) \quad \frac{d\omega_{tot}}{dt} = \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{U}) \cdot \underline{\omega}_{tot} - \underline{\omega}_{tot} \text{div}(\underline{U}) + \underline{\text{rot}}(\underline{F}) + \frac{1}{\rho^2} \underline{\text{grad}}(\rho) \wedge \underline{\text{grad}}(p) + \underline{\text{rot}}\left(\frac{1}{\rho} \underline{\text{div}}(\underline{\tau})\right)$$

^a pour un cyclone, il existe une couche limite d'Eckman de 1 km d'épaisseur dans laquelle l'écoulement est turbulent ; en toute rigueur, il faudrait prendre en compte la viscosité "turbulente" de l'air qui est plus élevée

^b si le nombre de Mach est supérieur à 0.3, l'écoulement doit être considéré comme compressible

Dans le modèle utilisé, on a :

$$(2.6) \quad \underline{\text{grad}}(\rho) = \text{div}(\underline{U}) = 0 \quad \text{incompressibilité}$$

$$(2.7) \quad \underline{\tau} = 0 \quad \text{écoulement inviscide}$$

$$(2.8) \quad \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{U}) \cdot \underline{\omega}_{tot} = 0 \quad \text{écoulement bidimensionnel}$$

$$(2.9) \quad \underline{\text{rot}}(\underline{F}) = 0 \quad \text{si l'on se place dans le référentiel géocentrique}$$

Ainsi, on a :

$$(2.10) \quad \frac{d\underline{\omega}_{tot}}{dt} = 0$$

Dans le référentiel géocentrique, la vorticité est la somme de la vorticité relative^c ω_{rel} et de la vorticité correspondant à la rotation de la Terre^d f : $\omega_{tot} = \omega_{rel} + f$ où $f = 2\Omega_0 \sin(\theta)$ avec Ω_0 vitesse de rotation de la Terre et θ la latitude.

Finalement, en notant $\omega = \omega_{rel}$, on a :

$$(2.11) \quad \frac{d(\omega + f)}{dt} = 0$$

2.1.2 Approximations géométriques : le plan β

La géométrie du problème est sphérique. Mais la taille caractéristique du cyclone est petite par rapport au rayon de la Terre. On peut donc utiliser une approximation de la géométrie sphérique par le plan tangent à la Terre à la latitude du cyclone. On munit ce plan tangent d'un repère cartésien comme indiqué sur la figure FIG.2.1

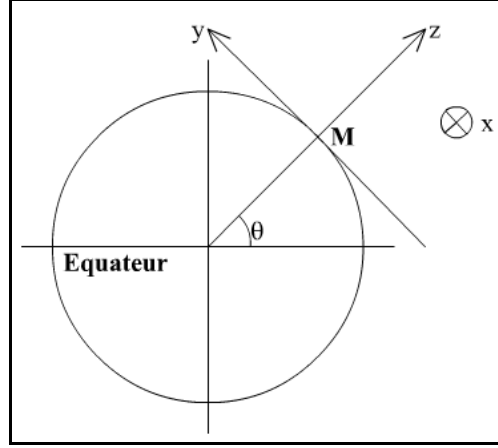
Dans ce repère, les variations de f se développent en $\frac{y}{R_T}$ où R_T est le rayon de la Terre.

$$(2.12) \quad f \simeq 2\Omega_0 \sin(\theta) + 2\Omega_0 \cos(\theta) \frac{y}{R_T} \equiv f_0 + \beta y$$

avec $f_0 = 2\Omega_0 \sin(\theta)$ et $\beta = \frac{2\Omega_0}{R_T} \cos(\theta)$. Ainsi, le plan tangent porte le nom de plan β .

^c vorticité dans le référentiel terrestre

^d à sa projection selon $\underline{e}_z$ dans le modèle 2D-barotrope (voir FIG.2.1)

FIG. 2.1 – Le plan β : repère choisi

Cette approximation n'est valide que si les distances considérées sur le plan β sont très faibles devant le rayon de la Terre R_T .

L'écoulement est bidimensionnel et incompressible, donc il existe une fonction de courant ψ telle que :

$$(2.13) \quad \begin{cases} u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \end{cases}$$

On a alors :

$$(2.14) \quad \omega = \Delta \psi$$

En notant $J(f, g) = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial g}{\partial y} - \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial g}{\partial x}$, l'équation (2.11) devient :

$$(2.15) \quad \frac{\partial \Delta \Psi}{\partial t} + J(\Psi, \Delta \Psi) + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0$$

2.2 Equations et paramètres

2.2.1 Equations *shallow-water*

Afin d'étudier la similitude de l'expérience avec la réalité, et la simulation numérique utilisant une équation plus générale que l'équation (2.15), il

est nécessaire de s'intéresser aux équations *shallow-water* qui permettent de prendre en compte notamment la dimension verticale et de mettre en avant les paramètres du problème. En passant ensuite certains d'entre eux à la limite, on retrouve :

- le modèle 2D-barotrope, incompressible et inviscide
- les équations vérifiées par le fluide dans le cadre de l'expérience
- les équations utilisées pour mettre au point la simulation numérique.

On considère un fluide d'épaisseur $H = H_0 + \eta$ en écoulement bidimensionnel dans un référentiel tournant, l'hypothèse du plan β étant gardée. Sous ces hypothèses^e, les équations du mouvement et de continuité s'écrivent :

$$(2.16) \quad \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + (u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y})u - f v = -g \frac{\partial H}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + (u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y})v + f u = -g \frac{\partial H}{\partial y} \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(u H)}{\partial x} + \frac{\partial(v H)}{\partial y} = 0 \end{cases}$$

2.2.2 Paramètres du problème

On introduit des paramètres adimensionnés en fonction des dimensions caractéristiques de l'écoulement.

$$(2.17) \quad \eta = h \bar{\eta} \quad \text{où } h \text{ est l'échelle des variations de hauteur}$$

$$(2.18) \quad \begin{cases} x = L \bar{x} \\ y = L \bar{y} \end{cases} \quad \text{où } L \text{ est la largeur caractéristique}$$

$$(2.19) \quad \begin{cases} u = U \bar{u} \\ v = U \bar{v} \end{cases} \quad \text{où } U \text{ est la vitesse caractéristique}$$

$$(2.20) \quad H = H_0 \bar{H}$$

Dans le plan β , le paramètre de Coriolis s'écrit : $f = f_0 + \beta y$, ce qui introduit deux nouvelles échelles caractéristiques^f pour l'écoulement : f_0 et β .

^e f est le paramètre de Coriolis

^f en plus de h, L, U, H_0

Avec les paramètres adimensionnés, le système (2.16) s'écrit :

$$(2.21) \quad \begin{cases} Ro \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \right) \bar{u} - \left(1 + \frac{\beta L}{f_0} \bar{y} \right) \bar{v} = \frac{-1}{\delta Ro^2 Bu} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \bar{x}} \\ Ro \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \right) \bar{v} + \left(1 + \frac{\beta L}{f_0} \bar{y} \right) \bar{u} = \frac{-1}{\delta Ro^2 Bu} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \bar{y}} \\ \delta \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + Ro \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} \right) = 0 \end{cases}$$

où l'on a posé quatre paramètres adimensionnels pour ce problème :

$$(2.22) \quad \begin{cases} \delta = \frac{h}{H_0 U} \\ Ro = \frac{U}{L f_0} \quad \text{nombre de Rossby} \\ Bu = \frac{g h}{L^2 f_0^2} \quad \text{nombre de Burger} \\ \frac{\beta L}{f_0} \end{cases}$$

δ est un paramètre d'épaisseur : il intervient dans l'équation de continuité et il représente l'importance relative des variations d'épaisseur.

Ro représente le poids relatif du gradient de hauteur et de la force de Coriolis : un écoulement dans lequel le gradient de pression égale la force de Coriolis est donc caractérisé par $Ro = 1$.

Bu caractérise l'effet de la troisième dimension dans l'écoulement. Un écoulement dans lequel la dimension verticale intervient peu possède un nombre de Burger élevé.

$\frac{\beta L}{f_0}$ peut être interprété comme l'effet du gradient de vorticité potentielle dans le référentiel^g. Il caractérise l'intensité de l'effet β .

Avec les grandeurs caractéristiques utilisées, et sachant que $f_0 \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ aux latitudes considérées, on peut donner un ordre de grandeur des différents paramètres.

$Ro \sim 1$: l'écoulement est géostrophique.

$\frac{\beta L}{f_0} \sim 0.1$: l'effet β est moins élevé que l'effet de la force de Coriolis^h.

^g effet dû au changement de latitude dans le plan β et aux variations de hauteur de fluide introduites par la topographie

^h c'est tout de même lui qui est à l'origine du comportement dynamique des cyclones

Pour estimer h , on cherche une condition nécessaire à l'apparition d'une stratification verticale. La condition s'écrit :

$$(2.23) \quad Ro \sim \frac{1}{\delta Ro^2 Bu}$$

d'où :

$$(2.24) \quad h \sim \frac{U^3}{g L f_0} \sim 100 \text{ m}$$

Les effets de la stratification se manifestent donc pour des variations de hauteur de l'ordre de la centaine de mètres, ce qui correspond à $\delta \sim 10^{-2}$.

Pour un cyclone, si l'on considère que l'équilibre hydrostatique est vérifié verticalement, on a :

$$(2.25) \quad \rho g \Delta h = \Delta p \Rightarrow \Delta h \sim \frac{\Delta p}{\rho g}$$

Numériquement, on obtient : $\Delta h \sim 10^3 \text{ m}$. Donc les effets dus à des variations de hauteur se manifestent dans le cas atmosphérique, mais on les néglige par la suite.

2.2.3 Développement asymptotique

La force de Coriolis équilibre l'accélération de l'écoulement : il s'agit de l'équilibre géostrophique et c'est l'effet le plus visibleⁱ.

Sur cet équilibre se superpose l'effet β . Cet effet est à l'origine de la dynamique du cyclone et c'est lui que l'on étudie principalement.

On peut légitimement traduire cette hiérarchie des effets en développant la vitesse par rapport au nombre de Rossby :

$$(2.26) \quad \begin{cases} \bar{u} = \bar{u}_0 + Ro \bar{u}_1 \\ \bar{v} = \bar{v}_0 + Ro \bar{v}_1 \end{cases}$$

Dans la limite d'un nombre de Rossby faible, si l'on veut garder le terme en $\bar{\eta}$ dans (2.21), on a : $\delta Bu Ro^2 \sim 1$. On retrouve alors le régime géostrophique pour $(\bar{u}_0; \bar{v}_0)$:

$$(2.27) \quad \begin{cases} \bar{u}_0 = -\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \bar{y}} \\ \bar{v}_0 = \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \bar{x}} \end{cases}$$

ⁱ c'est lui qui est à l'origine de l'équilibre du vortex et donc des vents violents dans le cyclone

Formellement, $\bar{\eta}$ joue le rôle de la pression dans le cas d'un écoulement bidimensionnel. On retrouve donc ici le fait qu'un nombre de Rossby élevé correspond à un écoulement géostrophique dans lequel la force de Coriolis équilibre les forces de pression. Remarquons que $\bar{\eta}$ est une fonction de courant pour $(\bar{u}_0; \bar{v}_0)$.

2.2.4 Conservation de la vorticité potentielle

On suppose que le fluide est toujours en équilibre hydrostatique ($P = -\rho g z$), et que le mouvement est *2D-barotrope*^j. La pression atmosphérique au-dessus du fluide est négligeable [4].

Sous ces hypothèses, en notant $H(x, y, t)$ la surface libre du fluide, les équations d'Euler s'écrivent :

$$(2.28) \quad \frac{P}{\rho} = g (H(x, y, t) - z)$$

$$(2.29) \quad \text{div}(\underline{U}) = 0$$

$$(2.30) \quad \frac{D\underline{U}}{Dt} = \underline{F} - \underline{\text{grad}}\left(\frac{P}{\rho}\right)$$

Les conditions aux limites^k en $z = 0$ et en $z = H(x, y, t)$ sont :

$$(2.31) \quad w(z = 0) = 0$$

$$(2.32) \quad w(z = H(x, y, t)) = \frac{\partial H}{\partial t} + u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y}$$

En projetant l'équation d'Euler (2.30) linéarisée sur $\underline{e}_x$ et sur $\underline{e}_y$, et en utilisant la pression hydrostatique (2.28), on obtient :

$$(2.33) \quad \frac{\partial u}{\partial t} - f v + g \frac{\partial H}{\partial x} = 0$$

^j u et v ne dépendent pas de z

^k imperméabilité en $z = 0$ et surface matérielle en $z = H(x, y, t)$

$$(2.34) \quad \frac{\partial v}{\partial t} + f u + g \frac{\partial H}{\partial y} = 0$$

En utilisant l'équation (2.29), et en intégrant par rapport à z , comme u et v ne dépendent pas de z , on a¹ :

$$(2.35) \quad w = -\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) z$$

La condition en $z = H$ donne alors :

$$(2.36) \quad \frac{DH}{Dt} + H \nabla u = \frac{DH}{Dt} + H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0$$

En utilisant le fait que $\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial H}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial H}{\partial y}\right)$, en dérivant les équations (2.33) et (2.34) *respectivement* par rapport à y et x , et en notant $\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$, on obtient :

$$(2.37) \quad \frac{D(\omega + f)}{Dt} = -(\omega + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

Grâce aux équations (2.36) et (2.37), on déduit :

$$(2.38) \quad \frac{1}{\omega + f} \frac{D(\omega + f)}{Dt} - \frac{1}{H} \frac{D(H)}{Dt} = 0 = \frac{D\left(\ln\left(\frac{\omega+f}{H}\right)\right)}{Dt}$$

Donc, la vorticité potentielle $q = \frac{\omega + f}{H}$ est conservée pour chaque colonne de fluide.

