

Université Catholique de Louvain

Faculté des sciences appliquées



Modélisation tridimensionnelle de la circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa, Polynésie Française

BIBLIOTHEQUE DES SCIENCES APPLIQUEES
6. Place des Sciences
1348 LOUVAIN-LA-NEUVE Belgium

Dissertation doctorale présentée par Benoît Tartinville
en vue de l'obtention du grade de Docteur en Sciences Appliquées
Année Académique 1997-1998

Co-promoteurs : Prof. E. Deleersnijder et Prof. V. Legat

6B57374725

*A mon père,
malgré tout.*

Remerciements

Cette étude n'aurait jamais pu être réalisée sans un grand nombre de personnes.

En premier lieu, je tiens à remercier très chaleureusement Jacques Rancher sans lequel ce travail n'aurait jamais pu voir le jour. C'est avec lui que j'ai fait mes premiers pas en océanographie récifale. Il a essayé de me faire partager sa parfaite connaissance du terrain. J'espère que le temps qu'il m'a consacré n'a pas été inutile.

Je tiens à adresser mes remerciements à mes promoteurs: Eric Deleersnijder et Vincent Legat. Les nombreux conseils d'Eric ont été d'une grande aide lors de la mise au point du modèle numérique, et son vif soutien a permis de faire progresser plus rapidement ce travail. Je remercie aussi le Professeur André Berger pour m'avoir accueilli à l'Institut d'Astronomie et de Géophysique G. Lemaître et pour m'avoir fourni les moyens afin de mener cette recherche.

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont collaboré avec moi et qui, à travers de nombreuses discussions, m'ont inculqué une part de leurs connaissances dans des domaines très variés. Ce sont: Bruno Delesalle, Pascal Douillet, Philippe Drobinski, Jean-Pierre Gattuso, Anne Mouchet, Jean Pagès, Francis Rougerie et Eric Wolanski.

Pour le soutien du C.E.A. au cours de cette recherche, je remercie particulièrement messieurs Caristan, Sornein, Martin, Goutière et Bourlat ainsi que madame Buigues.

Je remercie tous mes collègues de ASTR et plus spécialement Hugues Goosse qui m'a supporté durant quatre longues années.

Je remercie les membres du jury pour leurs nombreux et intéressants commentaires sur la première version de ce manuscrit.

Afin de n'oublier personne, je remercie tous ceux que j'ai côtoyé durant ces quatre années.

Enfin, je remercie très chaleureusement mes proches pour lesquels ces années ont été difficiles.



Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1: Hydrodynamique des lagons d'atoll	7
1.1. Définitions	7
1.1.1. L'atoll	7
1.1.2. Le lagon	10
1.1.3. La passe	10
1.1.4. Les hoa	10
1.2. Les Tuamotu et l'atoll de Mururoa	11
1.3. Le cadre atmosphérique et océanique	13
1.3.1. Un héritage du passé	13
1.3.2. L'environnement atmosphérique	14
1.3.3. L'environnement océanique	16
1.4. La marée	18
1.5. La houle	23
1.6. Le vent	26
Chapitre 2: Le modèle de circulation	31
2.1. Les équations du mouvement	32
2.1.1. Mise en place des équations	32
2.1.2. La fermeture turbulente	34
2.1.3. Les conditions aux limites en surface et au fond	36
2.1.4. Les conditions aux limites latérales	37

2.1.5. Les coordonnées sigma	39
2.1.6. La diffusion horizontale	41
2.1.7. La séparation des modes	41
2.2. Discrétisations spatiale et temporelle	42
2.2.1. Les ondes de Poincaré	43
2.2.2. L'advection	44
2.2.3. La diffusion verticale	49
2.2.4. La fermeture turbulente	51
2.2.5. Intercomparaison de modèles	54
Chapitre 3: Circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa	59
3.1. La marée du lagon	61
3.2. Les courants de surface	62
3.3. La structure verticale du courant	68
3.3.1. Profil d1 du 16 juin 1995	71
3.3.2. Profil d2 du 27 au 28 juin 1995	74
3.3.3. Profil d4 du 24 au 26 juin 1995	78
3.3.4. La circulation de renversement	81
3.4. Les courants à la passe	82
3.5. Expériences de traçage	84
3.5.1. Expérience Dindon	85
3.5.2. Déplacement d'un traceur dans le lagon	92
3.5.3. Expérience Denise	98
3.6. Dispersion du sodium-24 de l'eau de mer après les expérimentations aériennes	103
3.6.1. Expérience Dindon	103
3.6.2. Expérience Denise	110
3.7. Conclusion	116
Chapitre 4: Temps de résidence du lagon de l'atoll de Mururoa	117
4.1. Concept de temps d'échange	117
4.1.1. Temps de résidence des lagons	118
4.1.2. Définitions	121
4.2. Calcul du temps de résidence	122
4.2.1. Déplacement d'une particule fluide	122
4.2.2. Application à un grand nombre de particules	123
4.3. Expériences de sensibilité aux forçages	124
4.3.1. Définition des forçages	124
4.3.2. Circulation	126

4.3.3. Temps de résidence	129
4.3.4. Temps de renouvellement	132
4.4. Variations du temps de renouvellement	134
4.5. Modélisation des échanges avec l'océan	137
4.5.1. Le modèle simple des échanges avec l'océan	137
4.5.2. La validation du modèle pour une source ponctuelle	137
4.5.3. Etude de trois cas	140
4.5.4. Application du modèle simple à un rejet de radioéléments	142
4.6. Conclusion	145
 Chapitre 5: Modélisation de la dispersion dans le lagon de l'atoll de Mururoa	147
5.1. Introduction	147
5.2. Dispersion d'un traceur d'origine benthique	148
5.2.1. Expérience numérique	148
5.2.2. Concentrations observées en un traceur benthique	150
5.2.3. Rejet non uniforme	153
5.3. Transport du plutonium-239+240 dissous dans le lagon	156
5.3.1. Origine de la radioactivité du plutonium des eaux du lagon	156
5.3.2. Concentrations observées du ²³⁹⁺²⁴⁰ Pu dissous dans le lagon	156
5.3.3. Effet du maraamu sur le transport du plutonium	159
5.4. Conclusion	165
 Conclusion	167
 Annexe	171
 Références	173

"La musique savante manque à notre désir."

Arthur Rimbaud

Conte (Illuminations)

Introduction

Suite à l'abandon des sites sahariens, les expérimentations nucléaires françaises se déplacent, en 1966, en Polynésie Française, sur l'atoll de Mururoa. Depuis, 41 essais nucléaires atmosphériques et près de 150 essais souterrains ont été effectués à Mururoa et sur l'atoll voisin de Fangataufa. Ces deux atolls se trouvent à 1 000 km de Tahiti et à plus de 4 500 km de la Nouvelle Zélande. Bien que réalisées loin des principales zones d'habitation, ces expérimentations nucléaires ont soulevé une importante polémique entre la France et les pays du Pacifique Sud (Danielsson 1984); ces derniers craignant une contamination radioactive de leur environnement depuis les sites français. Après la suspension des expérimentations en 1991, le débat a repris avec les essais de 1995-1996. C'est dans ce contexte que trois missions scientifiques indépendantes - deux françaises et une internationale - ont pu visiter l'atoll de Mururoa dans les années 80. La première mission, de caractère exploratoire, était dirigée par H. Tazieff en juin 1982. Les pays membres du Forum du Pacifique Sud furent invités par la France à participer à une deuxième mission scientifique en octobre 1983. Des scientifiques de Nouvelle Zélande, d'Australie et de Papouasie-Nouvelle-Guinée se joignirent à cette mission dirigée par H.R. Atkinson. Lors d'une troisième mission, scientifique et cinématographique, la Calypso et son équipage, commandés par J.Y. Cousteau, furent autorisés à se rendre sur l'atoll de Mururoa en juin 1987. Ils purent ainsi assister à une expérimentation nucléaire souterraine.

L'atoll de Mururoa est une structure corallienne séparant un lagon de l'océan Pacifique (figure 1). Ces deux masses d'eau sont en communication par une passe large et peu profonde. La longueur du lagon est d'une dizaine de kilomètres pour une profondeur d'une trentaine de mètres. L'édifice corallien repose sur un soubassement d'origine volcanique. Les premières expérimentations nucléaires aériennes se déroulaient à la verticale du lagon alors que les expérimentations souterraines suivantes se déroulaient dans le soubassement basaltique.

La présence de radioéléments issus des essais atmosphériques dans le lagon de

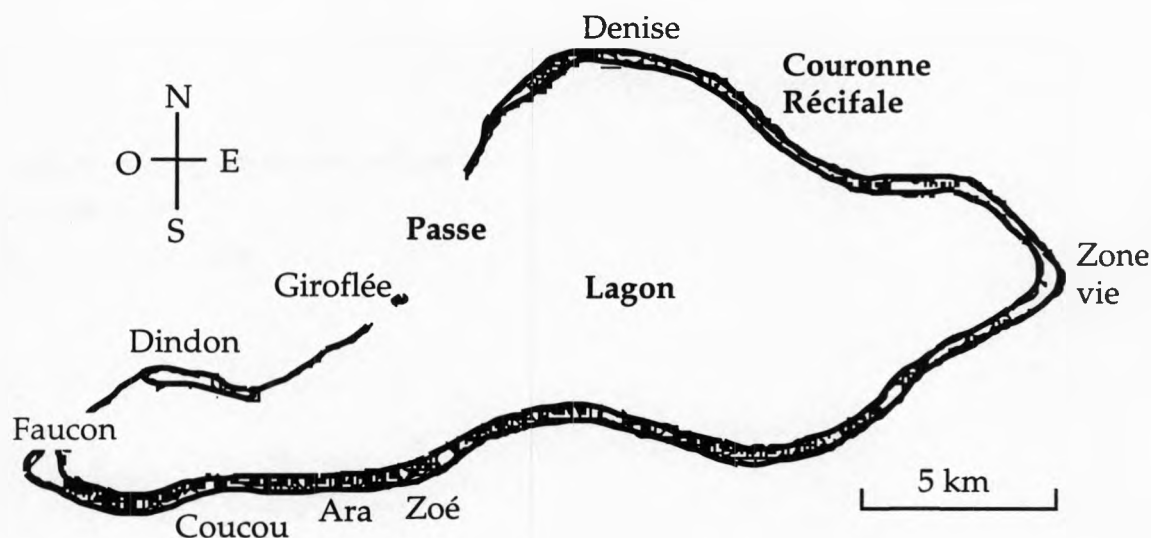


Figure 1: L'atoll de Mururoa.