¹ la condition en $z = 0$ détermine la fonction de x et de y qui apparaît lors de l'intégration

2.3 Interprétation des trajectoires

2.3.1 Conservation de la vorticité potentielle

Dans l'approximation *2D -barotrope*, la quantité $q = \frac{\omega+f}{H}$ est conservée au cours du mouvement. Cette quantité est appelée vorticité potentielle de l'écoulement. Sa conservation permet d'expliquer deux phénomènes.

Tout d'abord, elle permet d'expliquer les variations de vorticité des cyclones. Lorsque celui-ci se déplace en latitude, la quantité $f_0 = 2\Omega_0 \sin(\theta)$ varie^m et donc, afin de conserver q , il faut que ω varie. Ainsi, un cyclone dans l'hémisphère nord voit sa vorticité diminuer lorsqu'il se déplace vers le nord.

Ceci permet d'introduire le second phénomène. On constate que ω ne peut décroître indéfiniment, le cyclone ne pouvant évidemment pas changer de sens de rotation ! Il apparaît donc une latitude limite λ_0 , telle que $f(\lambda_0) = f_{initiale} + \omega_{initiale}$, au-delà de laquelle le cyclone ne pourra pas aller. Cette constatation permet d'expliquer pourquoi les cyclones sont rarement observés en dehors des zones tropicales (de 15° à 40° environ). Seuls les cyclones initialement puissants peuvent être observés aux latitudes importantes.

2.3.2 Prévision des trajectoires

On considère l'équation (2.15) et on modélise le cyclone par un tourbillon axisymétrique d'axe $\underline{e}_z$: $\psi(x, y) = \psi_0(r)$. Dans ce cas : $J(\psi, \Delta\psi) = 0$. Un tourbillon axisymétrique ne peut donc pas être stationnaire en dehors des pôles. Il nous faut donc compléter l'expression proposée pour ψ . On effectue pour cela un développement de Taylor de cette fonction :

$\psi(x, y, t) = \psi_0(r) + \frac{t}{\tau_0} \psi_1(x, y)$ où $\tau_0 = \frac{1}{\beta r_0}$ avec r_0 une dimension caractéristique du tourbillon. L'équation (2.15) s'écrit alors :

$$(2.39) \quad \frac{\Delta\psi_1}{\tau_0} + \beta \cos(\theta) \frac{\partial\psi_0}{\partial r} = 0$$

On choisit alors le tourbillon axisymétrique ψ_0 sous la forme suivante :

$$(2.40) \quad \psi_0(r) = \begin{cases} \frac{1}{4}\omega_0(r^2 - r_0^2) & \text{si } r \leq r_0 \\ \frac{1}{6}\omega_0 r_0^2 \left(1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^3\right) & \text{si } r \geq r_0 \end{cases}$$

^melle augmente lorsque l'on se déplace en direction des pôles

En utilisant (2.39), on obtient :

$$(2.41) \quad \psi_1(r) = \begin{cases} \cos(\theta) \left(\frac{\omega_0 r_0 r}{6} + \frac{\omega_0 r^3}{16r_0} \right) & \text{si } r \leq r_0 \\ -\cos(\theta) \left(\frac{\omega_0 r_0^4}{3r^2} + \frac{\omega_0 r_0^3}{12r} \right) & \text{si } r \geq r_0 \end{cases}$$

On reconnaît ici l'expression d'un dipôle, centré en r_0 . Au premier ordre, ψ correspond donc à la superposition d'un tourbillon axisymétrique et d'un dipôle.

Or nous savons qu'un tel dipôle se déplace à une vitesse $\underline{v}_0 = \frac{\omega_0 r_0}{6} \underline{e}_y$. La présence du dipôle induit un déplacement selon $\underline{e}_y$. Un cyclone présent dans l'hémisphère nord se déplace donc vers le nord ! Un deuxième effet peut être déduit de ce jeu d'équations. Nous venons d'exprimer l'influence de ψ_1 sur ψ_0 , mais pas celle de ψ_0 sur le dipôle ψ_1 . Or ψ_0 a pour effet de faire pivoter le dipôle ψ_1 (dans le sens trigonométrique dans l'hémisphère nord), et donc de modifier la direction de la vitesse $\underline{v}_0$ induite par ψ_1 sur ψ_0 ! Ainsi, en plus de son mouvement vers le nord, un cyclone dans l'hémisphère nord dérive vers l'ouest.

2.3.3 Limites de la prévision

Le modèle permet, à partir d'hypothèses simples, de donner une allure générale de la trajectoire des cyclones. Cependant, il ne permet pas d'expliquer l'influence des continentsⁿ sur leur trajectoire.

Nombre d'observations météorologiques nous montrent qu'il est extrêmement délicat de les prévoir précisément. Tout d'abord, la prise en compte du comportement dynamique de la troposphère, qui peut induire des fortes contraintes de vitesse sur le cyclone, est très difficile. Il faut observer les mouvements de la troposphère, et tenter de voir quelles influences ils auront sur la surface supérieure du cyclone. De plus, du fait de leur complexité, les phénomènes thermiques, qui sont pourtant à la base des phénomènes météorologiques, sont souvent approximatés. Leur prise en compte nécessiterait une puissance de calcul encore indisponible. Enfin, il est très difficile d'évaluer l'influence des frottements entre la colonne de fluide et la surface terrestre, même si certains modèles prennent en compte l'existence d'une couche limite d'Eckman à l'interface atmosphère-surface terrestre [5].

ⁿ Nous essaierons d'explicitier cette interaction dans la partie expérimentale, en se plaçant cette fois dans des hypothèses *shallow-water*, et en considérant non plus la conservation de $\omega + f$, mais celle de la quantité de Rossby $q = \frac{\omega + f}{h}$

2.4 Limites du modèle

Les cyclones sont des phénomènes complexes qui mettent en jeu un nombre important de paramètres. Pour étudier quantitativement de tels écoulements, nous utilisons un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

1. On travaille sur un modèle plan. On approxime localement le surface terrestre par un plan : c'est l'approximation du plan β .
2. On néglige les phénomènes visqueux, considérant l'atmosphère comme un fluide parfait dont on néglige aussi la compressibilité et la stratification.
3. On n'a pas pris en compte l'aspect thermodynamique de l'écoulement. Pourtant, le problème thermodynamique est couplé au problème mécanique : c'est le problème thermodynamique qui est le moteur du cyclone. De plus, le vent joue un rôle important dans les échanges thermiques, et les inhomogénéités sont elles-mêmes le moteur des vents.
4. On s'est limité à un modèle bidimensionnel. Il permet de prévoir une allure globale de la trajectoire des cyclones tropicaux sans cependant prendre en compte les effets d'une troisième dimension.
C'est cette dernière hypothèse qui fait la principale différence entre le modèle bidimensionnel et le modèle *shallow-water*^o. Dans le modèle *shallow-water*, on ne s'intéresse non pas à un écoulement 2D, mais à un écoulement prenant en compte certains effets de l'introduction de la dimension verticale, dont l'extension est cependant faible devant l'extension horizontale.

Toutes ces hypothèses sur la dynamique de l'écoulement sont fortes. Pourtant, leur application aux phénomènes réels montre une bonne adéquation, ce qui permet de justifier leur utilisation.

^oC'est le modèle *shallow-water* qui permet d'interpréter les expériences et qui est à la base de la simulation numérique

Chapitre 3

Étude expérimentale

3.1 Dispositif et protocole

3.1.1 Dispositif

3.1.1.1 Description du matériel



FIG. 3.1 – Dispositif

- ★ Pour l'*expérience* :
- table tournante sur coussin d'air

- cuve ($130 \times 50 \text{ cm}^2$ de base)
- eau
- deux cônes : le premier pour simuler le plan β ($R = 20 \text{ cm}$, $h = 3 \text{ cm}$), le second pour simuler une île ($R = 10 \text{ cm}$, $h = 3 \text{ cm}$).

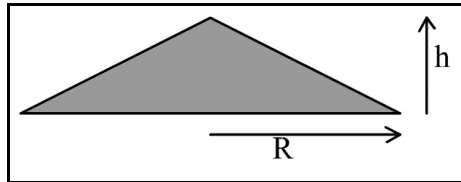


FIG. 3.2 – Cône

- pompe électrique à sens unique
- tuyaux souples
- tubes en métal.

★ Pour l'*acquisition* des données :

- nappe laser
- particules dans l'eau
- caméra reliée à un ordinateur
- sel à dissoudre dans l'eau
- lampe.

★ Pour le *traitement* des videos :

- logiciel ImageJ
- logiciel Davis.

Remarque 1. *Le sel sert à égaliser la masse volumique de l'eau avec celle des particules. Ceci permet d'éviter qu'elles n'aillent se loger en surface ou au fond de la cuve. La salinité est mesurée à l'aide d'un instrument optique permettant d'apprécier l'indice de réfraction de l'eau.*

Remarque 2. *Ce sont les particules qui sont filmées par la caméra. Éclairées par le laser, leur mouvement est l'image du mouvement de l'eau qui les entraîne. C'est à partir du déplacement de ces particules que le traitement informatique peut être effectué.*

Remarque 3. *La lampe (fixée à la table tournante) permet d'éclairer le dispositif en évitant la rotation des ombres dans le référentiel de la table tournante (toute autre lumière étant éteinte).*

3.1.1.2 Montage

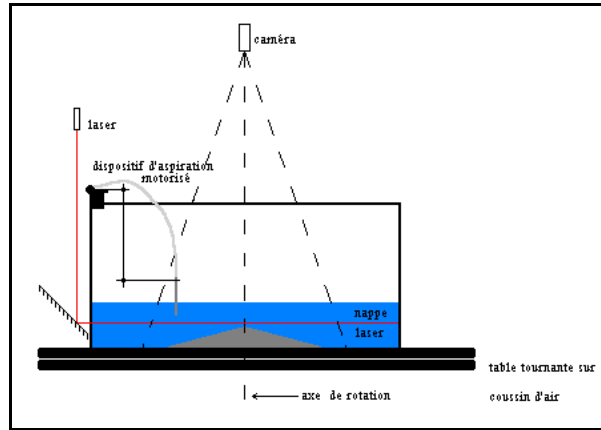


FIG. 3.3 – Plan du montage

Tout le matériel pour l'expérience et pour l'acquisition est fixé sur la table tournante. La cuve est remplie à hauteur de 15 cm. Un système de motorisation verticale et horizontale permet de déplacer le tuyau relié à la pompe, de le plonger dans l'eau et de le retirer pendant l'expérience.

La nappe laser permet la mise en évidence des particules dans un plan donné perpendiculaire à l'axe de rotation de la table.

La caméra est placée en haut de la cuve et son axe de rotation est le même que celui de la table tournante. Elle peut donc filmer des particules mises en évidence par la nappe laser.

Le signal analogique de la caméra est directement numérisé et stocké par ordinateur.

3.1.2 Protocole opératoire

3.1.2.1 Partie expérimentale

La cuve remplie d'eau est mise en rotation solide pendant une durée qui peut être estimée en considérant le temps caractéristique de diffusion de quantité de mouvement. Ce temps τ vérifie :

$$(3.1) \quad \frac{H_0}{\sqrt{4\nu\tau}} \sim 1$$

ce qui donne $\tau \sim 10^4$ s.

On observe que la rotation solide est atteinte au bout de 40 minutes environ, lorsqu'il ne reste plus que des petites structures dues aux perturbations engendrées par les courants d'air^a. En fait, en présence de rotation, la dissipation se fait dans la couche d'Eckman d'épaisseur caractéristique $\delta = \sqrt{\frac{\nu}{f_0}}$. Le temps caractéristique de dissipation par le "pompage d'Eckman" est $\tau = \frac{2H_0}{\delta f_0} = \frac{2H_0}{\sqrt{\nu f_0}}$. On obtient alors un temps caractéristique d'obtention de la rotation solide de l'ordre de la demi-heure, ce qui est plus cohérent avec l'expérience.

L'expérience est faite dans l'obscurité (partielle). Toute source lumineuse autre que la lampe sur la table tournante est éteinte. A l'aide de la caméra placée au dessus du plan d'eau, en moyennant sur un court laps de temps, il est vérifiable que l'eau est immobile dans le référentiel tournant.

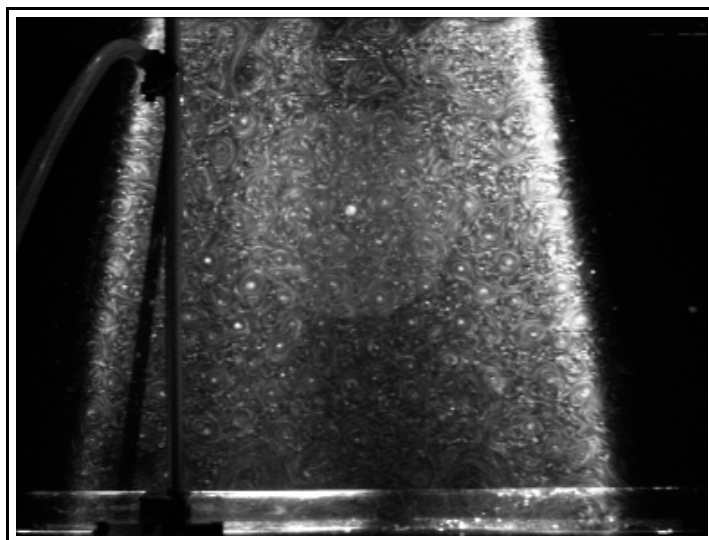


FIG. 3.4 – Rotation solide (mouvement faible)

L'aspiration de l'eau par la pompe préalablement amorcée peut commencer. Le tuyau relié à la pompe est initialement plongé dans l'eau. L'aspiration engendre la vorticité voulue. Cette aspiration crée un puits et l'écoulement induit par ce puits est soumis à la force de Coriolis ce qui explique la formation du "cyclone".

Lorsque le volume voulu a été aspiré, la capture video commence et le tuyau d'aspiration est retiré (d'abord verticalement jusqu'à son émergence totale, puis horizontalement pour éviter toute traînée). Le tourbillon libre est filmé pendant une minute. Après cette durée, le dispositif est arrêté, puis commence le traitement informatique des films.

^a la cuve n'est pas fermée

Remarque 4. *Le sens de rotation de la table étant indirect, le cyclone se déplace vers l'Est au lieu de l'Ouest dans l'hémisphère Nord.*

3.1.2.2 Partie informatique

Le film est un enregistrement numérique sur ordinateur. Le format est non compressé (pour empêcher toute perte de qualité). C'est en fait une simple succession d'images.

Les résultats dont on dispose à l'issue du traitement informatique sont de deux types.

1. Des films moyennés, qui donnent les lignes de courant de l'écoulement et permettent une analyse qualitative pendant toute la durée de l'expérience. Une analyse quantitative est accessible par relevé des positions du centre du cyclone sur le film.

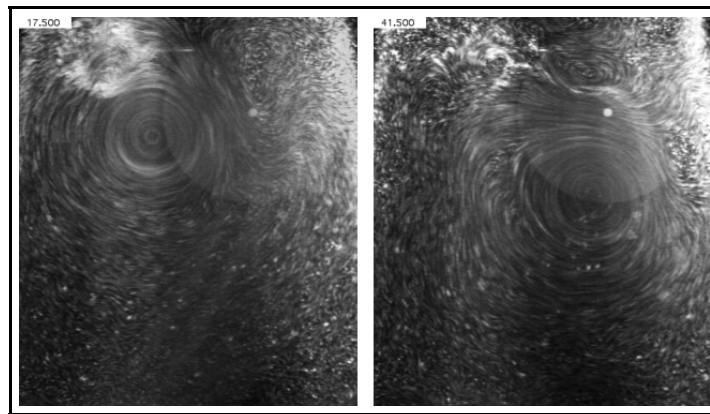


FIG. 3.5 – Film moyenné

2. Des champs de vecteurs et de scalaires calculés par PIV^b : les champs de vitesse obtenus à un instant de l'expérience peuvent être traités pour donner les champs de vorticité et les profils de vitesse. Cette forme de résultat permet une analyse quantitative (et donne ainsi accès à des paramètres du problème), mais elle ne permet de visualiser le champ qu'à un instant donné, et ne peut donc convenir pour étudier la dynamique de la trajectoire proprement dite (contrairement aux films moyennés).

^b Particle Image Velocimetry : imagerie par vélocimétrie des particules

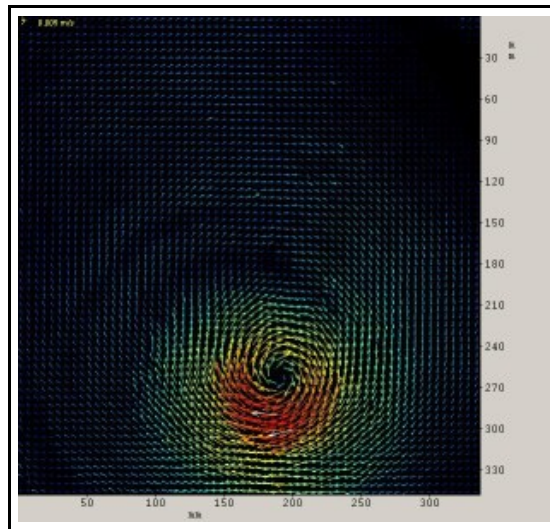


FIG. 3.6 – Champ de vitesse

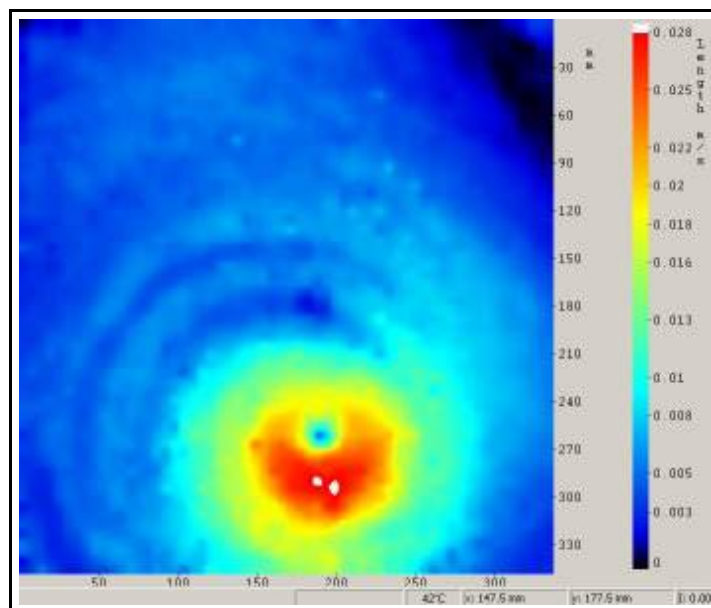


FIG. 3.7 – Module de la vitesse

La séquence est exportée sur ordinateur pour être traitée par le logiciel ImageJ afin d'être exploitable.

Avec le logiciel Davis, la PIV est complétée par l'analyse du film. Ce logiciel permet d'obtenir des champs de vecteurs avec des valeurs. Pour cela il faut étalonner le film. Ainsi à chaque changement de zoom de la caméra, une mire est filmée permettant ainsi de connaître le nombre de pixels captu-

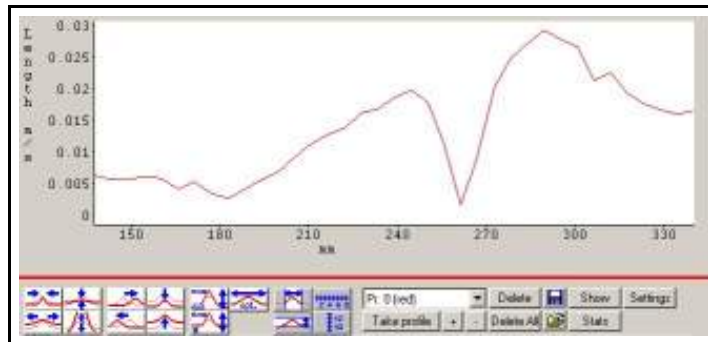


FIG. 3.8 – Profil de vitesse

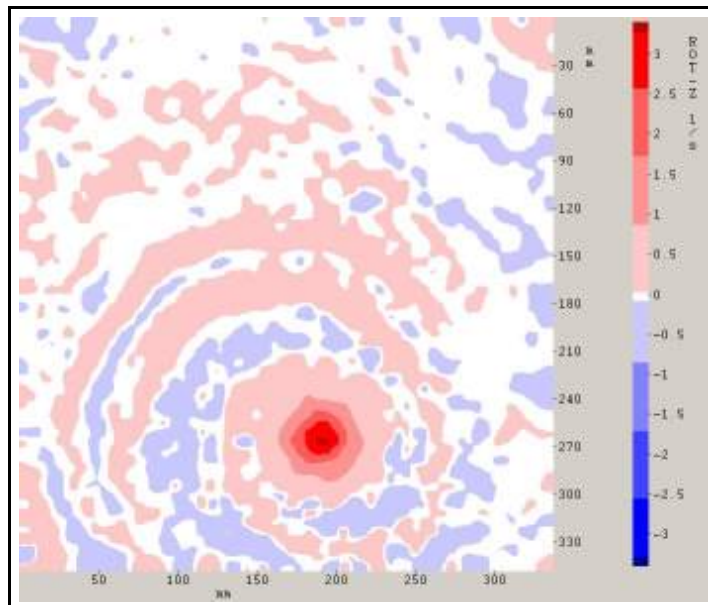


FIG. 3.9 – Vorticité

rés équivalents à un centimètre de l'image. Le rapport pixels par centimètre obtenu permet de traiter la video directement en centimètres plutôt qu'en pixels. On peut alors avoir des valeurs de vitesse directement exploitables.

Lors d'une partie cinématiquement intéressante du film, une analyse PIV sur 20 ou 30 images est effectuée et on obtient le champ de vecteurs de chaque image. Cependant, des vecteurs erronés ou n'étant pas dans la continuité de leurs proches voisins sont souvent présents. Ceci est dû au fait que la caméra fournit un signal analogique numérisé ce qui engendre du bruit sur l'enregistrement. Une moyenne des vecteurs sur les 20 à 30 champs calculés donne un champ de vecteurs continu.

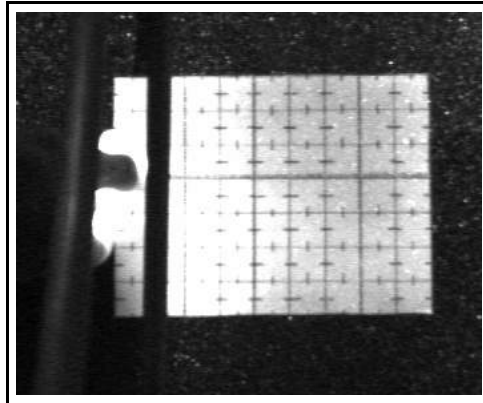


FIG. 3.10 – Mire d'étalonnage

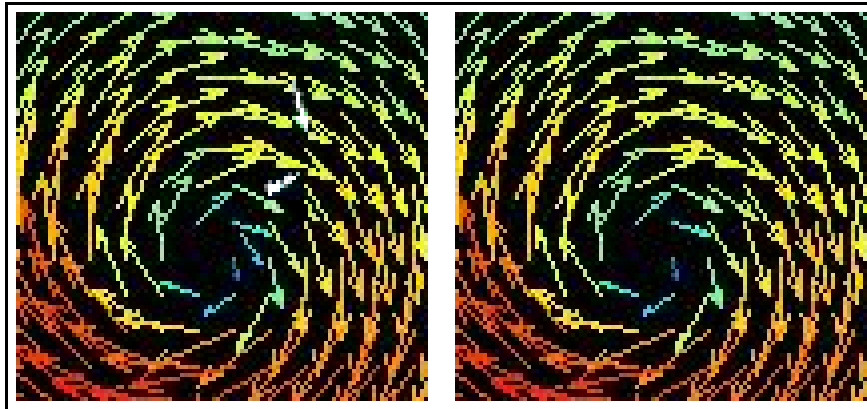


FIG. 3.11 – A gauche : vecteurs erronés

FIG. 3.12 – A droite : vecteurs moyennés

La vorticité et les modules de vitesse sont directement calculés par le logiciel Davis.

3.1.3 Validité du dispositif

3.1.3.1 Vortex engendré

Plusieurs manipulations sont effectuées pour étudier les structures formées par le dispositif. Le débit de la pompe n'étant pas réglable, les seuls paramètres ajustables pour la formation du vortex initial sont la profondeur d'aspiration et le volume prélevé.

Dans toutes les manipulations préliminaires, le même type de vortex est obtenu (FIG. 3.13). Il s'agit d'un vortex axisymétrique en rotation solide que

l'on reconnaît grâce au profil de vitesse obtenu et au champ de rotationnel. D'après le profil transversal de vitesse, la vitesse varie linéairement du centre à la périphérie du tourbillon ($r = R_{max}$), et décroît en $\frac{1}{r}$ pour $r \geq R_{max}$. Sur le champ de rotationnel, on observe le cœur en rotation solide^c et une vorticité quasi nulle en dehors de ce cœur.