l'atoll de Mururoa est avérée. Ainsi, la concentration moyenne en plutonium-239+240 dissous mesurée dans les eaux du lagon de Mururoa est de $0,55 \text{ Bq.m}^{-3}$ pour les années 1985-1986 (Bourlat *et al.* 1995)¹. La concentration en césium-137 est de l'ordre de $2,8 \text{ Bq.m}^{-3}$ (Bourlat et Martin 1992). Cependant, les rapports de toutes les missions scientifiques à Mururoa concluent à l'innocuité de la situation radiologique présente de cet atoll (Tazieff 1982, Atkinson *et al.* 1983, Cousteau 1988)². Les essais atmosphériques se sont terminés en 1974. Les expérimentations souterraines suivantes ont nettement amélioré le confinement des radioéléments. Cependant, le rapport de Atkinson *et al.* (1983) n'exclut pas un rejet de radioéléments à court ou moyen terme depuis les emplacements des essais souterrains vers la biosphère. Un tel rejet pourrait survenir à la suite d'une fuite rapide lors d'une expérimentation ou à la suite d'une lixiviation lente - en plusieurs centaines d'années - des radioéléments contenus dans les cavités de tir. Aucune de ces études indépendantes n'a pu conclure quant aux risques de rejet à très long terme - en plusieurs milliers d'années - des radioéléments à vie longue et principalement du plutonium-239+240 présent dans les cavités. Ces cavités de tir sont situées dans le soubassement basaltique surmonté par des roches carbonatées et le courant dans les carbonates est centripète (Tazieff 1982, Guille *et al.* 1993, Rougerie et Wauthy 1993, Leclerc 1995). Ainsi, le rejet éventuel dans la biosphère depuis les cavités souterraines se fait principalement vers le lagon. Les missions scientifiques de H. Tazieff, H.R. Atkinson et J.Y. Cousteau ne sont restées que quelques jours sur l'atoll de Mururoa - 3, 5 et 6 jours respectivement - et la phase préparatoire a été très courte. Toutes les expériences nécessaires n'ont pu malheureusement être menées. Leurs conclusions sont donc discutables et ne peuvent être utilisées ici que comme hypothèses de travail. Nous retiendrons, cependant, que le lagon semble être un passage obligatoire de tout rejet vers la biosphère.

¹ Le Becquerel (symbole Bq) est la quantité de matière radioactive dans laquelle se produit une désintégration nucléaire par seconde.

² La législation française (décret n° 88-521 du 18 avril 1988, modifiant le décret n° 66-450 du 20 juin 1966) définit la limite d'incorporation annuelle par ingestion pour les personnes du public à 2.10^4 Bq pour le plutonium-239 et 4.10^6 Bq pour le césium-237.

Pour un traceur dont la source se trouve dans le lagon, la dispersion dans le milieu marin se déroule à trois échelles spatiales successives: le lagon, l'océan proche et l'océan lointain. La première échelle concerne le lagon dont la dimension est d'une dizaine de kilomètres. Elle est le sujet de la présente étude. La deuxième échelle englobe l'océan entourant l'atoll. Sa taille est liée aux processus de piégeage sur les flancs de l'atoll par les ondes internes. Elle est de l'ordre de plusieurs rayons de déformation interne, c'est-à-dire quelques centaines de kilomètres. La dernière échelle englobe l'intégralité de l'océan Pacifique (Ribbe et Tomczak 1990, Lazar *et al.* 1996).

Afin d'appréhender le risque pour la population de l'atoll lié à la radioactivité dans le lagon, il est nécessaire de connaître la concentration en radioéléments présents ainsi que le flux de ces éléments vers l'océan proche. Ainsi, "la connaissance de la courantologie locale devrait [...] être améliorée" (Tazieff 1982). C'est pourquoi, le Commissariat à l'Energie Atomique (C.E.A.) et la Direction des Centres d'Expérimentations Nucléaires (DIR.C.E.N.) ont entrepris, depuis 1986, un grand nombre de campagnes de mesure dans le lagon de l'atoll de Mururoa. Deux missions océanographiques avaient précédemment été conduites sur place (Rougerie *et al.* 1980, Rougerie *et al.* 1984). Toutes ces campagnes ont permis l'enregistrement de données de salinité, température, hauteur d'eau et courants dans le lagon et à la passe ainsi que des mesures de concentrations en éléments nutritifs. Récemment, l'utilisation d'un courantomètre à effet Doppler a permis d'avoir une vision plus précise du cisaillement vertical du courant dans le lagon.

Si toutes ces données sont utiles pour estimer les courants dans le lagon et les échanges entre ce dernier et l'océan, elles ne transcrivent qu'une partie infime de la réalité. Elles sont trop disparates dans le temps et l'espace pour fournir une vision claire de la circulation dans ce lagon. C'est pourquoi, le Service Mixte de Sécurité Radiologique (S.M.S.R.) - dépendant du C.E.A. et de la DIR.C.E.N., chargé de la sécurité des expérimentateurs, de la protection des populations et de la surveillance de l'environnement - a jugé nécessaire de réaliser une modélisation numérique de cette circulation. C'est dans ce cadre que cette recherche a débuté en 1993 au sein du laboratoire d'Astronomie et de Géophysique G. Lemaître (ASTR) de l'Université Catholique de Louvain (U.C.L.). Cette approche constitue un complément permettant de mieux comprendre les données. Certaines de ces données seront ici utilisées afin de vérifier le modèle. Des données ponctuelles d'activité en sodium-24 de l'eau du lagon de l'atoll de Mururoa suite aux expérimentations nucléaires aériennes sont présentées ici pour la première fois.

Après la décision française d'arrêter définitivement les expérimentations nucléaires, il a été demandé à l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (A.I.E.A.) de réaliser une expertise de la situation radiologique des atolls de Mururoa et Fangataufa. Cette étude indépendante regroupe plusieurs dizaines d'experts internationaux travaillant dans différents domaines. Un grand nombre de scientifiques ont pu visiter les sites d'expérimentations et cette étude produira certainement le rapport le plus complet sur la situation de ces deux atolls. Le Dr. E. Deleersnijder et moi-même avons collaboré au groupe de travail sur la modélisation du transport dans le milieu marin dirigé par le Dr. E. Mittelstaedt. Le modèle développé à ASTR et présenté ici permet d'estimer l'activité des eaux des lagons ainsi que le flux de radioéléments vers l'océan. Les conclusions de cette étude seront rendues publiques en avril 1998.

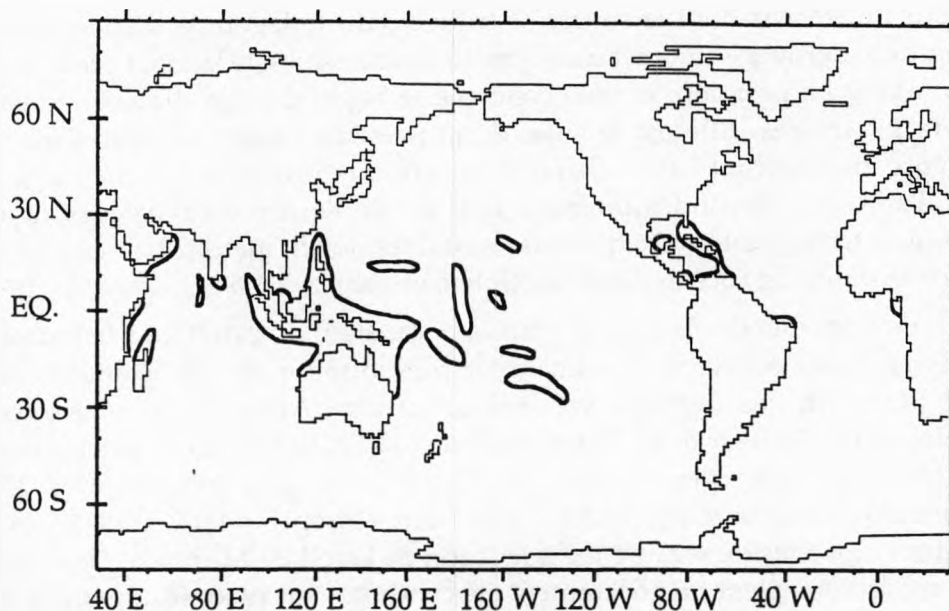


Figure 2: Répartition géographique des récifs coralliens.

De façon plus générale, les communautés récifales constituent l'un des écosystèmes les plus importants de la planète. Elles s'étendent dans la zone intertropicale des océans Atlantique, Indien et Pacifique (figure 2). Un récif corallien est un milieu de forte productivité et de grande diversité biologique qu'il convient de protéger. Ainsi, l'année 1997 a été déclarée année internationale des récifs (Conand 1997). Un récif peut être soumis à un grand nombre de stress. La récente période d'apparition de populations importantes d'étoiles de mer *Acanthaster Planci*, prédateurs de certaines espèces de coraux, a causé d'importants dommages à certains récifs de la Grande Barrière de Corail en Australie (Wolanski 1994). Le problème du blanchiment des coraux, lié à une augmentation de la température de l'eau de mer, accroît fortement leur taux de mortalité. Une bonne gestion des récifs passant par une bonne connaissance de cet environnement, de nombreuses recherches ont porté sur l'écologie des récifs (Wells 1995). Ainsi, un certain nombre d'atolls sont aujourd'hui étudiés dans le cadre des programmes Emir, TypAtoll, AnTropic et PGRN2. Toutes ces études se heurtent à une connaissance insuffisante du fonctionnement hydrodynamique des lagons. C'est pour cette raison que le Programme National Récifs Coralliens (P.N.R.C.O.) français a choisi l'océanographie récifale comme l'un de ses objectifs pour la période 1997-1999. Comme l'écrivaient Wolanski et Choat (1992) en introduction au numéro spécial de *Continental Shelf Research* sur l'océanographie des récifs coralliens: "while it is acknowledged that water circulation is of crucial importance in the ecology of coral reefs, very little is known of the role and character of that circulation".

A part les études australiennes portant sur la Grande Barrière de Corail, très peu de modèles numériques de la circulation marine autour des environnements récifaux ont été employés. En Polynésie Française, seul un modèle bidimensionnel a été utilisé afin d'étudier la circulation dans le lagon de l'atoll de Tikehau (Intès et Caillart 1994). Quelques études ont aussi porté sur la modélisation de la circulation des lagons de l'île de Moorea (Wolanski *et al.* 1993, Wolanski et Delesalle 1995 b). La présente étude est, à notre connaissance, la première application d'un modèle numérique tridimensionnel à la circulation d'un lagon d'atoll. Nous chercherons, dès que cela sera

possible, à mettre en relation les conclusions tirées de cette étude et les informations disponibles sur l'écologie du lagon de l'atoll de Mururoa.