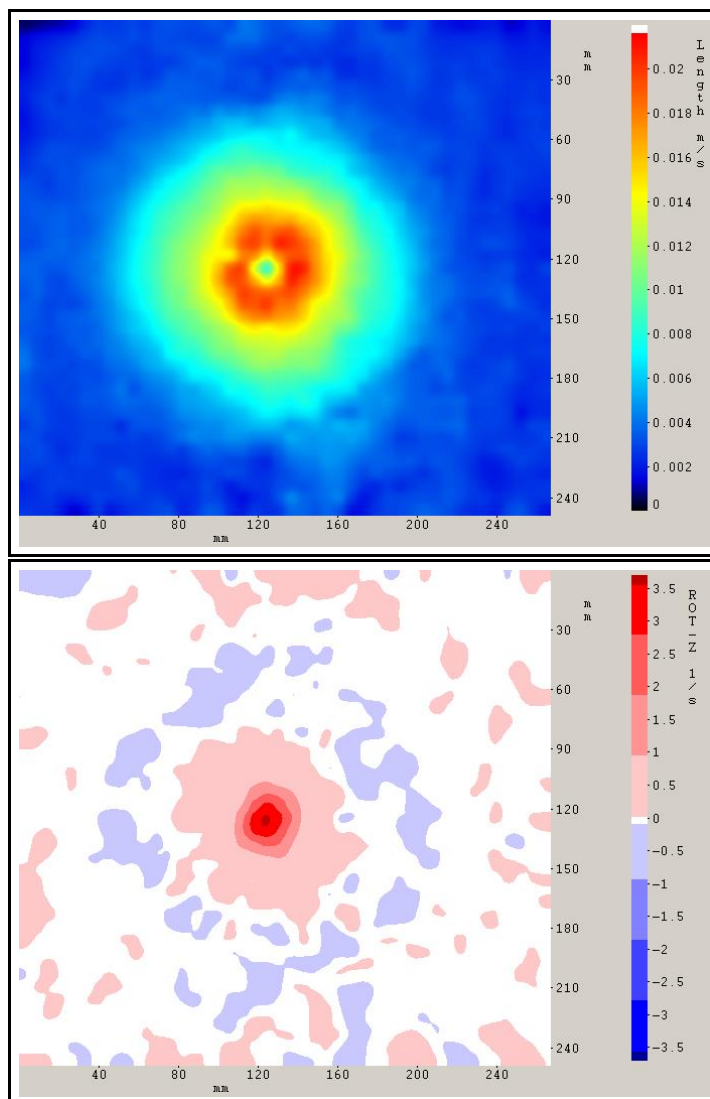


FIG. 3.13 – Profil de vitesse et champ de rotationnel d'une expérience préliminaire

Le volume aspiré a une influence sur l'intensité du vortex : il modifie son rayon et sa vitesse périphérique. L'objet de l'étude n'étant pas la formation du

^c la vorticité est donc constante

vortex, nous utilisons deux volumes d'aspiration ($0.5 L$ et $1 L$) pour toutes les simulations, ce qui permet de connaître les conditions initiales du problème.

Les manipulations préliminaires permettent d'observer que la profondeur n'a pas d'influence sensible sur le vortex obtenu.

Voici les deux types de vortex obtenus :

type	volume aspiré (L)	R_{max} ($10^{-2} m$)	U_{max} ($10^{-2} m.s^{-1}$)
n° 1	0.5	1.85	1.7
n° 2	1.0	1.35	4.0

3.1.3.2 Durée de vie du vortex

Pour ne pas superposer les effets physiques et pour garder les paramètres du problème, il est nécessaire d'effectuer les expériences sur une durée inférieure à la durée de dissipation du vortex par viscosité^d.

On peut considérer que le tourbillon ne se dissipe pas si l'épaisseur de la couche de diffusion^e est inférieure au rayon du vortex. Numériquement, on a :

$$(3.2) \quad \tau \sim \frac{\delta^2}{4\nu} \leq \frac{R_{max}^2}{4\nu}$$

On obtient :

$$\tau \leq 100 s$$

La durée des observations ne doit donc pas excéder *2 minutes* pour respecter l'hypothèse d'un écoulement inviscide.

3.1.4 Conservation de la vorticité potentielle

D'après le modèle théorique, la vorticité potentielle $q = \frac{\omega+f}{H}$ est conservée. On peut vérifier expérimentalement cette propriété en mesurant le champ de vorticité initial et le champ de vorticité final. La latitude ne changeant pas, on a : $\frac{\omega_i+f}{H_i} = \frac{\omega_f+f}{H_f}$. On fait l'approximation que la vorticité potentielle, conservée pour chaque colonne de fluide, est ici conservée dans tout le fluide.

A partir du champ de rotationnel, et à l'aide de la position du cyclone sur la topographie, on calcule la vorticité potentielle.

Au début de l'expérience (FIG 3.14 de gauche) : $q_i \simeq 153 m^{-1}.s^{-1}$.

A la fin de l'expérience (FIG 3.14 de droite) : $q_f \simeq 157 m^{-1}.s^{-1}$.

La vorticité potentielle est donc conservée ($q_i \simeq q_f$).

^d le modèle utilisé est inviscide

^e notée δ

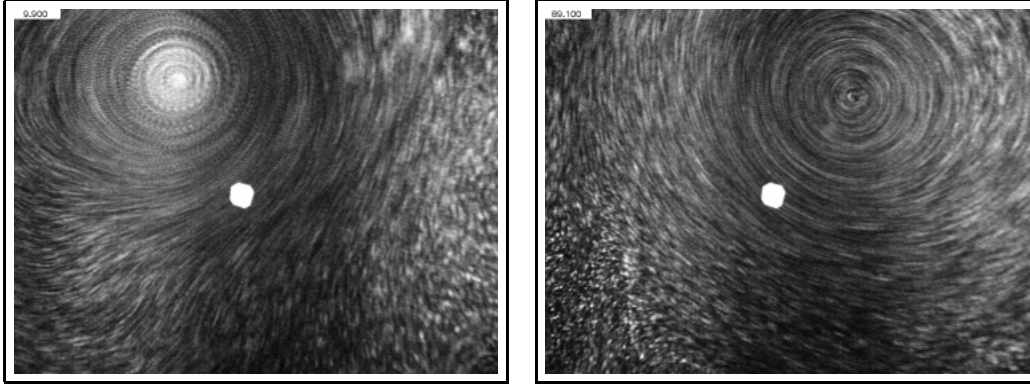


FIG. 3.14 – Expérience 14 : à gauche le début, à droite la fin

3.2 Similitudes

On considère la cuve d'eau en rotation avec un fond conique à symétrie de révolution, de pente β .

Les paramètres du problème sont les suivants : Bu , Ro , δ et $\frac{\beta L}{f_0}$. Dans le cadre de l'expérience réalisée, on a : $Bu \rightarrow \infty$ et $\delta \rightarrow 0$. Les paramètres adimensionnés ajustables sont : Ro et $\frac{\beta L}{f_0}$. On peut agir sur ces paramètres grâce à : U et f_0 pour Ro , β et f_0 pour $\frac{\beta L}{f_0}$. Pour modifier la vitesse U , on agit sur la durée d'aspiration, et pour modifier f_0 , on agit sur la vitesse de rotation du référentiel.

Pour comprendre comment on simule β dans l'expérience, on peut reprendre l'équation de conservation de la vorticité potentielle^f :

$$(3.3) \quad \frac{Dq}{Dt} = 0 \quad \text{avec} \quad q = \frac{\omega + f_0}{H + \beta r}$$

Ainsi, on simule un gradient de vorticité potentielle $\frac{\beta}{H}$ par une variation de hauteur H induite par la topographie.

On considère que H est la hauteur d'eau au centre du cyclone. Il vient au premier ordre en $\frac{r}{H}$:

$$(3.4) \quad q \simeq \frac{\omega + f_0 - f_0 \beta \frac{r}{H}}{H}$$

Le gradient de vorticité potentielle est donc donné par $\frac{\beta f_0}{H^2}$.

Cette approximation n'est valable que :

- pour $\frac{L}{H}$ faible : dans les expériences, l'ordre de grandeur de ce rapport est 0.1 donc l'hypothèse est justifiée.

^f avec $Bu \rightarrow \infty$ et $\delta \rightarrow 0$

- si la distance du centre de la topographie au centre du cyclone est faible. Implicitement, dans l'écriture de la vorticité potentielle est faite l'hypothèse que la géométrie est plane. Une telle hypothèse n'est vérifiée sur la topographie que si le rayon du cyclone est faible par rapport à sa distance au centre. Après, des effets autres que l'effet β interviennent.

Le dispositif fournit les paramètres suivants :

$$(3.5) \quad H_0 = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$(3.6) \quad \Omega_0 = 4 \text{ tr.min}^{-1}$$

$$(3.7) \quad \beta = \frac{\alpha f_0}{H_0} = 0.84 \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\alpha \text{ représente la pente de la topographie})$$

L'expérience permet de mesurer :

$$(3.8) \quad U = 3 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$$

$$(3.9) \quad L = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

Les ordres de grandeur des différents paramètres adimensionnels sont donc :

$$(3.10) \quad Ro \sim 2.4$$

$$(3.11) \quad Bu \sim 10^4$$

$$(3.12) \quad \delta \sim 2.5 \cdot 10^{-4}$$

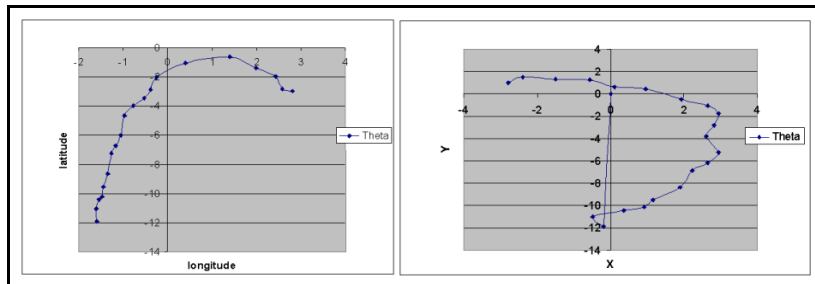
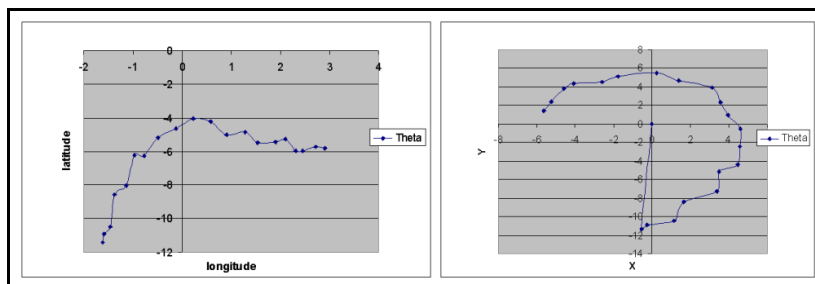
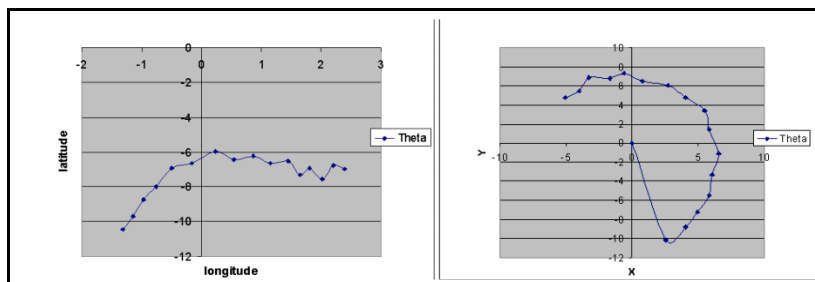
$$(3.13) \quad \frac{\beta L}{f_0} \sim 1.5 \cdot 10^{-2}$$

3.3 Expérience avec le plan β

3.3.1 Description

La topographie utilisée est le cône de grand rayon. Il sert à simuler un changement de latitude, visible par le déplacement radial de la vorticité, et le déplacement longitudinal, visible par le déplacement du vortex selon $\underline{e}_\theta$.

On effectue trois expériences avec des volumes d'eau aspirés différents (200 mL, 700 mL et 1000 mL) afin de faire varier l'intensité de la vorticité. On relève les coordonnées du cyclone et on trouve sa trajectoire par rapport au centre de la topographie et ses variations de latitude et de longitude.

FIG. 3.15 – Expérience avec le plan β : 200 mL d'eau aspirésFIG. 3.16 – Expérience avec le plan β : 700 mL d'eau aspirésFIG. 3.17 – Expérience avec le plan β : 1000 mL d'eau aspirés

3.3.2 Trajectoire

On peut distinguer deux phases de trajectoires dans toutes les expériences. La première phase est une dérive du cyclone au Nord-Est. La deuxième phase est une stabilisation à une certaine latitude (FIG. 3.18).

Au début, le cyclone est formé d'une vorticité principale et d'un dipôle, le dipôle faisant évoluer linéairement le cyclone, la vorticité imposant une rotation au dipôle. A la fin, le dipôle superposé à la vorticité principale a disparu et le cyclone n'est formé que par la vorticité (FIG. 3.19).

Dès lors deux problèmes se posent.

1. Sans dipôle, le cyclone avance-t-il ?

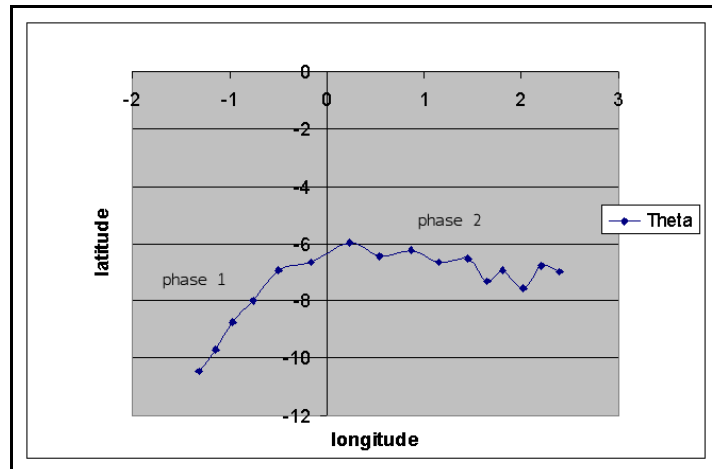


FIG. 3.18 – Les deux phases de la trajectoire

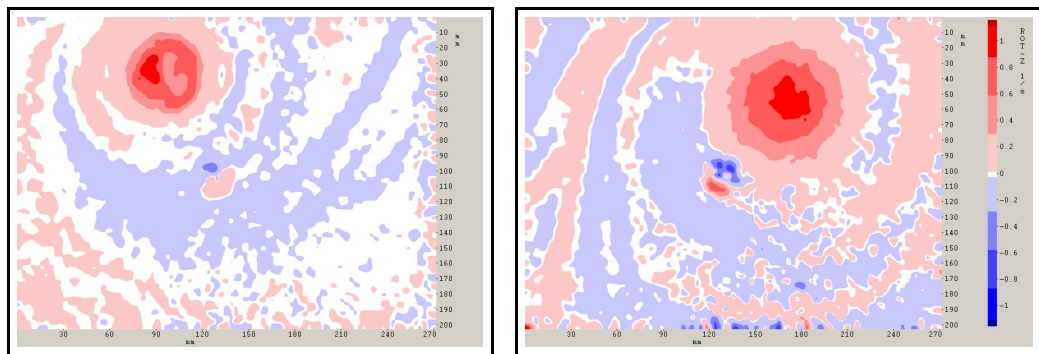


FIG. 3.19 – A gauche : début de l'expérience. A droite : fin de l'expérience

A la vue des champs de vorticité, on remarque la présence d'un dipôle à l'emplacement du centre de la topographie. Ce dipôle est sans doute à l'origine du déplacement final du cyclone. En effet, son orientation lui permet d'induire une vitesse qui correspond au déplacement observé^g.

2. Pourquoi observe-t-on deux phases?

D'après le modèle théorique, les équations *shallow-water* sont différentes selon l'emplacement de la vorticité. Loin du centre de la topographie, on peut approximer le cône par un "vrai" plan β , c'est-à-dire sans courbure. Mais dès que le cyclone monte en direction du centre, la courbure du cône se fait sentir et entraîne la deuxième phase de l'évolution de la vorticité.

^g un manque de temps n'a pas permis de valider cette hypothèse expérimentalement

3.4 Expérience avec une île

3.4.1 Description

La topographie utilisée est le cône de petit rayon. Il sert à simuler un obstacle rencontré par le vortex lors de son évolution. L'aspiration se fait près d'une des grandes parois afin d'induire un mouvement de translation au cyclone qui simule la dérive de ce dernier due à l'effet β d'une part et aux vents d'autre part.

3.4.2 Mouvement de translation du cyclone

On réalise une expérience préliminaire sans topographie.

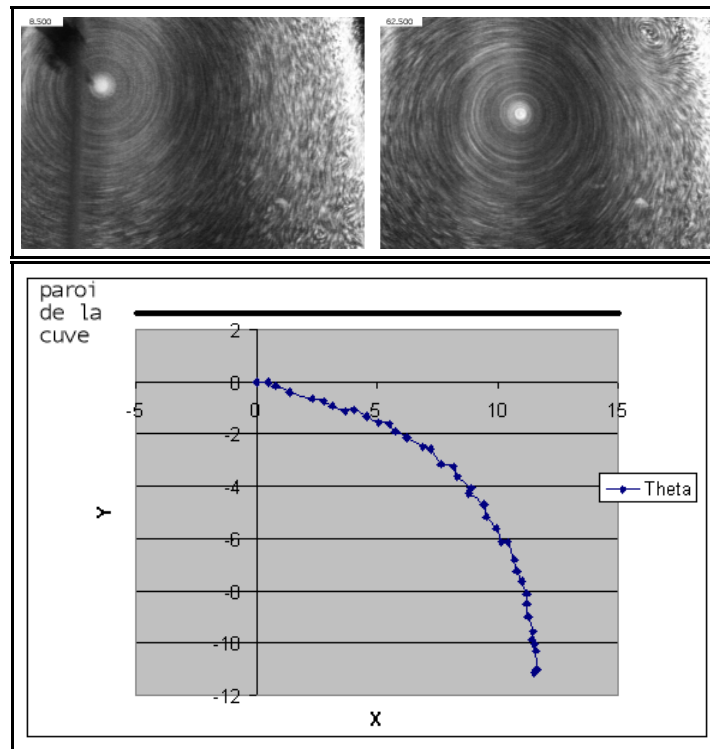


FIG. 3.20 – Evolution du cyclone

La trajectoire de la vorticité parallèle au côté de la cuve est explicable par la condition de vitesse normale nulle en écoulement parfait sur la paroi, ce qui se traduit par la formation d'un vortex contrarotationnel de l'autre côté de la paroi. Le système est alors un dipôle où chaque tourbillon donne une vitesse à l'autre, celle-ci étant parallèle à la paroi.

Pour ce qui est de la trajectoire verticale, nous n'expliquons pas précisément pourquoi le cyclone s'écarte de la paroi. En visionnant la video, on observe la formation d'un tourbillon entre le cyclone et la paroi^h (FIG. 3.21). Celui-ci étant petit (sa vitesse au bord étant la même que celle du cyclone à leur contact, et sa vitesse au bord étant nulle au contact de la paroi), sa vitesse de déplacement est plus grande que celle du cyclone, et il le devance. L'axe du contact s'incline alors et le dipôle formé par le cyclone et la petite vorticit   a une vitesse qui s'incline vers le bas.

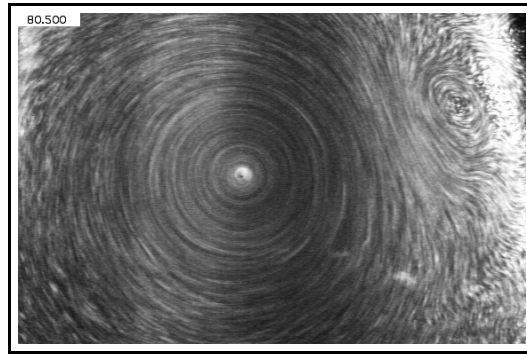


FIG. 3.21 – Apparition de la petite vorticit   et formation d'un dip  le

3.4.3 Trajectoire

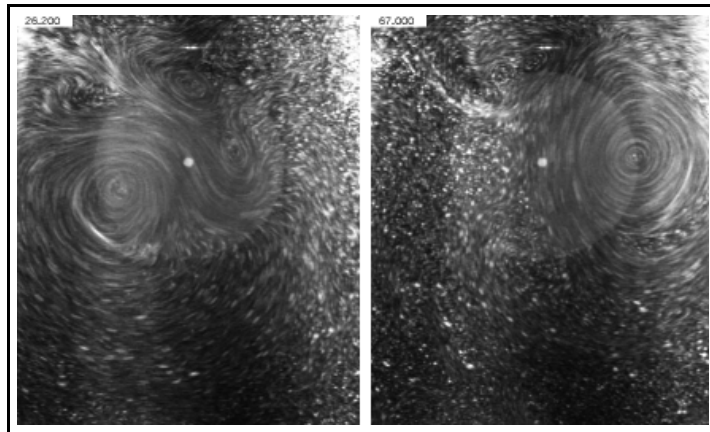


FIG. 3.22 – L'  le est centr  e en (0;0)

^h dans la couche limite cr   e par condition d'adh  rence

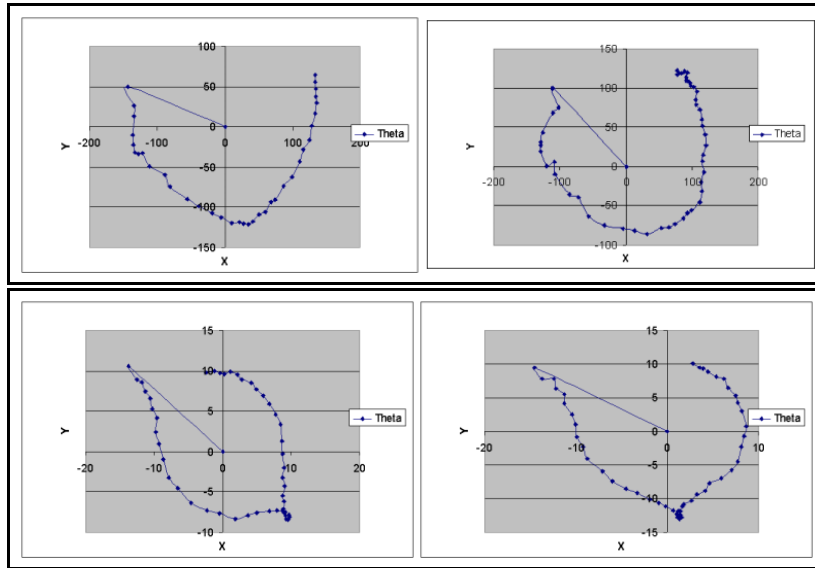


FIG. 3.23 – Trajectoire du cyclone autour d'une île

On remarque que le cyclone suit les contours de l'île (FIG 3.22 et FIG. 3.23). Ceci semble être dû à la formation d'un vortex contrarotationnel au dessus de l'île, immobile et formant avec le cyclone un dipôle dont la vitesse est orthoradiale. Le vortex sur l'île étant immobile, et les deux vortex formant un dipôle induisant chacun une vitesse à l'autre, l'ensemble se met en rotation autour de l'îleⁱ.

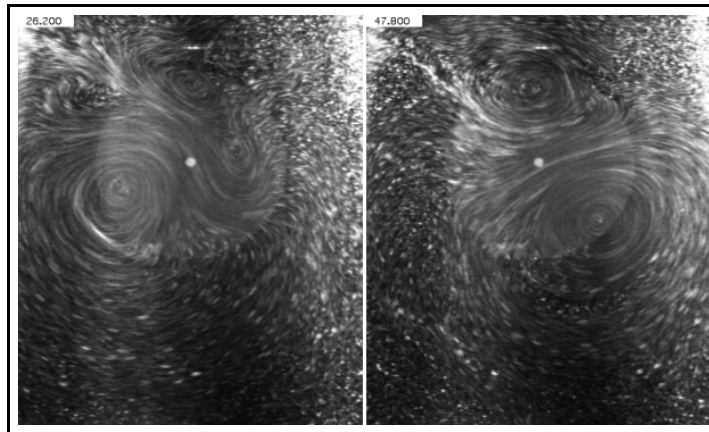


FIG. 3.24 – Rotation du dipôle autour de l'île (le vortex étudié est celui du bas)

ⁱen accord avec les simulations informatiques réalisées par H.-C. Kuo, R.T. Williams, J.-H. Chen et Y.-L. Chen [6]

Après analyse du champ de vitesse, on voit que les vitesses sont supérieures sur l'île qu'en dehors du relief : le cyclone n'est pas symétrique.

Cette augmentation de vitesse est explicable par une addition de vitesse. En effet, les deux tourbillons, engendrant le dipôle tournant autour de l'île, se rencontrent et leurs vitesses tangentielles s'ajoutent formant une zone de vitesses supérieures.

Remarque 5. *On remarque que le vortex ne "remonte" pas la pente de la topographie et reste sur le bord. On retrouve ainsi le cas limite du plan β . Les cyclones stagnent à une certaine latitude avec le plan β , comportement dû à l'approximation du plan β qui devient erronée. Ici, la courbure de la topographie n'est pas négligeable et le vortex reste en dehors de l'île. L'hypothèse de la limite dans l'expérience avec le plan β est donc bien fondée.*