La présente recherche est consacrée au développement et à l'utilisation d'un modèle numérique tridimensionnel permettant de mieux appréhender la circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa. L'hydrodynamique des récifs coralliens et plus particulièrement des lagons d'atolls est un sujet jusqu'à présent peu abordé. Dans le premier chapitre, l'atoll de Mururoa est décrit plus précisément et un certain nombre de termes non usuels sont définis. A partir des quelques références disponibles dans la littérature, nous essayons d'identifier les principaux forçages agissant sur la circulation dans les lagons d'atolls: le vent, la marée et les entrées d'eau par les hoa. Dans le deuxième chapitre, le modèle mathématique utilisé est décrit. Il est composé des équations tridimensionnelle du mouvement et d'une fermeture turbulente de type Mellor et Yamada. Certains aspects du modèle numérique, qui pourraient avoir une influence sur la circulation dans notre domaine d'intérêt, sont ensuite décrits. Ils sont vérifiés à partir d'expériences simples et sur base de comparaisons avec des solutions analytiques ou avec d'autres modèles. L'application du modèle au lagon de l'atoll de Mururoa fait intervenir un processus de validation qui se base sur un grand nombre de données collectées par le C.E.A. Ce sont des données de courants mesurées dans le lagon avec des courantomètres à rotor ou à effet Doppler, ou bien des résultats d'expériences de traçage avec un colorant, ou enfin les concentrations en radioéléments à la surface du lagon après des expérimentations aériennes. Cette validation est présentée dans le troisième chapitre. L'utilisation des données de terrain et leur comparaison avec les résultats du modèle permet aussi de mettre en évidence le schéma de circulation dans ce lagon. Le modèle de circulation permet de calculer le temps de résidence et le temps de renouvellement des eaux du lagon. A partir des résultats du modèle tridimensionnel, il est possible d'établir un modèle simple permettant de calculer la concentration moyenne du lagon en un traceur ainsi que son flux vers le Pacifique. Ce modèle est décrit dans le quatrième chapitre. Dans le cinquième chapitre, afin d'étudier les variations spatiales de concentration, le modèle tridimensionnel est appliqué dans le cas d'un rejet d'un traceur passif depuis le fond du lagon. Afin de prolonger l'étude de la dispersion d'un traceur à l'intérieur du lagon, une expérience est menée afin d'étudier le transport de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous depuis la zone nord du lagon après un fort coup de vent du sud-est.

"I now gave up all hopes of finding any more land in this ocean."

James Cook

Log of H.M.S. Resolution

November 27, 1774

Lat 55° 6' S, Lon 138° 56' W

Chapitre 1

Hydrodynamique des lagons d'atoll

1.1. DEFINITIONS

Les premières publications américaines à propos des atolls de Bikini et Enewetak (von Arx 1948, Ford 1949, Munk *et al.* 1949) ont marqué le début des études concernant l'océanographie physique de l'environnement corallien. En 1970, seulement une quinzaine de papiers scientifiques traitaient de ce sujet (Andrews et Pickard 1990). Depuis, le nombre de publications concernant les récifs et les lagons d'atoll n'a fait que croître. 130 articles sont référencés dans la très complète revue de Andrews et Pickard (1990). Parmi ces références, seules sept personnes sont les premiers auteurs de plus de trois articles. La communauté des océanographes physiques traitant des lagons d'atoll est donc très restreinte.

Afin de mieux appréhender un sujet peu traité, il est bon de définir et d'expliquer un certain nombre de termes qui reviendront souvent au cours de cette dissertation (figure 1.1). Une description plus détaillée des éléments de l'environnement corallien se trouve dans Battistini *et al.* (1975).

1.1.1. L'atoll

Un atoll (mot originaire des îles Maldives) est une formation corallienne annulaire, émergée ou non, entourée par l'océan et renfermant généralement une masse d'eau

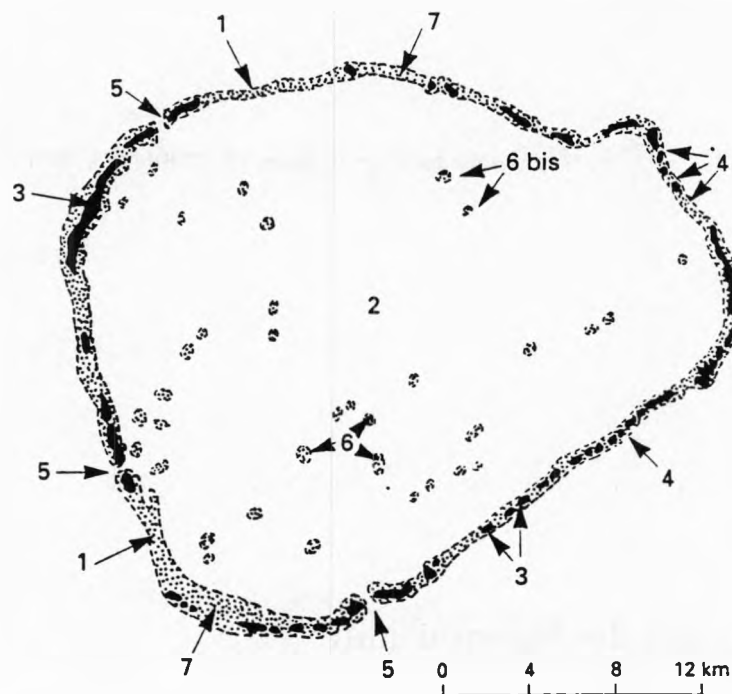


Figure 1.1: Principales unités géomorphologiques d'un atoll (d'après Bonvallet *et al.* 1994). 1: Couronne récifale. 2: Lagon. 3: Motu. 4: Hoa. 5: Passe. 6: Pâté corallien. 6 bis: Pinacle. 7: Platier récifal.

appelée lagon. Les atolls sont principalement situés dans la bande intertropicale (Achituv et Dubinski 1990) car le développement des coraux nécessite une température océanique d'au moins 18°C (Veron et Minchin 1992, Rancher et Rougerie 1995).

Leur origine géologique a suscité de nombreuses controverses. Les récents forages dans certains atolls ont permis de vérifier le modèle d'édification proposé par Darwin en 1842. Il fut le premier à supposer une évolution en trois phases depuis l'île volcanique jusqu'à l'atoll (figure 1.2).

Dans un premier temps, la présence d'un point chaud fixe sous la plaque lithosphérique entraîne une forte activité volcanique sous-marine puis aérienne¹. Il se forme alors une île volcanique comme celle de Hawaï. La dérive vers le nord-ouest de la plaque Pacifique, à la vitesse de environ 11 cm par an, met un terme à l'activité volcanique. Les espèces coralliennes profitent de conditions plus agréables pour s'installer sur les flancs du volcan et forment un récif frangeant (Cayet et Bablet 1972).

La seconde phase correspond à l'enfoncement du volcan sous son poids et à

¹ Certaines îles des Tuamotu résultent de l'activité volcanique au niveau de la dorsale océanique et non d'un point chaud.

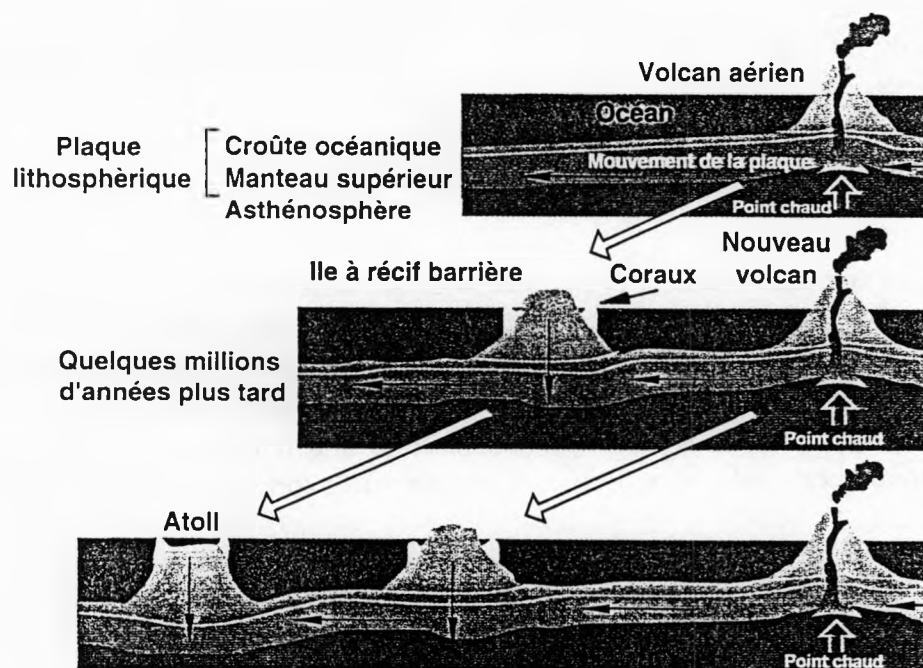


Figure 1.2: Edification d'un atoll à partir d'un volcan (d'après Guille *et al.* 1993).

l'érosion. Ces phénomènes entraînent une lente disparition du massif volcanique, une forte sédimentation autour de l'île et la formation d'un récif barrière séparé de l'île volcanique par un lagon. C'est le cas de l'île de Bora Bora.

Le dernier acte est associé à la subsidence du volcan et à son recouvrement total par les roches carbonatées. Il ne reste plus alors qu'une couronne récifale, large d'une centaine de mètres, entourant un lagon tel qu'on peut le voir à Mururoa. Cette succession d'étapes sur plusieurs millions d'années, depuis le volcan jusqu'à l'atoll, sous l'action du même point chaud, explique les alignements d'îles rencontrés dans l'océan Pacifique.

Les coraux ont besoin d'une certaine quantité de lumière pour survivre et se développer. Ainsi les espèces coralliennes les plus profondes ne survivent pas au-delà de 60 m de profondeur. Pendant que s'enfonce le massif volcanique sur lequel ils reposent, les organismes coralliens constructeurs doivent avoir une croissance suffisante pour compenser ce lent mouvement de subsidence. L'édifice corallien doit aussi suivre les évolutions de la surface de l'océan. Ainsi, lors du dernier réchauffement inter-glaciaire le niveau océanique à Tahiti s'est élevé de 120 m en 18,000 ans (Bard *et al.* 1996). La vitesse d'édification du corail à Tahiti doit alors être de l'ordre du centimètre par an. Si, pour diverses raisons - turbidité importante, refroidissement des eaux, croissance trop lente -, les coraux n'arrivent pas à se maintenir suffisamment proche de la surface, ils meurent et l'atoll devient totalement

immergé. Il ne subsiste alors qu'un mont sous-marin ou guyot (Scott et Rotondo 1983). Le lent mouvement de la plaque lithosphérique entraîne ceux-ci vers les zones de subduction où ils disparaissent dans les fosses océaniques (voir la figure 6 de Scott et Rotondo 1983).

1.1.2. Le lagon

Un lagon est une masse d'eau salée peu profonde séparée de l'océan par une couronne corallienne. Il peut être découpé en cellules par des cloisons détritiques, comme à Mataiva, ou être parsemé d'édifices coralliens (pâtés ou pinacles) pouvant atteindre la surface de l'eau. Sa profondeur ne dépasse pas quelques dizaines de mètres.

Suivant les ouvertures présentes dans la couronne, il est en contact avec l'océan proche ou totalement isolé de ce dernier. Ces ouvertures sont de deux types: passes ou hoa.

1.1.3. La passe

Une passe (ou avea en polynésien) est une brèche profonde de la couronne récifale² mettant en contact les eaux du lagon et celles de l'océan. Leur nombre et leurs caractéristiques sont très variables. Certains atolls n'ont pas de passe (Takapoto), d'autres ont une (Mururoa) ou plusieurs passes, alors que certains ont une passe creusée par l'homme afin de faciliter la navigation (Fangataufa).

1.1.4. Les hoa

Un hoa (terme polynésien), encore dénommé collecteur de platier, est une dépression du platier récifal³ mettant en communication l'océan et le lagon. Les hoa sont des chenaux étroits et peu profonds, séparés entre eux par des îlots détritiques (ou motu). Au contraire des passes, les hoa fonctionnent de manière irrégulière. Un hoa ouvert - c'est à dire permettant l'entrée d'eau océanique vers le lagon - pendant une période de forte houle océanique peut devenir fermé lorsque la surface de l'océan est calme. Dans le cas de l'atoll de Taiaro, la seule communication entre le lagon et l'océan est établie par des hoa qui ne deviennent débitants que sous l'effet d'une forte houle du sud.

² La couronne récifale est la partie émergée d'un atoll définie par opposition au lagon.

³ Le platier récifal est la plateforme horizontale, affleurante ou non, surmontant l'édifice corallien

1.2. LES TUAMOTU ET L'ATOLL DE MURUROA

L'archipel des Tuamotu⁴ (Polynésie Française) est un long chapelet de 77 îles d'origine volcanique s'étendant depuis 23° sud et 135° ouest jusqu'à 15° sud et 150° ouest (figure 1.3). La surface océanique englobée est énorme - plus de 600 000 km² - mais la surface des terres émergées ne dépasse pas 4 000 km².

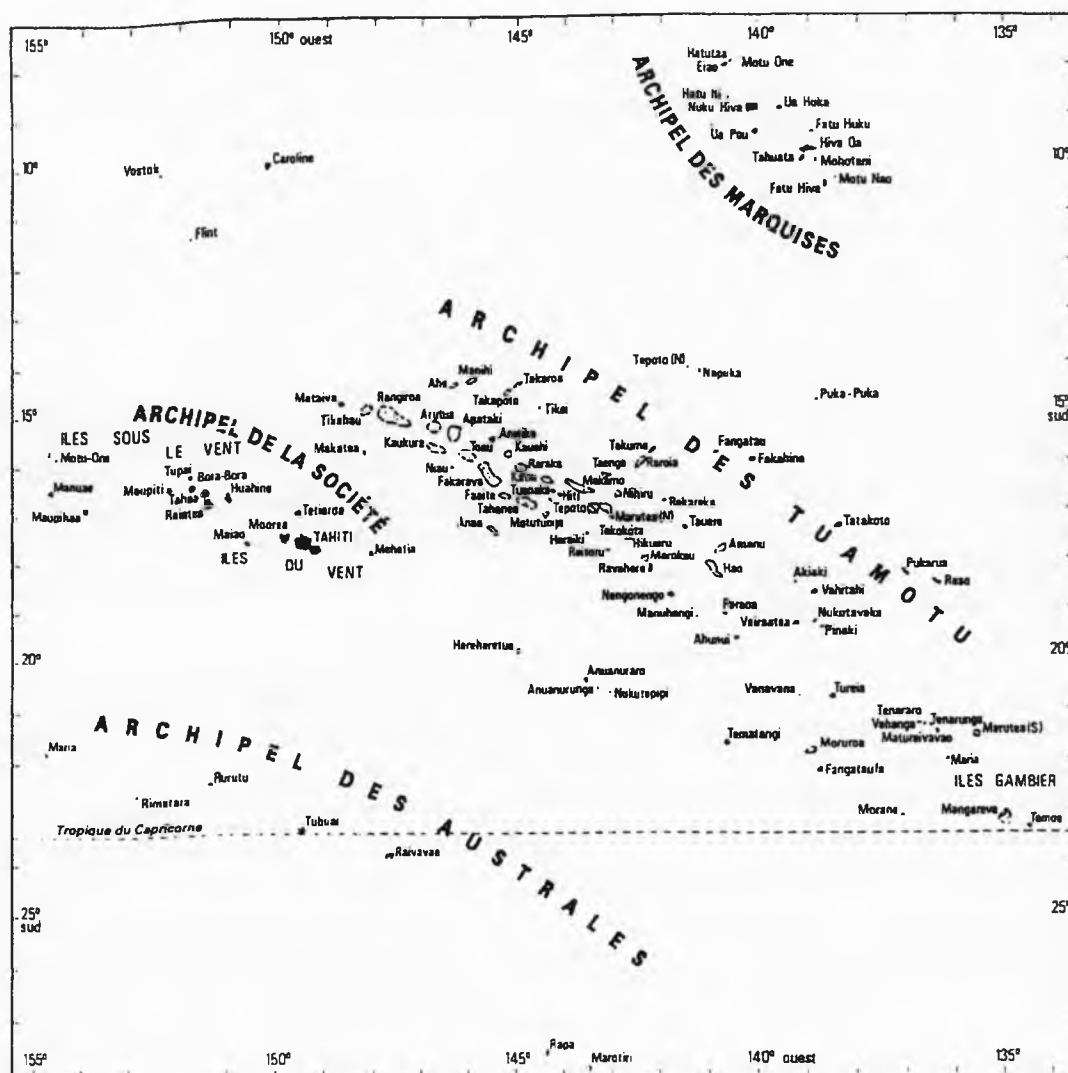
Les atolls de l'archipel des Tuamotu ont des formes et des dimensions très différentes. Le plus grand, Rangiroa, fait 60 km de long alors que celui de Rekareka a une dimension inférieure à 2 km. On rencontre de plus des formes très différentes allant de la couronne presque parfaitement circulaire (Tikehau) jusqu'aux aspects les plus variés (Hao, Rangiroa, Mururoa) et même un atoll soulevé (Makatea).

En 1963 s'est installé en Polynésie Française le Centre d'Expérimentations du Pacifique. Deux atolls de l'archipel des Tuamotu ont été choisis comme lieu des expérimentations nucléaires: Mururoa et Fangataufa. L'atoll de Mururoa⁵ fait partie de l'alignement géologique Gambier-Pitcairn. Il est rattaché administrativement à l'archipel des Tuamotu et se trouve à son extrémité sud (21° 50' sud, 138° 55' ouest). La formation de l'île volcanique sur laquelle il repose remonte approximativement à 12 millions d'années (Guille *et al.* 1993).

L'atoll de Mururoa a une dimension de 25 km selon l'axe est-ouest et de 10 km selon l'axe nord-sud. Sa couronne récifale ne dépasse pas quelques centaines de mètres de large pour une longueur totale de 65 km et une altitude maximale de 3 m. Elle sépare l'océan profond ($\approx 3\,500$ m) d'un lagon dont la profondeur moyenne est de 33 m (figure 1.4). Ce dernier se divise en deux bassins. A l'est se trouve un bassin large et profond (profondeur maximale de 55 m) coupé en son centre par une ride corallienne. Au contraire, le bassin sud-ouest est étroit et nettement moins profond. Les communications avec l'océan se font à travers une passe large de 5 km et de profondeur moyenne 8 m. Cette passe est séparée en deux par l'îlot Giroflée. Les hoa débitants lors de conditions normales de houle du sud se trouvent dans la partie sud-ouest de la couronne récifale (zones Coucou et Ara). Cependant, sous l'effet d'une houle du nord-ouest, les zones affleurantes de platier entourant la passe permettent le passage d'un flux d'eau océanique.

⁴ La première île, Marutea Sud, fut découverte par le navigateur espagnol Quiros en 1605.

⁵ L'atoll de Mururoa fut découvert au début du XIX^{ème} siècle sous le nom de "Osnabruck". Il retrouva ultérieurement son nom Paumotu de Mururoa ou Moruroa qui signifie "l'île du grand secret". Nous emploierons ici la première orthographe, utilisée par les autorités françaises.



Depuis 1966, Mururoa est l'un des deux sites d'expérimentation des armes nucléaires françaises. Jusqu'en 1974 ces expériences étaient aériennes (34 expériences sur barge ou sous ballon) avec deux zones principales de tir: Denise et Dindon. L'énergie libérée lors de ces expériences pouvait dépasser 1 000 kT⁶. Elles sont ensuite devenues souterraines avec des conséquences différentes pour l'environnement (près

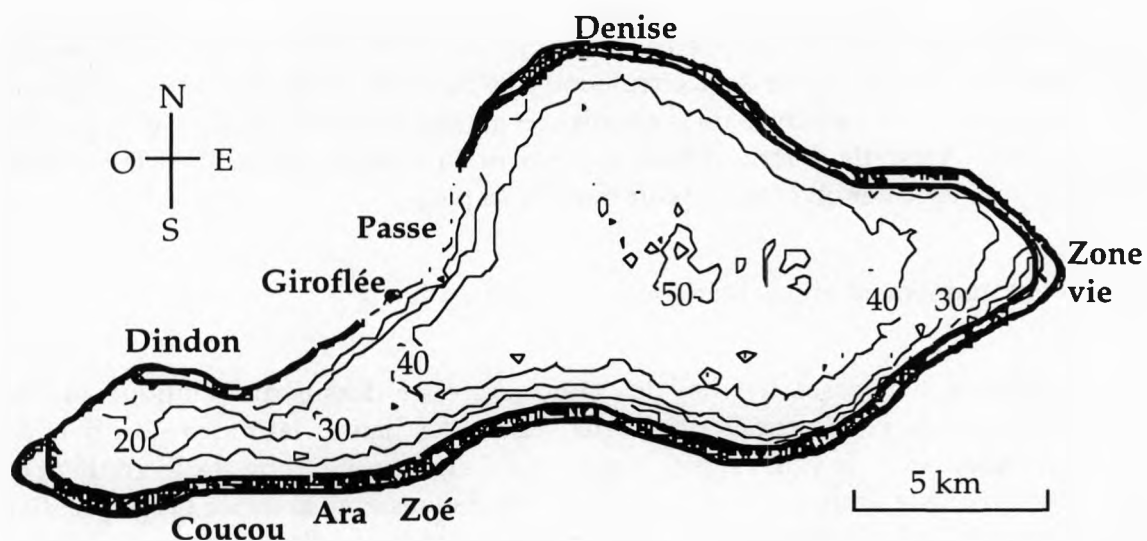


Figure 1.4: Bathymétrie du lagon de l'atoll de Mururoa employée par le modèle (m) et localisation des principales zones.

de 130 expériences dont l'énergie libérée ne dépassait pas 150 kT (Bablet *et al.* 1995)). Lors de cette dernière phase, les engins nucléaires étaient enterrés dans le substrat basaltique, plusieurs centaines de mètres sous la couronne récifale ou sous le lagon. Si la majeure partie des essais ont été réalisés à Mururoa, les plus puissants ont eu lieu sur l'atoll de Fangataufa. Il est hors de notre propos de fournir une description détaillée de l'atoll de Mururoa, des essais nucléaires et de leurs conséquences à très court terme; le lecteur souhaitant en savoir plus peut se référer aux trois tomes de la monographie concernant les deux sites des expérimentations nucléaires françaises dans le Pacifique (Guille *et al.* 1993, Bouchez et Lecomte 1995, Bablet *et al.* 1995).

1.3. LE CADRE ATMOSPHERIQUE ET OCEANIQUE

1.3.1. Un héritage du passé

Bien avant l'arrivée des européens, les circulations océanique et atmosphérique du Pacifique sud étaient connues des Polynésiens. Ces habitants d'îles perdues au milieu de l'immensité océanique étaient de grands navigateurs et les voyages à travers le Pacifique étaient courants⁷.