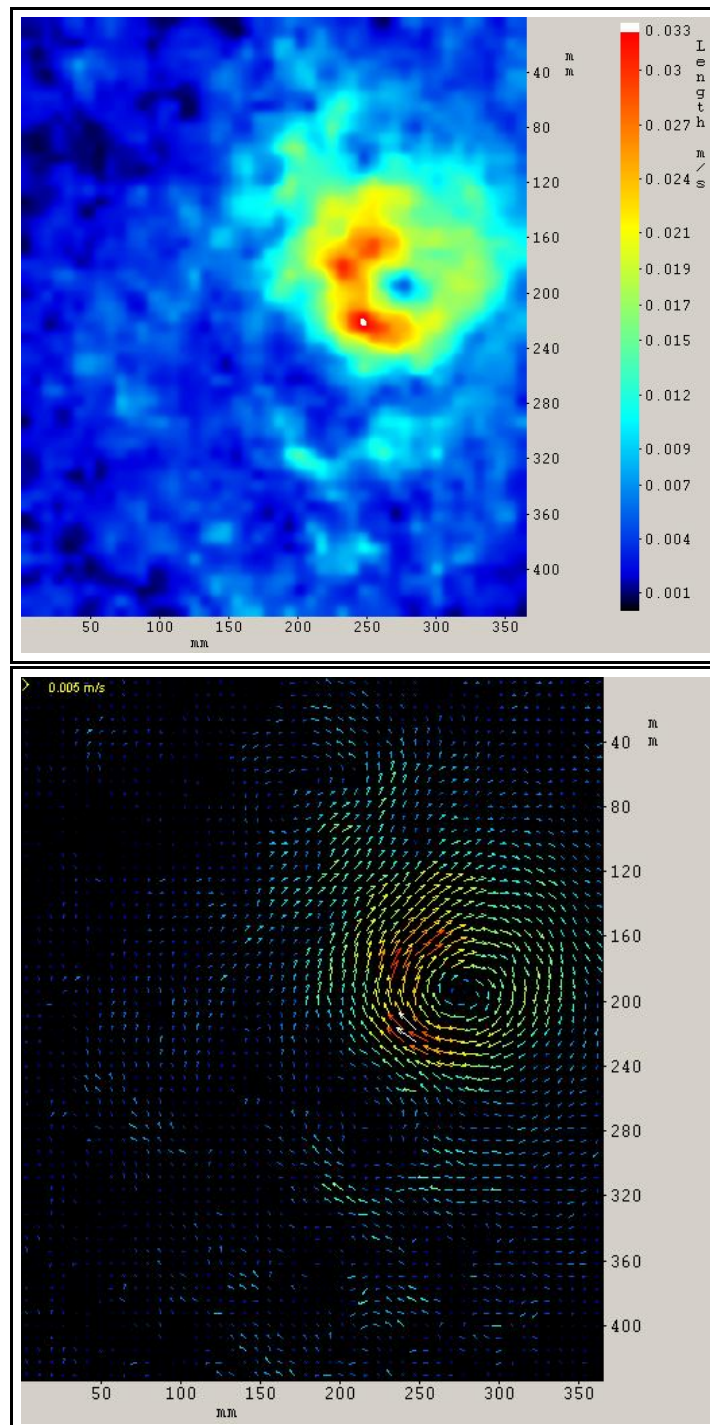


FIG. 3.25 – Des vitesses plus importantes à gauche du cyclone, là où se trouve l'île

Chapitre 4

Simulation numérique

4.1 Modélisation

4.1.1 Modèle *shallow-water*

On considère une mince couche de fluide de profondeur H , incompressible ($\rho = \text{cte}$), et non dissipatif. Le fluide est en rotation. Le paramètre de Coriolis f varie linéairement avec y selon la loi : $f = f_0 + \beta y$ (approximation du plan β avec $\beta = 2 \frac{\Omega_0}{R_T} \cos(\theta)$). L'échelle horizontale des mouvements auxquels on s'intéresse est grande devant l'échelle verticale. On supposera donc que le fluide est toujours en équilibre hydrostatique ($P = -\rho g z$), et que le mouvement est 2D-barotrope (u et v ne dépendent pas de z). La pression atmosphérique au-dessus du fluide est négligeable [4].

Sous ces hypothèses, la vorticité potentielle $q = \frac{\omega + f}{H}$ se conserve (voir 2.2.4).

4.1.2 Modèle et approximations

Le modèle utilisé par la simulation suppose que l'on travaille en "eaux peu profondes". Le cas des cyclones peut être modélisé par le modèle *shallow-water* car le rayon typique du cyclone est de 250 km (et son déplacement est de plusieurs milliers de kilomètres) alors que sa hauteur typique est de 10 km . Il y a donc un rapport 25 entre la largeur et la hauteur. Ainsi on peut supposer que l'on est en présence d'une couche mince de fluide.

Egalement, il faut que la pression au-dessus du fluide soit négligeable. Or, en utilisant un modèle à gradient thermique de l'atmosphère, on trouve : $P(z = 10^4) \simeq 250 \text{ hPa}$. Il y a donc un rapport 5 qui permet de justifier partiellement l'approximation. C'est aussi par simplification qu'on néglige la

pression au-dessus du cyclone.

Pour utiliser ce modèle, il faut aussi que le fluide soit incompressible et non visqueux. Cette approximation est correcte car $Re \sim 10^{12}$ et $M \sim 10^{-1}$ pour un cyclone.

Enfin, on suppose l'atmosphère en équilibre hydrostatique. Cette hypothèse est clairement fautive dans le cadre d'un cyclone tropical car il y a une vitesse verticale. Cependant, on ne s'intéresse pas aux mécanismes qui entretiennent la structure. Ainsi, on peut supposer cette hypothèse comme étant vérifiée.

4.2 Résultats de la simulation

4.2.1 Résultats dans les conditions réelles

4.2.1.1 Simulations effectuées : paramètres

Les valeurs d'entrée du modèle (qui est un modèle de simulation de tout phénomène *shallow-water* [7]) sont :

1. $\lambda = \frac{\Delta H}{H_0} = \frac{\Delta P}{P_0}$ (en utilisant la pression hydrostatique $P = -\rho g H$)
2. le nombre de Burger Bu
3. le paramètre ε_β
4. la gravité g
5. le paramètre de Coriolis f_0
6. la hauteur initiale de fluide H_0
7. le temps de durée de la simulation T_{final} (entré sous forme de $\frac{T_{final}}{T_{Coriolis}}$ avec $T_{Coriolis} = \frac{2\pi}{f_0}$). On a choisi $\frac{T_{final}}{T_{Coriolis}} = 10$ pour toutes les simulations quitte à ne pas prendre en compte la fin des simulations.

Initialement, on suppose que la hauteur de la couche est H_0 partout sauf sur la zone du cyclone où $H(r) = H_0 + \eta(r)$ où nous avons choisi :

$$(4.1) \quad \eta(r)^a = -\lambda e^{2 - \frac{\left(\frac{L}{2}\right)^2}{\left(r - \frac{L}{2}\right)^2} - \frac{\left(\frac{L}{2}\right)^2}{\left(r + \frac{L}{2}\right)^2}}$$

^a où $r = 0$ est le centre du cyclone

On utilise comme vitesse initiale la vitesse solution de l'équation qui provient de l'équilibre géostrophique :

$$(4.2) \quad \frac{u_\theta^2}{r} + f_0 u_\theta = g \frac{\partial H}{\partial r} \quad \text{et} \quad u_r = 0$$

On a utilisé les données suivantes :

vitesse de rotation de la Terre Ω	$7.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
gravité terrestre ^b	3.5 m.s^{-2}
hauteur du cyclone H_0	10^4 m
diamètre du cyclone L	$2.5 \cdot 10^5 \text{ m}$
vitesse moyenne de l'écoulement U	20 m.s^{-1}
rayon de la Terre R_T	$6.4 \cdot 10^6 \text{ m}$

A partir de ces données, on en déduit :

$$(4.3) \quad f_0 = 2 \Omega \sin(\theta)$$

$$(4.4) \quad Bu = \left(\frac{R_d}{L}\right)^2 \quad \text{avec}^c \quad R_d = \frac{\sqrt{g H_0}}{f_0} \sim 4 \cdot 10^6 \text{ m}$$

$$(4.5) \quad Ro = \frac{U}{f_0 L}$$

$$(4.6) \quad \varepsilon_\beta = \beta \frac{R_d}{f_0}$$

Les simulations ont été effectuées avec les valeurs suivantes :

$$\lambda^d = 7.39 \cdot 10^{-2}$$

^b pour la gravité, il faut tenir compte de la poussée d'Archimède exercée par la stratosphère d'où la valeur utilisée

^c R_d est le rayon de déformation caractéristique

^d on a utilisé la valeur de la pression au centre du cyclone Luis qui est de 940 hPa [8]

latitude $\theta(^{\circ})$	f_0 ($\cdot 10^{-5} s^{-1}$)	Burger Bu	Paramètre ε_{β}	Rossby Ro
8	2.03	1360	10.2	3.94
10	2.54	871	6.54	3.16
12	3.04	608	4.53	2.64
14	3.53	449	3.32	2.26
16	4.02	346	2.53	1.99
18	4.51	275	1.99	1.77
20	4.99	225	1.61	1.60
22	5.47	187	1.32	1.46
24	5.94	159	1.11	1.35
26	6.40	137	0.936	1.25
28	6.85	119	0.802	1.17
30	7.30	105	0.694	1.10
32	7.74	93.6	0.605	1.03
34	8.16	84.0	0.531	0.980
36	8.58	76.0	0.469	0.932
38	8.99	69.3	0.416	0.890
40	9.38	63.6	0.371	0.852
42	9.77	58.7	0.322	0.819
44	10.1	54.4	0.298	0.789
46	10.5	50.8	0.269	0.762
48	10.8	47.6	0.243	0.737
50	11.2	44.8	0.219	0.715

4.2.1.2 Résultats obtenus

Le mouvement du cyclone se décompose en trois phases quelque soit la latitude.

1. Une phase de démarrage du cyclone : on a imposé une forme de cyclone (au démarrage) qui n'est pas nécessairement une forme réelle, et donc il faut un certain temps pour que le cyclone prenne une forme "stable" (FIG. 4.1).
2. Une phase de déplacement vers le Nord avec un déplacement vers l'Ouest faible (FIG. 4.2).
3. Une phase de déplacement vers l'Ouest à la fin de la simulation : le déplacement vers le Nord est quasi nul (FIG. 4.3).

On observe mieux le déplacement du cyclone sur le plan β en traçant la position du centre du cyclone relevée sur chaque image de la simulation (FIG. 4.4).

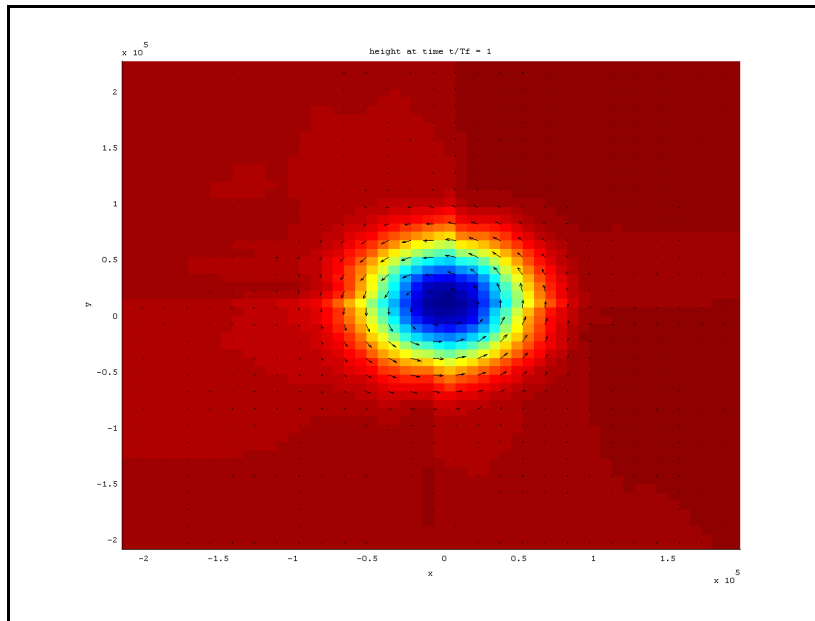


FIG. 4.1 – Cyclone à $\frac{t}{T_f} = 1$ à la latitude de 20° : le cyclone s'est peu déplacé

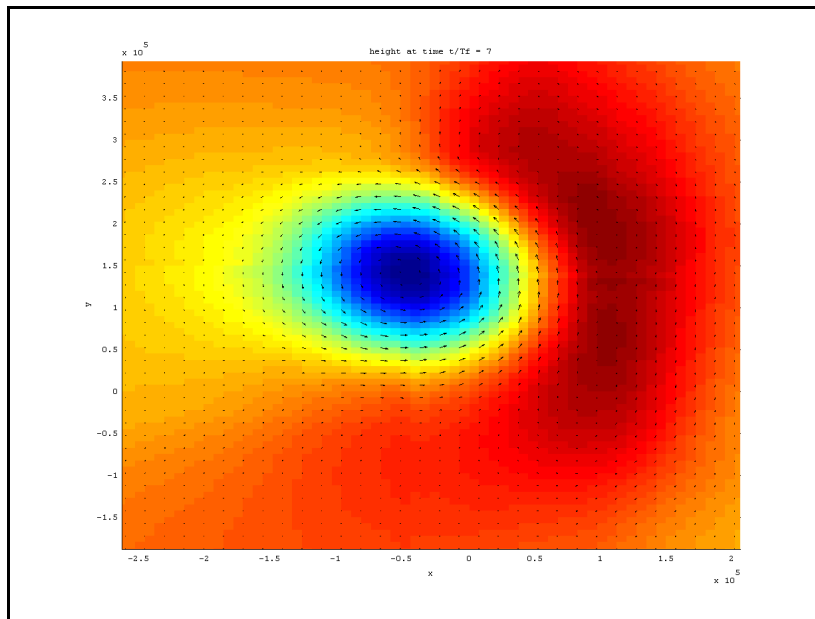


FIG. 4.2 – Cyclone à $\frac{t}{T_f} = 7$ à la latitude de 20° : le déplacement se fait vers Nord