⁷ Ainsi, Tupaia - un polynésien originaire de Raiatea et embarqué par le capitaine James Cook - prétendait être allé jusqu'à l'archipel des Tonga distant de près de 3 000 km. Favorisé par les alizés le voyage durait dix jours à l'aller et plus de trente jours étaient nécessaires au retour.

Ils se repéraient grâce aux alignements des étoiles, aux vols des oiseaux, à la houle et ils dressèrent les premières cartes marines rudimentaires des archipels du Pacifique. Leur connaissance de la circulation à l'échelle du Pacifique sud se complétait d'une très bonne connaissance de la circulation autour des atolls et dans les passes de ces derniers. Ainsi, ils déterminaient, à partir de la position de la lune, le meilleur moment pour accoster un atoll ou pour franchir sa passe.

1.3.2. L'environnement atmosphérique

La dynamique des basses couches de l'atmosphère, au dessus du Pacifique sud, se caractérise par deux directions privilégiées. Dans les hautes latitudes - au delà du 40^{ème} parallèle sud - le vent est dirigé vers l'est. Dans la zone tropicale, le gradient de pression qui existe entre l'anticyclone de l'île de Pâques et la zone de basse pression située au dessus de la Nouvelle Guinée engendre les vents d'est (Streten et Zillman 1984). Ces derniers correspondent à la branche basse de la cellule de Hadley-Walker s'étendant sur la région subtropicale. Ils entraînent l'air tropical humide vers la zone chaude du Pacifique ouest. Cet air monte vers la haute troposphère, se refroidit et engendre de fortes précipitations sur l'Indonésie. La branche de retour amène l'air asséché vers la zone de subsidence située près de l'île de Pâques. Ainsi la partie orientale du Pacifique sud est très aride (Sadourny 1992).

La circulation atmosphérique de la région des Tuamotu est influencée par l'anticyclone de l'île de Pâques qui entraîne les alizés⁸ du nord-est, et par l'anticyclone des îles Kermadec qui engendre les alizés du sud-est. Ces deux courants se rejoignent dans la Zone de Convergence du Pacifique Sud (ZCPS). C'est une bande nuageuse et très pluvieuse. De juin à octobre - hiver austral - la ZCPS se situe au nord des Tuamotu. Les alizés du sud-est - encore appelés maraamu en Paumotu - sont prédominants et amènent de l'air frais et sec depuis les hautes latitudes (figure 1.5). La température mesurée à Mururoa varie entre 22°C et 25°C et les précipitations mensuelles sont inférieures à 100 mm (Rougerie *et al.* 1980). Par contre, de novembre à mai - été austral - l'anticyclone de l'île de Pâques se déplace vers le sud-est et les alizés du nord-est se renforcent. La ZCPS se trouve alors au dessus des Tuamotu. L'été austral est une saison chaude et pluvieuse. La température à Mururoa est comprise entre 25 °C et 27 °C et les précipitations sont supérieures à 200 mm par mois (Rougerie *et al.* 1980).

Le bilan annuel évaporation-précipitation est positif sur les Tuamotu et compris entre +40 et +80 cm par an (Rougerie et Rancher 1994). En raison de cette forte évaporation, l'humidité relative est importante et dépasse 80 %. De plus, en moyenne annuelle, les flux de chaleur latente et sensible contrebalancent le flux radiatif net (Streten et Zillman 1984). Le flux net de chaleur reçu par l'océan est faible, de l'ordre de 10 W.m⁻².

⁸ Le terme alizé décrira par la suite les vents de nord-est à sud-est soufflant dans les régions tropicales.

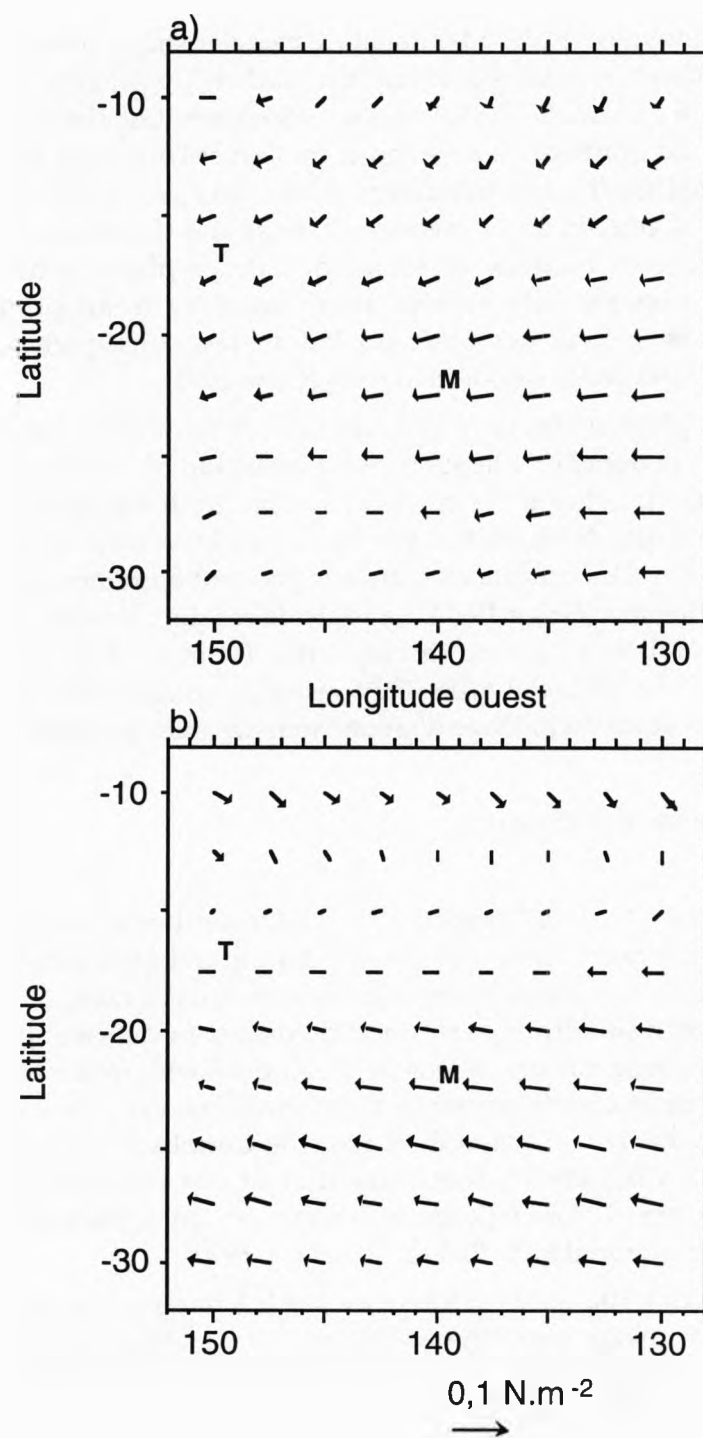


Figure 1.5: Climatologie des tensions de vent sur la Polynésie Française (d'après Trenberth *et al.* 1989) a) en Janvier et b) en Juillet. Les lettres M et T désignent les positions de Mururoa et de Tahiti.

La situation décrite précédemment est caractéristique d'une année normale. Un certain nombre de phénomènes peuvent la perturber. Un premier phénomène extrême et apériodique est l'anomalie ENSO - El Niño-Southern Oscillation. Elle se traduit par une diminution du gradient de pression entre l'est et l'ouest du bassin Pacifique sud. Les alizés s'affaiblissent ou disparaissent et les vents proviennent de l'ouest (Diaz et Markgraf 1992). Cette situation favorise l'arrivée des dépressions tropicales sur les Tuamotu. L'impact climatique et écologique de ce phénomène est extrêmement important. Par exemple, il empêche toute remontée d'eau profonde et riche en éléments nutritifs le long des côtes du Pérou. Les conséquences sur les espèces animales et végétales sont alors dramatiques (Cane 1993).

Un autre phénomène, dont la durée peut être comprise entre quelques heures et quelques jours et dont l'échelle spatiale est beaucoup plus petite, est le passage d'un cyclone tropical originaire de la zone intertropicale. Il s'accompagne de vents très violents - une centaine de kilomètres par heure - et d'une forte houle dont l'amplitude peut dépasser 10 m. Ces conditions extrêmes peuvent entraîner de graves dégâts aux formations coralliennes (Grigg 1995). La route de ces dépressions va du nord-ouest au sud-est, et est parallèle à l'axe de l'archipel des Tuamotu. Pour la seule année 1983, cinq cyclones ont abordé la Polynésie Française (Lachenaud 1986), et il faut remonter à 1906 pour trouver trace du passage d'un phénomène aussi puissant.

1.3.3. L'environnement océanique

La circulation de surface de l'océan Pacifique sud est liée à la circulation des basses couches de l'atmosphère. Elle est composée d'un grand gyre anti-horaire. Au sud, le courant circumpolaire entraîne les eaux d'ouest en est. Au nord, les alizés engendrent le courant équatorial sud dirigé vers l'ouest du bassin. Le déficit engendré sur sa partie orientale est compensé par une remontée d'eau profonde, froide et riche en éléments nutritifs le long de la côte Péruvienne. Ce phénomène est plus connu sous le terme d'*upwelling* péruvien. Sous l'action de la force de Coriolis, les courants océaniques de surface divergent à l'équateur, et entraînent aussi une remontée d'eau, ou *upwelling* équatorial. Enfin, vers 10 ° de latitude sud, existe un contre courant dirigé vers l'est: le Contre-Courant Equatorial Sud (Pickard et Emery 1990).

La région des Tuamotu est traversée par le Courant Equatorial Sud dirigé vers l'ouest et dont la vitesse moyenne en surface est de l'ordre de 5 cm.s⁻¹ (Pickard et Emery 1990). Les effets d'étranglement entre les îles peuvent entraîner des courants plus violents et dangereux pour la navigation. Au nord de cette région, au niveau des îles Marquises, existe un prolongement du Contre Courant Equatorial Sud appelé Contre Courant des Marquises.