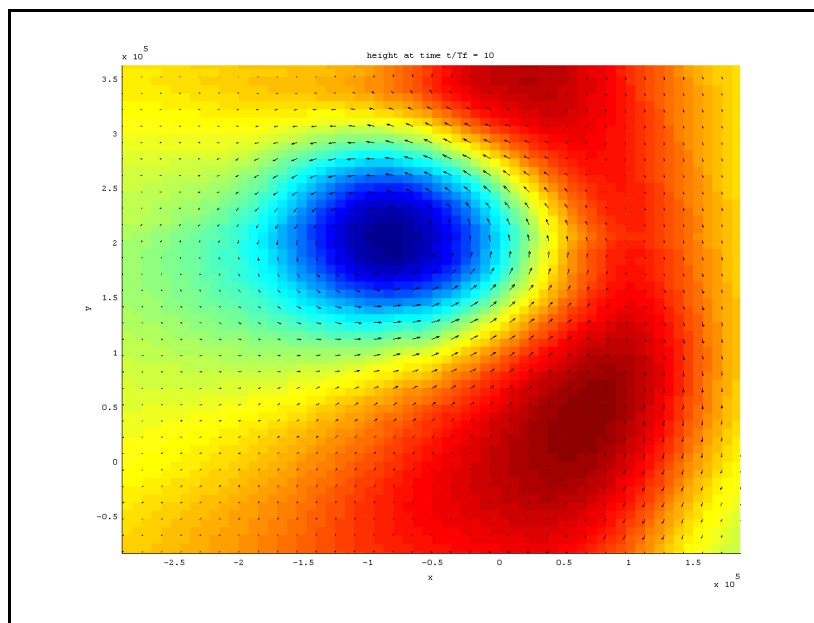


FIG. 4.3 – Cyclone à $\frac{t}{T_f} = 10$ à la latitude de 20° : fin de la simulation

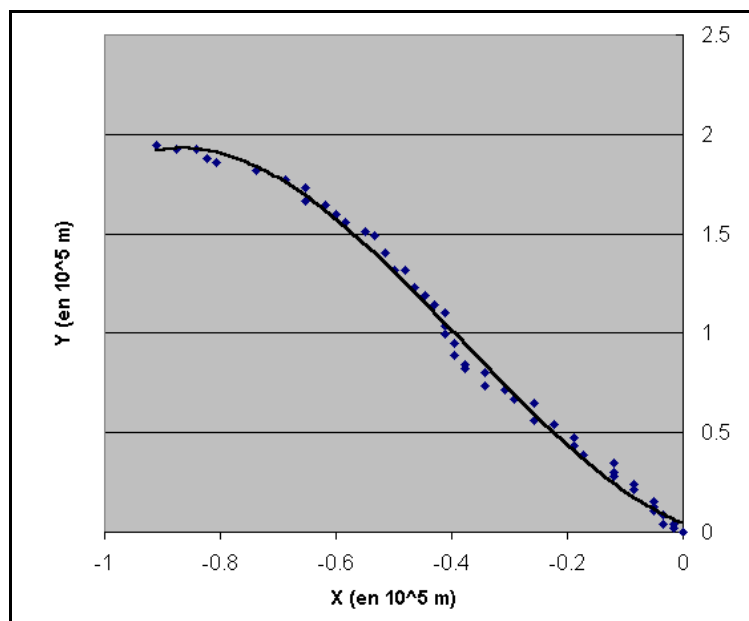


FIG. 4.4 – Déplacement du centre du cyclone à la latitude de 20° : attention aux échelles

Nous avons relevé les déplacements du cyclone par rapport à l'origine^e obtenus dans les diverses simulations :

^e (ie) $x = 0$ et $y = 0$

latitude (°)	abscisse de l'arrêt ($10^5 m$)	ordonnée l'arrêt ($10^5 m$)	vitesse moyenne ($km.h^{-1}$)
8	-1.8	2.6	2.36
10	-2.4	2.5	2.52
12	-2.2	2.5	2.90
14	-1.8	2.5	3.12
16	-1.5	2.4	3.27
18	-1.2	2.2	3.24
20	-1.0	2.0	3.20
22	-0.8	1.8	3.06
24	-0.7	1.6	2.97
26	-0.6	1.5	2.96
28	-0.5	1.4	2.92
30	-0.5	1.2	2.72
32	-0.5	1.2	2.88
34	-0.5	1.1	2.83
36	-0.5	1.0	2.75
38	-0.5	1.0	2.88
40	-0.4	0.9	2.65
42	-0.4	0.9	2.76
44	-0.4	0.8	2.60
46	-0.4	0.7	2.43
48	-0.3	0.6	2.09
50	-0.3	0.6	2.15

La durée de mesure est faite entre la première et la dernière image de la simulation^f.

4.2.1.3 Méthode de recollement

Les résultats précédents ne donnent qu'une vision locale du déplacement du cyclone (ce qui est réaliste pour que l'approximation du plan β soit correcte).

Nous procédons à un recollement des différentes simulations en supposant que lorsque l'on recrée un cyclone, c'est en fait le précédent qui s'est déplacé pour atteindre la latitude de simulation suivante. Nous sommes conscient que le fait de redémarrer à chaque fois le cyclone peut avoir un effet néfaste et donc que les résultats peuvent être totalement erronés. Le fait de recoller

^fsauf pour 8° de latitude où le cyclone se dissipe avant la fin de la simulation

nous empêche d'observer les effets du déplacement sur un temps long. Ainsi, certains effets comme la dissipation ne peuvent pas être observés.

La latitude est fixée, il reste à trouver la longitude pour effectuer ce recollement. Pour cela, on utilise la trajectoire de la simulation précédente (en latitude). On suppose que cette trajectoire est une droite (ce qui est acceptable car on fait une simulation tous les 2 degrés). On extrapole cette trajectoire si nécessaire et on regarde le point d'intersection avec la latitude recherchée. Ceci nous donne l'abscisse du nouveau point de départ de la simulation.

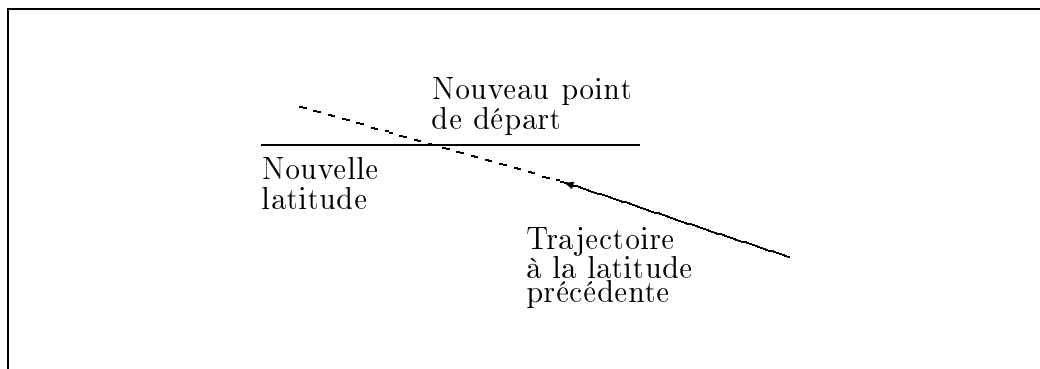


FIG. 4.5 – Méthode de recollement

Avec cette méthode, on obtient la courbe (FIG.4.6).

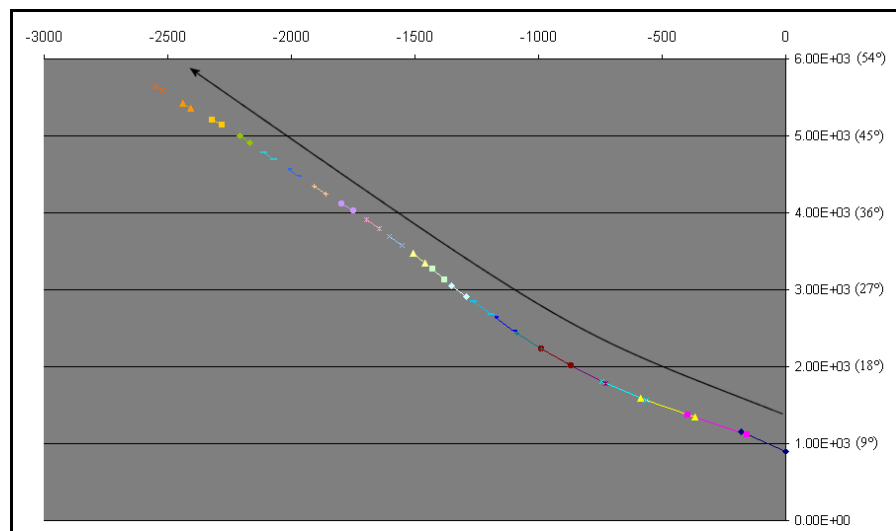


FIG. 4.6 – Trajectoire recollée

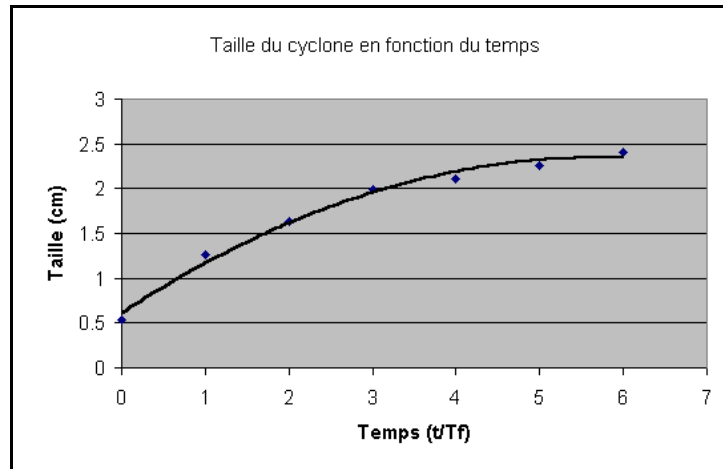


FIG. 4.7 – Taille du cyclone en fonction du temps

4.2.2 Résultats avec les données de l'expérience

Nous effectuons deux simulations pour voir si les résultats du modèle et de l'expérience sont les mêmes, pour vérifier la cohérence du programme de la simulation numérique.

La première simulation reprend une expérience qui a été faite avec $\beta = 0$. Et la seconde utilise un cône pour simuler un β non nul.

Nous avons utilisé les valeurs suivantes :

simulation	H (m)	Bu	ϵ_β	f_0	g	λ
$\beta = 0$	0.15	6228	0	0.838	9.81	0.10
$\beta = 0.8$	0.15	8326	1.38	0.838	9.81	0.10

Les valeurs utilisées sont mesurées ou calculées à partir de valeurs expérimentales, excepté lambda. On a donc choisi $\lambda = 0.1$ car c'est une valeur habituelle de lambda et on ne peut pas l'obtenir simplement par mesure.

Cas avec $\beta = 0$

Ce cas est utilisé comme étalon dans l'expérience. On constate que comme prévu, le cyclone ne se déplace pas. Cependant, sa taille augmente de manière importante (FIG. 4.7).

Le cyclone initial ne semble pas être "stable", ce qui expliquerait cette forte croissance.

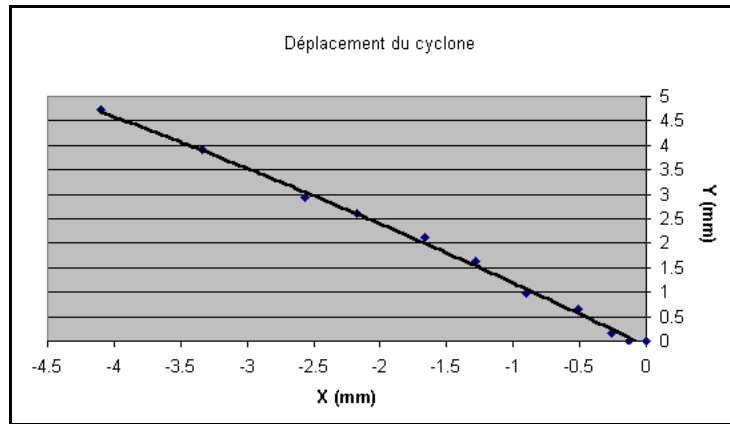


FIG. 4.8 – Déplacement du cyclone

Cas avec $\beta \neq 0$

Comme dans le cas de la simulation avec $\beta = 0$, on observe une forte croissance de la taille du cyclone.

Le cyclone se déplace de manière quasi linéaire vers le nord ouest (FIG. 4.8) .

4.3 Validation du modèle

4.3.1 Comparaison avec la théorie

D'après le modèle théorique, le cyclone se déplace vers le Nord. Puis sous l'effet de la force de Coriolis, il se déplace vers l'Ouest, tendance accrue quand le temps augmente.

La trajectoire représentée sur la figure FIG.4.4 est d'abord orientée vers le Nord. Puis la concavité de la trajectoire change, et le cyclone se dirige vers l'Ouest.

La vitesse du cyclone est constante en norme d'après le modèle théorique ($\underline{U}(r=0) = \frac{\omega_0 r_0}{6} \underline{e}_y$ et la force de Coriolis ne travaille pas).

Numériquement, la vitesse cumulée en fonction du temps est une droite^g (FIG. 4.9) : la vitesse est donc constante.

La théorie et la simulation numérique sont donc concordantes sur ces points.

^g si on enlève la phase de démarrage

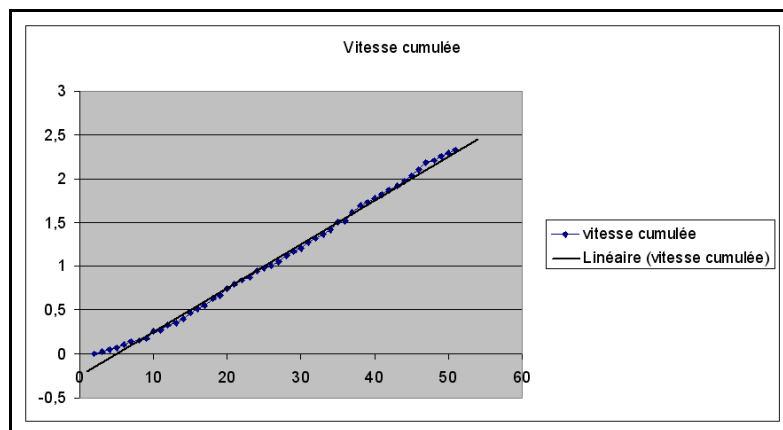


FIG. 4.9 – Vitesse cumulée en fonction du temps

4.3.2 Comparaison avec la réalité

Le modèle numérique ne prend pas en compte l'émergence de terres à la surface de l'océan (îles et continents) et la déviation par des courants marins, des vents d'altitude... La comparaison avec la réalité doit donc se faire avec des "trajectoires maritimes".

4.3.2.1 Trajectoire et cyclones des Antilles

La courbe présentée FIG.4.4 est la trajectoire d'un cyclone formé à 20° de latitude^h. On peut comparer cette trajectoire simulée avec la trajectoire réelle de Marilyn (FIG. 4.10). Les îles ne sont pas un gros obstacle, et on peut s'attendre *a priori* à ce que les deux trajectoires coïncident.

Globalement, les trajectoires sont les mêmes. Les cyclones dans les deux cas (simulation et réalité) se déplacent dans la même direction. Cependant, le changement de concavité obtenu par simulation n'apparaît pas sur la trajectoire réelle de Marilyn. Le changement de concavité est un effet faible que des phénomènes, tels les courants marins ou les vents, peuvent perturber. On ne peut pas non plus conclure quant à l'angle du déplacement du cyclone par rapport aux parallèles car, dans la réalité, de trop nombreux paramètres entrent en jeu.

Si l'on s'intéresse à la vitesse, le cyclone Marylin se déplace plus vite le 15 entre 2 h et 14 h que le 14 pendant la même durée. Or dans un plan β donné, la vitesse d'un cyclone est constante. Il faut tenir compte de la forme sphérique de la Terre. Une autre méthode est alors nécessaire pour comparer cyclone réel et cyclone simulé.

^h dans le plan β

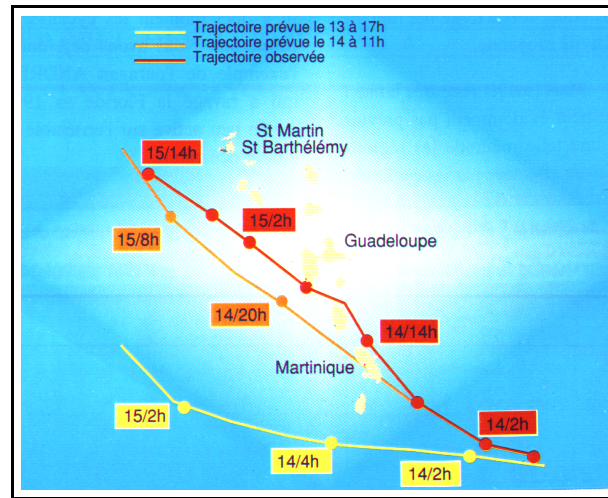


FIG. 4.10 – Trajectoire du cyclone Marilyn (septembre 1995)[8]

4.3.2.2 Trajectoire recollée et trajectoire réelle

La courbe obtenue par la méthode des recollements est la trajectoire fictive d'un cyclone se déplaçant de 8° à 50° de latitude. L'utilisation de cette méthode dissimule un phénomène important (hypothèse de travail) : la dissipation du cyclone. En effet, les cyclones réels ont une durée de vie limitée et ils ne peuvent pas se déplacer sur de telles distances. Les cyclones qui se forment près de l'Equateur ont une forte tendance à se dissiper.

Pour ce qui est de la trajectoire, la direction globale est correcte. Par contre, l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne sur un plan β diffère de l'ordre de grandeur de la vitesse réelle d'un cyclone. Avec les simulations, on trouve une vitesse de l'ordre de 2 km.h^{-1} alors que pour un cyclone réel, l'ordre de grandeur est de 20 km.h^{-1} . La méthode des recollements donne donc un résultat erroné. Une des raisons peut être qu'à chaque nouveau plan β , le cyclone simulé part d'une vitesse initiale nulle : on ne tient pas compte du fait que le cyclone arrive dans le plan β suivant avec une vitesse non nulle.

4.3.3 Comparaison de l'expérience avec la simulation

Cas $\beta = 0$

Le cyclone est situé à l'Equateur, la force de Coriolis est nulle. On obtient donc un cyclone immobile. Il se contente d'augmenter de taille.

Cas $\beta \neq 0$

La trajectoire obtenue est une droite dirigée vers le Nord Ouest (FIG. 4.8). Or, dans l'expérience correspondant à une simulation avec plan β et sans île (FIG. 3.18), nous obtenons un cyclone se déplaçant tout d'abord vers le Nord, puis se déplaçant de plus en plus vers l'Est, donc à l'Ouestⁱ si l'on prend en compte le sens inversé de la rotation de la table (remarque 4 page 25). La direction de déplacement est donc la même.

De plus, lors de l'expérience, on remarque la formation d'un anticyclone, responsable de la formation d'un dipôle. Contrairement aux simulations faites dans les conditions réelles, aucun dipôle ne se forme. Ceci est probablement à l'origine de la trajectoire quasi linéaire : l'anticyclone responsable d'un fléchissement de la trajectoire n'est plus présent. La non-formation de cet anticyclone peut être due à plusieurs facteurs. Tout d'abord, l'augmentation de taille observée peut être à l'origine de perturbations, ou d'un éloignement de l'anticyclone qui n'apparaît donc pas sur l'image et qui n'est pas pris en compte dans le calcul. La fonction mathématique choisie pour représenter le cyclone provoque peut-être l'étalement du cyclone : elle est sans doute différente du profil réel (profil de Rankine). Egalement le temps de simulation est peut-être trop court : l'anticyclone n'a pas le temps de se former.

Enfin, il est à noter une différence de l'ordre de grandeur du déplacement du cyclone vers le Nord. Pour la simulation informatique, le déplacement est de l'ordre du millimètre. Pour l'expérience, il est de l'ordre de la dizaine de centimètres. Cet écart peut être en partie expliqué par une différence majeure entre les études. Dans l'expérience, le cyclone est formé par aspiration sans vitesse de rotation, et la force de Coriolis entraîne la formation du vortex. Dans la simulation informatique, le cyclone est initié avec une vitesse de rotation non nulle.

4.3.4 Problème numérique du programme

On constate de nombreuses anomalies d'ordre de grandeur sur les vitesses, les trajectoires étant correctes. Cependant l'ordre de grandeur des longueurs est exact^j. Ainsi, il semble y avoir un problème d'ordre de grandeur sur les temps dans le programme informatique, erreur que nous n'avons pas réussi à trouver.

ⁱ comme ce que nous avons obtenu précédemment dans un plan β donné

^j par la mesure de la taille du cyclone sur les images de la simulation

Chapitre 5

Conclusion

Au fil de notre étude, nous avons dégagé un certain nombre de propriétés des cyclones tropicaux.

Après avoir brièvement présenté ce phénomène météorologique, nous avons proposé deux modèles permettant son étude : un modèle simple, dit *2D-barotrope*, qui nous a permis de donner les caractéristiques principales du mouvement d'un cyclone, et un modèle plus complexe, dit *shallow-water*, qui a été à la base de nos observations expérimentales et de nos simulations numériques.

Nous avons ensuite présenté l'ensemble de notre étude expérimentale, et les résultats que nous en avons extraits : nous avons montré la bonne adéquation entre les expériences menées et la théorie présentée plus haut, et nous avons pu préciser certaines notions, telle l'influence de la présence de terres sur la trajectoire des cyclones. Enfin, nous avons détaillé les conclusions que nous avons pu tirer des simulations. Nous avons alors confronté ces simulations à la fois avec la théorie, l'expérience, et la réalité, ce qui nous a permis de valider en partie notre modèle numérique, mais a aussi mis en évidence la difficulté de modélisation des cyclones tropicaux.

Ce projet en groupe nous a également confronté à certaines difficultés du travail en équipe. Lors de la phase préparatoire de notre travail, nous nous sommes rendus compte de la difficulté de répartition des tâches, en fonction des souhaits et compétences de chacun.

Nous avons également fait l'expérience de réunions parfois houleuses, chacun apportant un avis différent, au cours desquelles un compromis devait être trouvé afin d'avancer dans le projet. Nous avons alors décidé de travailler conjointement sur l'étude théorique du phénomène, puis de nous séparer en deux groupes distincts, l'un s'occupant de l'expérience, l'autre de la simulation numérique.

Lors de la phase "théorique", il nous a été très difficile de faire participer l'un d'entre nous à l'avancée du projet. Nous en avons alors fait part aux cadres concernés par ce travail. Néanmoins, dès la séparation en deux groupes, il s'est beaucoup plus impliqué, et a participé activement à la partie "expérience" du projet.

Le groupe "expérience" a pour sa part été confronté à des problèmes de planning, l'un d'entre nous étant absent pendant la semaine proposée par M. Stegner pour la réalisation des expériences.

Le groupe "simulation" a quant à lui dû gérer des problèmes de coordination du travail : une trentaine de simulations de 10 heures (en moyenne) de calcul devant être exécutées, il était nécessaire de centraliser l'avancement du travail, pour ne pas effectuer deux fois le même calcul. . .

Il nous a également fallu trouver des créneaux horaires réguliers, afin de nous retrouver pour faire le point sur le travail effectué dans chaque groupe, et en vérifier la cohérence.

Lors de la rédaction de ce rapport, enfin, nous nous sommes aperçus de la difficulté de rédiger un document homogène, chacun étant chargé de rédiger une partie précise du projet.

Le projet scientifique collectif nous a permis de faire l'expérience du travail en groupe et de faire face aux problèmes et difficultés qui se sont posés au cours de l'avancement du projet.

C'est au final notre première expérience du travail scientifique en groupe, et les enseignements que l'on peut en tirer sont ineffables.

Bibliographie

- [1] The Canadian Hurricane Center,
[http ://www.ns.ec.gc.ca/weather/hurricane/hurricanes.html](http://www.ns.ec.gc.ca/weather/hurricane/hurricanes.html)
- [2] Cyclone tropical intense de l'Ile de la Réunion,
[http ://www.nathetchris.com/cyclone.html](http://www.nathetchris.com/cyclone.html)
- [3] P.Huerre, *Mécanique des Fluides*, 1998
- [4] J.Pedlosky, *Geophysical Fluid Dynamics*, 1982
- [5] M.A. Wlasak, *The Examination of Balanced and Unbalanced Flow Using Potential Vorticity in Atmospheric Modelling*, 2002
- [6] H.-C. Kuo, R.T. Williams, J.-H. Chen et Y.-L. Chen, *Topographic Effects on Barotropic Vortex Motion : No Mean Flow*, Journal of the Atmospheric Sciences, 2000
- [7] J. Le Sommer, *Programme de Simulation shallow-water*
- [8] Météo France, *L'année de tous les cyclones*, 1995

Table des figures

1.1	Œil, mur de l'œil et bandes spirales de pluie	7
1.2	Mouvements d'air dans un cyclone	7
2.1	Le plan β : repère choisi	12
3.1	Dispositif	21
3.2	Cône	22
3.3	Plan du montage	23
3.4	Rotation solide	24
3.5	Film moyenné	25
3.6	Champ de vitesse	26
3.7	Module de la vitesse	26
3.8	Profil de vitesse	27
3.9	Vorticité	27
3.10	Mire d'étalonnage	28
3.11	Vecteurs erronés	28
3.12	Vecteurs moyennés	28
3.13	Expérience préliminaire	29
3.14	Expérience 14 : à gauche le début, à droite la fin	31
3.15	Expérience avec le plan β : 200 mL d'eau aspirés	33
3.16	Expérience avec le plan β : 700 mL d'eau aspirés	33
3.17	Expérience avec le plan β : 1000 mL d'eau aspirés	33
3.18	Les deux phases de la trajectoire	34
3.19	Début et fin de l'expérience	34
3.20	Evolution du cyclone	35
3.21	Apparition de la petite vorticité et formation d'un dipôle	36
3.22	L'île est centrée en (0;0)	36
3.23	Trajectoire du cyclone autour d'une île	37
3.24	Rotation du dipôle autour de l'île	37
3.25	Des vitesses plus importantes à gauche	39
4.1	Cyclone à $\frac{t}{T_f} = 1$ à la latitude de 20°	45

4.2	Cyclone à $\frac{t}{T_f} = 7$ à la latitude de 20°	45
4.3	Cyclone à $\frac{t}{T_f} = 10$ à la latitude de 20°	46
4.4	Déplacement du centre du cyclone à la latitude de 20°	46
4.5	Méthode de recollement	48
4.6	Trajectoire recollée	48
4.7	Taille du cyclone en fonction du temps	49
4.8	Déplacement du cyclone	50
4.9	Vitesse cumulée en fonction du temps	51
4.10	Trajectoire du cyclone Marilyn (septembre 1995)	52