Les Tuamotu sont baignés par l'Eau Tropicale Sud. En raison de la forte évaporation, la salinité en surface est très élevée - plus de 36 ‰ (Donguy et Henin

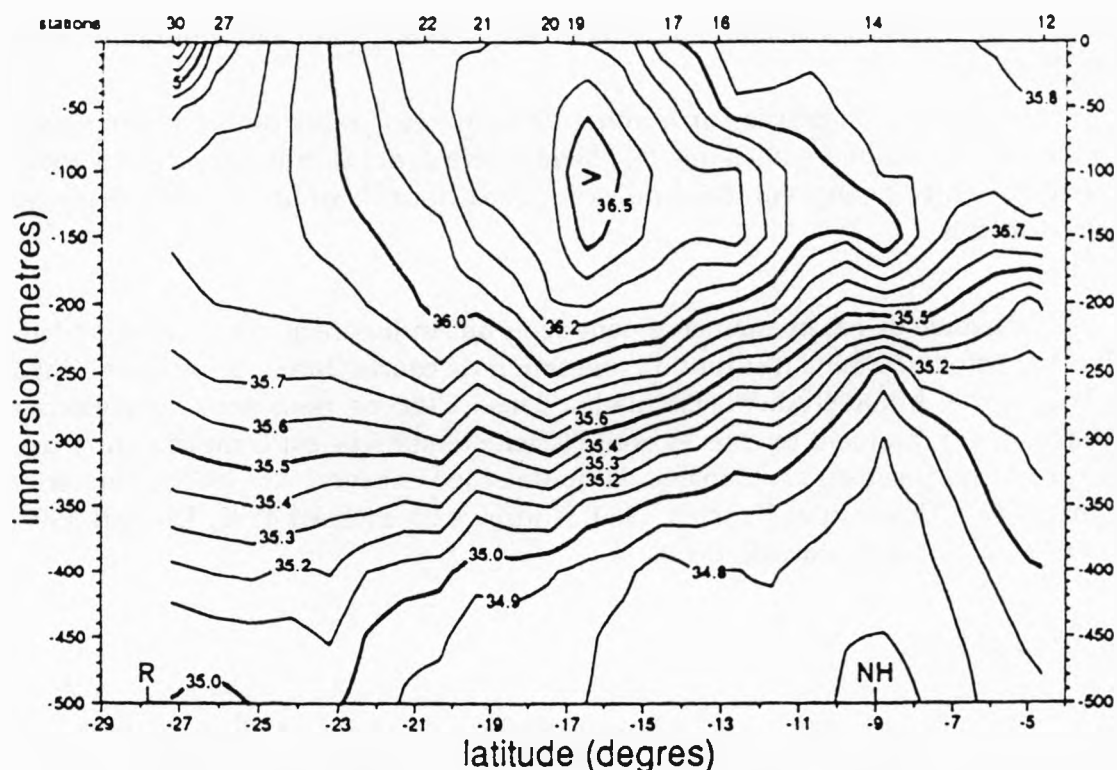


Figure 1.6: Salinité (psu) mesurée sur une coupe Marquises-Australes (mars 1987) (d'après Rancher et Rougerie 1992).

1978, Rancher et Rougerie 1992, Rancher et Rougerie 1995). Cette eau dense plonge sous l'action de son propre poids, interdisant toute remontée d'eau profonde. Ce phénomène est amplifié par la proximité du centre du gyre tropical qui est convergent et tend à piéger l'Eau Tropicale Sud. La figure 1.6 représente un profil vertical de salinité mesuré entre les Marquises et les Australes (par approximativement 140 degrés de latitude ouest). On remarque l'Eau Tropicale Sud qui plonge et crée une halocline très prononcée. Cette eau surmonte l'Eau Antarctique Intermédiaire peu salée.

Le couvercle ainsi posé à la surface de l'océan interdit tout apport nutritif depuis le fond. Cela fait de l'Eau Tropicale Sud l'une des eaux les plus pauvres de la planète. Les concentrations en phosphate et nitrate sont inférieures à $0,1 \text{ mmol.m}^{-3}$. Il en résulte une très faible production primaire - inférieure à 30 gC.m^{-2} par an - et des concentrations en chlorophylle-a inférieures à $0,1 \text{ mg.m}^{-3}$ (Dandonneau 1985, Rancher et Rougerie 1992). Le premier chiffre est à comparer avec la production primaire en phytoplancton mesurée dans l'upwelling Péruvien à plus de 500 gC.m^{-2} par an (Bonvallot *et al.* 1994).

La température de l'eau dans les Tuamotu est supérieure à 25°C sur les cent premiers mètres de l'océan. Les variations inter-annuelles se situent dans une gamme optimale pour la croissance des coraux. Cependant, une trop forte température

océanique de surface, associée aux événements ENSO, peut entraîner une forte mortalité des coraux.

La Polynésie est placée sur la route de nombreux trains de houle provenant aussi bien de l'hémisphère nord que de l'hémisphère sud. Les très importantes zones d'action du vent engendrent des houles longues dont l'amplitude peut dépasser plusieurs mètres.

L'ensemble de ces phénomènes peut avoir une influence sur la circulation dans les lagons d'atoll. Certains n'auront qu'une action de courte durée, d'autres agiront à plus long terme. Afin d'étudier la circulation dans les lagons, nous nous intéresserons aux forçages couramment retenus et dont l'échelle temporelle est comprise entre une heure et quelques semaines: la marée, la houle et le vent (von Arx 1948, Hamner et Wolanski 1988, Doussan et Rancher 1989, Andrews et Pickard 1990, Lenhart 1991, Intes et Caillart 1994, Tartinville 1994).

1.4. LA MAREE

La marée est un phénomène qui a peu d'influence sur la circulation générale mais dont les effets sur les courants se font sentir sur les plateaux continentaux et dans les eaux peu profondes (Pugh 1987, Le Provost *et al.* 1995). C'est le cas aux abords immédiats des atolls et dans les lagons.

La présence d'un point amphidromique⁹ de l'onde M2 dans l'archipel de la Société explique le faible marnage enregistré à Tahiti et dans la Polynésie.

Le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (1994) fournit des données de marée pour les Tuamotu et à proximité de l'atoll de Mururoa (tableau 1.1). La composante principale est l'onde lunaire principale semi-diurne - M2 - d'amplitude 26,6 cm. Les constituants semi-diurnes représentent plus de 90 % du signal de marée.

La marée a une influence sur la circulation autour des atolls. L'utilisation d'un modèle numérique simple a permis de mettre en évidence que l'interaction entre la forte pente externe d'un atoll et la marée engendre une onde interne associée à une circulation piégée près des flancs d'atoll. La pycnocline¹⁰ bat avec une amplitude pouvant atteindre 40 m pour un atoll dont la dimension est proche de celle de Mururoa (Garrigues *et al.* 1993). De récentes mesures sur les flancs de cet atoll ont confirmé l'existence d'une oscillation de la thermocline d'amplitude similaire (Rancher, communication personnelle). Par ailleurs, une série d'études et de mesures près d'îles volcaniques ou de guyots ont mis en évidence de tels phénomènes (Noble *et al.* 1994, Wolanski et Delesalle 1995 a).

⁹ Un point amphidromique est un endroit de l'océan où l'amplitude de l'onde de marée est nulle.

¹⁰ La pycnocline représente la couche d'eau où le gradient vertical de densité est le plus fort.

Constituant	Période	Amplitude (m)	Phase (°)
K2	11 h 58'	0,023	357,2
S2	12 h 00'	0,084	329,5
M2	12 h 25'	0,266	347,1
v2	12 h 37'	0,013	330,2
N2	12 h 39'	0,067	327,7
μ 2	12 h 52'	0,009	305,5
2N2	12 h 54'	0,009	308,3
K1	23 h 56'	0,021	11,9
O1	25 h 49'	0,016	48,8
Mn	27 j 2 h 17'	0,042	357,6

Tableau 1.1: Composantes principales de l'onde de marée à proximité de Mururoa (d'après le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine).

L'effet le plus visible de la marée sur l'hydrodynamique des lagons d'atoll se situe à proximité des passes¹¹. Les courants à proximité des passes d'un atoll sont alternatifs et modulés par la marée.

Le courant entrant lors du flot pénètre généralement dans un lagon sous la forme d'un jet. Lenhardt (1991) constate l'existence de ce phénomène dans le lagon de Tikehau. Gallagher *et al.* (1971) observent, au centre de la passe de English Harbor de l'atoll de Fanning - Iles de la ligne -, un jet de vitesse $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ accompagné de petits tourbillons. Kimmerer et Walsh (1981) font la même observation à la passe de l'atoll de Tarawa - Iles Gilbert. Sur le lagon de Rongelap - Iles Marshall -, von Arx (1948) indique l'existence d'un jet long de 12 km entrant par l'avea de Koeroga. Par l'entrée sud-ouest de l'atoll de Bikini le flot ne pénètre que jusqu'à 5 km à l'intérieur du lagon avant l'inversion du courant. Près de la passe profonde de Enewetak, Atkinson *et al.* (1981) montrent que le flux est radial à l'intérieur du lagon et n'influence la circulation que dans un rayon de 5 km autour de cette passe.

Les vitesses mesurées aux avea sont typiquement de l'ordre du mètre par seconde (tableau 1.2). Les différences sont liées à la diversité des formes des passes et

¹¹ La structure corallienne n'est pas totalement imperméable. Cependant, les vitesses horizontales engendrées par la marée dans la structure poreuse sont de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-5} m.s^{-1} (Buddemeier et Oberdorfer 1988). Pour l'atoll de Mururoa, cela représente un flux négligeable, correspondant à 1% du flux à travers la passe.

Atoll	Vitesse (m.s ⁻¹)
Aldabra (Farrow et Brander 1971)	3,7
Bikini (von Arx 1948)	1,5
Canton (Henderson <i>et al.</i> 1978)	3
Enewetak, passe profonde (Atkinson <i>et al.</i> 1981)	0,8
Enewetak, passe du sud (Atkinson <i>et al.</i> 1981)	0,3
Fangataufa (Delesalle 1987)	1,9
Fanning (Gallagher <i>et al.</i> 1971)	2,5
Hao (Revel 1971)	2
Hao (Rougerie 1983)	5
Mataiva (Delesalle 1990)	0,2
Mururoa (Rougerie <i>et al.</i> 1980)	0,5
Mururoa en surface (Rougerie <i>et al.</i> 1984)	0,3
Mururoa au fond (Rougerie <i>et al.</i> 1984)	0,25
Mururoa (Rancher et Chevalier 1989)	0,4
Rangiroa (Michel <i>et al.</i> 1971)	2
Rangiroa (Rougerie et Gros 1980, Rougerie 1983)	3
Rongelap (von arx 1948)	5
Tarawa (Kimmerer et Walsh 1981)	0,24
Tikehau (Lenhardt 1991)	3

Tableau 1.2: Vitesses maximales observées dans les passes des atolls.

des lagons. Diverses méthodes ont été utilisées pour calculer la vitesse dans une passe. Revel (1971) et Lenhardt (1991) utilisent une loi quadratique similaire à la loi de Chezy liant la vitesse à la différence de niveau entre le lagon et l'océan. Cette méthode suppose que le courant est permanent; ce n'est évidemment pas le cas d'un courant forcé par la marée. Rougerie et Gros (1980) proposent l'utilisation d'un abaque basé sur les observations pour déterminer le flux dans la passe d'Avaturo - atoll de Rangiroa.

Le courant dans une passe n'est généralement pas homogène. Ainsi, à Bikini, von Arx (1948) suppose que le rapport entre la vitesse moyenne et la vitesse maximale est égal à 0,75. Kimmerer et Walsh (1981) estiment que le courant entrant par la passe de Tarawa est homogène sur les dix premiers mètres. Par contre, le courant sortant ne l'est pas. La vitesse en surface est 50 % plus forte que celle dans la couche comprise

entre 1 et 3 mètres et n'est plus mesurable en dessous de 5 mètres. Pour des vitesses faibles, Rancher (communication personnelle) mesure, à Mururoa, une vitesse moyenne du courant égale à 1,3 fois celle du fond.

Le flot fait pénétrer dans le lagon de Mururoa l'eau océanique de surface moins salée et plus froide que l'eau du lagon (Rougerie *et al.* 1984, Rancher et Chevalier 1989). Ainsi, en supposant que le mélange s'effectue lentement, on peut considérer la température et la salinité comme des traceurs de l'eau océanique de surface. La figure 1.7 présente l'évolution de la composante est-ouest de la vitesse et de la température mesurées dans la passe du lagon de l'atoll de Mururoa. A marée montante, l'eau pénétrant dans le lagon est de l'eau océanique plus froide que l'eau du lagon sortant lors du jusant. Pour le lagon de l'atoll de Canton, Smith et Jokiel (1975) trouvent que la salinité est une fonction croissante de la distance à la passe. Michel *et al.* (1971) constatent, dans un rayon de 5 à 7 km autour des deux aleva de Rangiroa, une masse d'eau plus froide de 0,3 °C que la température moyenne du lagon. Ce refroidissement peut aussi être expliqué par la remontée, le long du tombant récifal, d'eau océanique provenant de sous la thermocline vers l'intérieur du lagon. Ce phénomène, décelé par Farrow et Brander (1971) devant le lagon d'Aldabra, est créé sous l'action de l'entraînement par les flux importants du flot. Une analyse similaire appliquée à l'atoll de Mururoa montre que la passe est trop large et la vitesse du flux entrant trop faible pour entraîner une telle remontée (Tartinville 1994). Cependant, le battement important de la thermocline peut favoriser ces entrées d'eau profonde. Une étude détaillée incluant l'action de ces deux processus reste à mener.

La façon dont se mélangent les eaux océaniques avec celles du lagon reste une question ouverte sur laquelle nous reviendrons au cours de cet exposé. Il y a peu de mélange durant un cycle de marée entre l'eau turbide du lagon de l'atoll de Fanning et celle claire de l'océan (Gallagher *et al.* 1971). Par contre, Smith et Pesret (1974) calculent, à partir du bilan de sel, que seulement 30% d'eau lagonaire est évacuée de ce lagon durant le jusant. Von Arx (1948) avait déjà appliqué cette même estimation au lagon de Bikini. Rancher et Chevalier (1989) observent que l'eau océanique entrant dans le lagon de Mururoa à marée montante peut représenter jusqu'à 20% du flux sortant suivant. De plus, l'eau provenant du lagon représente entre 30 et 75% du volume entrant lors du flot.

L'inversion rapide du courant semble être une caractéristique des aleva (von Arx 1948, Gallagher *et al.* 1971, Rougerie et Gros 1980, Atkinson *et al.* 1981). Le courant sortant - ou jusant - entraîne l'eau du lagon de manière radiale vers la passe. Elle pénètre dans l'océan sous la forme d'un jet (von Arx 1948, Gallagher *et al.* 1971, Lenhardt 1991). Pour certaines passes, le flux peut être uniquement sortant. La direction du courant varie alors avec la marée. Atkinson *et al.* (1981) constatent, à la sortie sud de Enewetak, un flux sortant dirigé vers l'ouest à marée montante et vers le sud sud-ouest à marée descendante.

La marée à l'intérieur d'un lagon n'est pas forcément identique à celle au large.

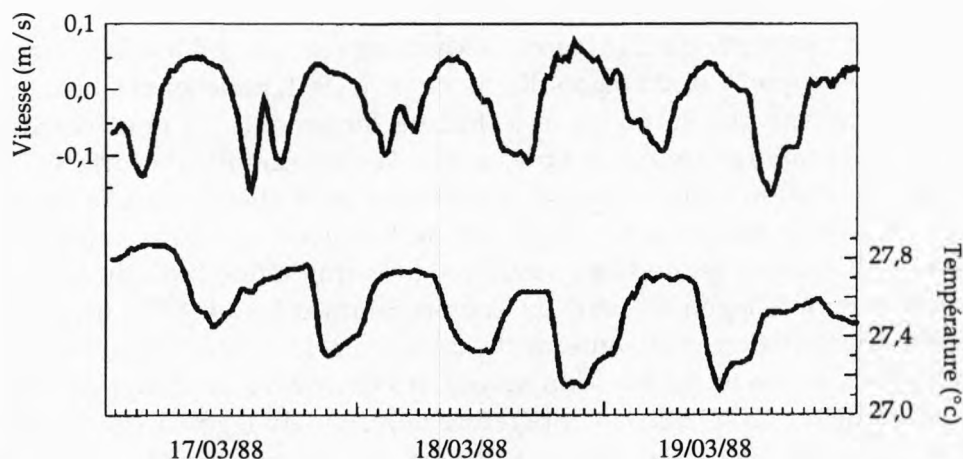


Figure 1.7: Composante est-ouest de la vitesse et température mesurées dans la passe de Mururoa. Une vitesse positive indique un courant entrant dans le lagon.

A Tikehau, la marée a une amplitude cinq fois moindre que celle de l'océan et un retard de 4 heures (Lenhardt 1991). Sur le lagon de Fanning Island, Gallagher *et al.* (1971) observent une marée dont l'amplitude est la moitié de celle de l'océan et dont le retard est d'une heure. Le marnage de l'atoll de Hao représente 65% du marnage océanique avec un retard d'une heure et trente minutes (Revel 1971). Pour l'atoll de Canton, la marée du lagon a un retard d'une centaine de minutes sur la marée océanique, mais il n'apparaît pas de différence notable d'amplitude (Henderson *et al.* 1978). Buddemeier (1981) constate que l'étale de marée haute à la passe du sud-ouest de l'atoll de Enewetak dure une heure de plus que celle de l'océan et que l'étale de marée basse est réduite d'autant. L'amplitude reste la même et le déphasage moyen est nul. A Mururoa, aucun déphasage et variation d'amplitude significatifs n'ont pu être décelé (Rancher, communication personnelle). Il semble que ce phénomène soit lié à la largeur de la passe. Plus une passe est étroite plus le retard de la marée lagonaire est important et son amplitude faible.

Même si tous ces exemples ne concernent pas directement l'atoll de Mururoa, ils montrent la grande complexité des phénomènes liés à la marée et mettent en lumière la grande diversité des comportements hydrodynamiques liés aux différences morphologiques.

Il est possible d'estimer une vitesse caractéristique, U_m , liée au flux de marée dans le lagon de l'atoll de Mururoa. En un demi-cycle de marée, le lagon se remplit d'un volume proportionnel au marnage. Pour un domaine de longueur $L \approx 10\,000$ m de profondeur $H \approx 33$ m, une marée de période $T \approx 12$ heures et d'amplitude $A \approx 30$ cm, alors:

$$U_m = \frac{4AL}{HT}. \quad (1.1)$$

L'application numérique donne une vitesse de l'ordre de 10^{-2} m.s^{-1} . Or, nous avons vu précédemment que la vitesse maximale mesurée à la passe de ce même lagon est 50 fois plus importante. La vitesse de marée varie donc dans une gamme très large entre la passe et la zone vie.

1.5. LA HOULE

Les zones où le vent exerce une forte tension à la surface de l'océan sont à l'origine de la houle qui peut aborder les Tuamotu. Cette dernière déferle par dessus la couronne récifale et constitue le seul apport d'eau océanique pour un atoll fermé. La houle provient de trois directions principales (Lenhardt 1991):

- du nord, créée par les dépressions polaires nord en été austral, cette houle est rare et dégradée par la rencontre des alizés et d'une houle contraire,
- du sud ou sud-ouest, engendrée par les dépressions polaires en hiver austral, son amplitude peut dépasser 3 m; créée par les dépressions tropicales en été austral, cette houle est courte et peu organisée,
- d'est ou du nord-est, créée par les alizés, la houle est de courte période et de faible hauteur.

Lenhardt (1991) indique que les périodes des houles les plus fréquentes sur les Tuamotu sont comprises entre 6 et 9 secondes. Les observations réalisées à Mururoa, sur le platier sud, montrent l'existence en été austral d'une houle de sud de hauteur

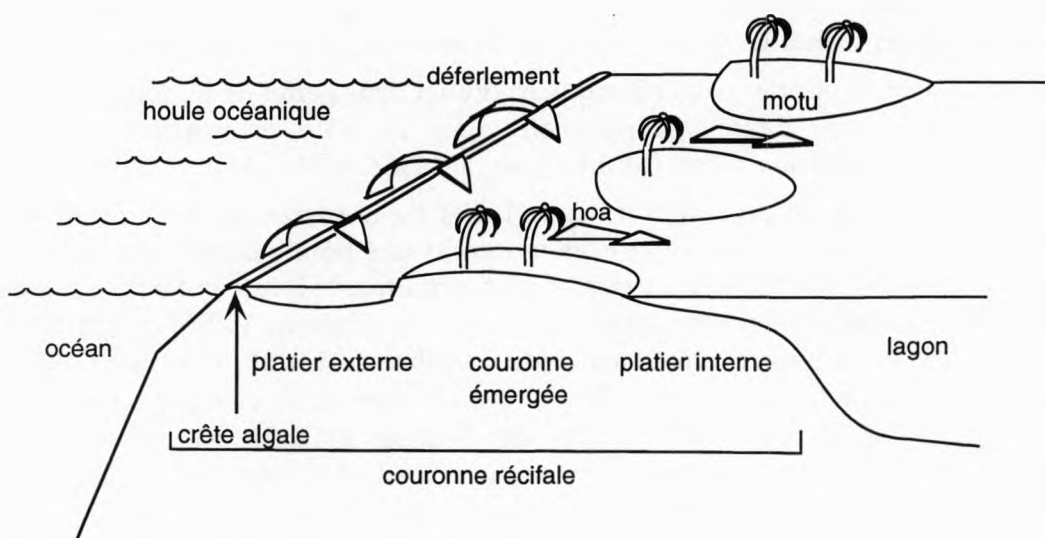


Figure 1.8: Schéma de fonctionnement des hoa.

significative voisine de 2 mètres et de période comprise entre 10 et 15 secondes.

Pour un atoll ou un récif barrière, la houle, en déferlant, engendre un fort courant au dessus du platier récifal submergé. La figure 1.8 représente le schéma de fonctionnement de ce phénomène pour un atoll. En situation calme, le niveau océanique se trouve sous le niveau de la crête algale. Cependant, lorsque la surface de l'océan est agitée, la houle déferle par dessus la crête et amène l'eau océanique sur le platier externe. Cette eau est canalisée dans les hoa et transportée vers le lagon sous l'action du gradient de pression existant entre le platier et le lagon. En raison des difficultés d'accès et de la faible hauteur d'eau, il existe peu de mesures de courant au-dessus des platiers récifaux. Le tableau 1.3 fournit une liste de vitesses du courant et de débits linéiques - débit par mètre de récif - observés. L'un des éléments important est la grande diversité des comportements entre chaque site et au sein d'un même site.

Cet apport d'eau océanique joue un rôle important sur les espèces biologiques rencontrées sur les récifs (Munk et Sargent 1954, Litter et Litter 1985). Cette eau est oxygénée suite à la forte agitation lors du déferlement. Ainsi, dans un lagon, les espèces planctoniques nécessitant beaucoup d'oxygène dissous (*Acartia hamata* et *Sagitta oceania*) se rencontrent près des hoa (Michel 1969). De plus, son rôle semble être capital dans le cadre des deux théories récentes visant à expliquer les apports en éléments nutritifs vers le lagon par une source océanique profonde. Dans la théorie de l'"endo-upwelling géothermique", Rougerie et Wauthy (1993) supposent que l'eau océanique profonde, riche en sels nutritifs, pénètre dans la formation calcaire poreuse. Par convection géothermique, cette eau monte vers la partie supérieure de l'atoll. La forte turbulence induite par la houle le long du platier récifal permet la résurgence des éléments nutritifs et leur transport vers le lagon. D'après Wolanski et Delesalle (1995 a) l'origine des éléments nutritifs est identique mais le processus de remontée est différent. Sous l'action des ondes internes piégées le long du talus récifal l'eau de fond monte. Elle atteint la base du système d'éperons et de sillons où existe un fort courant vertical engendré par la houle. Ainsi, le récif est alimenté en sels nutritifs essentiels.

D'autre part, l'apport d'eau océanique irrégulier sous l'effet de la houle se situe généralement loin des passes. Il pourrait jouer un rôle primordial dans le renouvellement des eaux lagunaires (Munk et Sargent 1954, Wolanski *et al.* 1994).

L'un des points les plus obscurs reste l'effet de la marée sur le courant par dessus le platier récifal. Certaines données montrent une bonne corrélation entre la marée et la vitesse (von Arx 1948). Le courant est fort à marée haute et faible à marée basse. D'autres données montrent une anti-corrélation (Roberts et Suhayada 1983, Roberts *et al.* 1992) ou encore une absence de corrélation (Munk et Sargent 1954). Devant une telle variabilité, une étude détaillée semble nécessaire. Une première étude a été menée par Symonds *et al.* (1995) sur base des données de Hardy *et al.* (1990). Cette série longue met en avant une forte corrélation entre la hauteur des vagues et le courant par dessus le récif. L'étude se base sur le concept de *radiation stress tensor* (Longuet-Higgins et Stewart 1962), et dont une première application pour le platier

récifal de Bikini a été réalisée par Tait (1972). Les différences de comportement s'expliqueraient par des différences de topographie entre les récifs.

Cet apport d'eau par les *hoa* est dû à l'état de la mer. Il est donc irrégulier et brutal. Un lagon peut se remplir plus vite par ses *hoa* qu'il ne se vide par sa ou ses passes; son niveau augmente alors. Ce phénomène, appelé ensachage, se rencontre entre autre pour le lagon de l'atoll de Tikehau (Lenardt 1991) ou Fangataufa (Revel 1971). Pour un lagon sans passe, l'excès d'eau est compensé par l'évaporation (Magnier et Wauthy 1976), par un renversement du courant dans les *hoa* lorsque l'ensachage est trop important ou par l'écoulement à travers la couronne récifale perméable.

Comme pour la marée, on peut estimer une vitesse dans le lagon de Mururoa, U_h , liée au flux d'eau par les *hoa*. En utilisant un débit linéique $Q_l \approx 0,1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (tableau 1.3) pour une longueur de *hoa* fonctionnels $L_h \approx 5\,000 \text{ m}$, alors la vitesse dans le lagon de dimension $L \approx 10\,000 \text{ m}$ et de profondeur $H \approx 33 \text{ m}$ est

Lieu	Type	Méthode	Vitesse ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Débit linéique ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
Bikini (von Arx 1948, Munk et Sargent 1954)	A	colorant	0,25 - 2	
Davies Reef (Pickard 1986)	R	courantomètre	0,03 - 0,15	
Davies Reef et Myrmidon Reef (Ayukai 1995)	R	drogue	0,1 - 0,35	
Enewetak (Atkinson <i>et al.</i> 1981)	A	courantomètre	0,1 - 1,5	0,05 - 1,5
John Brewer Reef (Hardy 1990)	R	courantomètre	0,0 - 0,2	
Fangataufa (Delesalle 1987)	A	courantomètre	0,0 - 1,2	
Mururoa (Michel 1969)	A		0,0 - 2	
Mururoa (Doussan et Rancher 1989)	A	estimation		0,01 - 1
Mururoa (présente étude)	A	courantomètre	0,0 - 0,9	
Takapoto (Magnier et Wauthy 1976)	A	estimation	2,5	
Takapoto (Ricard <i>et al.</i> 1978)	A	estimation		0,02
Tikehau (Lenhardt 1991)	A	courantomètre		0,003 - 0,02
Tuman Bay et Pago Bay (Marsh <i>et al.</i> 1981)	R	colorant	< 0,6	0,17

Tableau 1.3: Vitesses des courants et débits linéiques obtenus au dessus des platiers récifaux. A désigne un atoll et R un récif barrière.

$$U_h = \frac{Q_l L_h}{HL} \approx 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}. \quad (1.2)$$

Encore une fois, cette vitesse est bien inférieure à la vitesse mesurée à l'endroit des hoas. La vitesse des courants induits par ces entrées d'eau va varier fortement depuis les zones de platier débitant vers les autres parties du lagon.

1.6. LE VENT

La figure 1.9 présente la rose des vents mesurée à Mururoa de 1993 à 1995. Comme sur l'ensemble des Tuamotu, le vent provient principalement de l'est. Un fort vent souffle du sud-est en hiver austral, c'est le Maraamu. La situation moyenne peut être perturbée par le passage rapide de dépressions entraînant de forts coups de vent de nord-ouest.

Sous un régime de vent établi, la tension exercée par ce dernier à la surface d'un lagon d'atoll pousse la masse d'eau depuis le récif au vent vers le récif sous le vent. Ce phénomène entraîne une baisse du niveau du lagon dans la partie au vent, et une élévation accompagnée d'un clapotis dans la zone sous le vent (Chevre 1971, Gallagher *et al.* 1971, Ricard *et al.* 1978, Lenhardt 1991). L'amplitude de cette mise en pente peut être facilement estimée en équilibrant la tension de surface et le gradient de pression. Cette expression s'écrit alors

$$\eta = (\tau.L)/(\rho.g.H), \quad (1.3)$$

où τ est la tension à la surface de l'eau, L le grand axe du lagon - $L \approx 25\,000$ m pour Mururoa - ρ la masse volumique de l'eau, g l'accélération de la pesanteur et H représente la profondeur moyenne du lagon - $H \approx 33$ m. Cette élévation, inférieure à 1 cm, est négligeable devant l'amplitude de la marée. Si le vent cesse brusquement alors la surface libre du lagon se met à battre autour de son état d'équilibre avec une période de l'ordre de

$$T = 2.L / \sqrt{g.H} \approx 46 \text{ mn}. \quad (1.4)$$

Dans le cas du lagon de Tikehau, une telle onde est amortie en 24 heures (Lenhardt 1991).

Le plus grand lagon des Tuamotu est celui de Rangiroa qui a une longueur de 60 km. Compte tenu de l'échelle des variations spatiales dans l'atmosphère - plusieurs centaines de kilomètres - et du niveau très bas des atolls - de l'ordre du mètre - il est raisonnable de supposer que le vent est uniforme au dessus d'un lagon d'atoll. Pour un lagon d'île haute, l'influence de la topographie très irrégulière nous empêche de faire cette hypothèse. Si le vent soufflant sur un lagon d'atoll est uniforme, la tension qui est liée à l'état de la surface de l'eau n'est pas uniforme (Geernaert *et al.* 1987). La surface du lagon est plus lisse près du récif au vent et plus rugueuse vers le récif sous le vent (von Arx 1948), ce qui entraîne des variations de la tension de vent. Il est très difficile

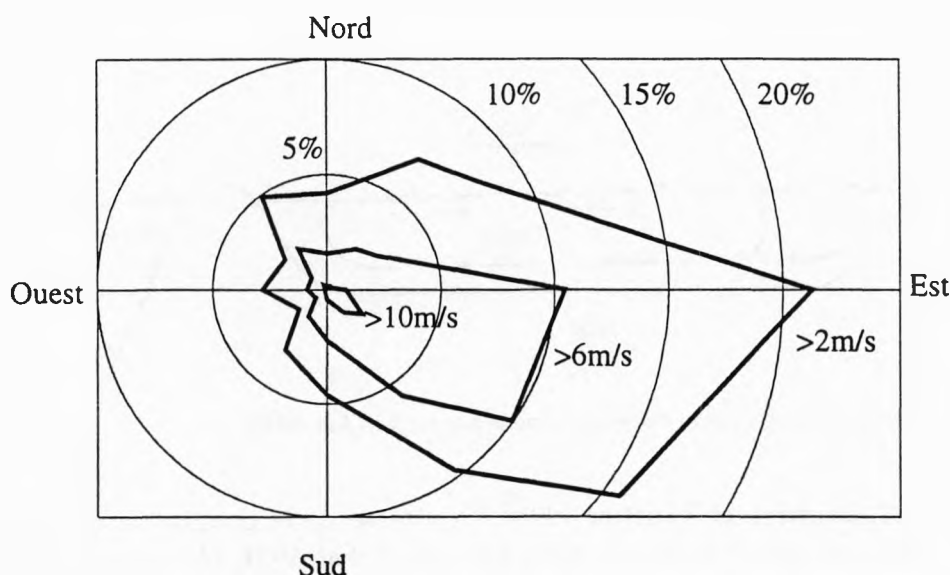


Figure 1.9: Rose des vents à Mururoa de 1993 à 1995. Les vents de vitesse inférieure à 2 m.s^{-1} représentent 6% du total des observations.

d'évaluer l'importance de ce phénomène, mais il est probable qu'il joue un rôle sur la circulation dans les lagons (Wolanski et Delesalle 1995 b). Nous aurons l'occasion de revenir sur ce problème.

La tension exercée par le vent sur le lagon entraîne la masse d'eau en surface depuis le récif au vent vers le récif sous le vent. La vitesse de ce courant est comprise entre 1 et 3 % de la vitesse du vent (Kenney 1991). Pour le lagon de l'atoll de Bikini, von Arx (1948) a mis en évidence une circulation de surface de vitesse égale à 3 % de la vitesse du vent moyen des douze précédentes heures. Des résultats similaires ont été obtenus sur d'autres sites, ils décrivent une vitesse près de la surface de l'ordre de 10 cm.s^{-1} (Gallagher *et al.* 1971, Rougerie 1979, Atkinson *et al.* 1981, Kimmerer et Walsh 1981, Frith 1983, Pickard 1986, Atkinson 1987, Lenhardt 1991). Cette estimation peut être utilisée comme vitesse caractéristique, U_v , due à l'action du vent dans le lagon de l'atoll de Mururoa.

La masse d'eau arrivant près du récif sous le vent plonge et est entraînée dans un contre courant qui remonte le vent. Cette eau resurgit dans la couche de surface près du récif et est de nouveau entraînée par le vent. Cette circulation de renversement - *overtuning* en anglais - induite par le vent a été mise en évidence par von Arx (1948) dans les lagons des atolls de Bikini et Rongelap (figure 1.10).

Pour ces deux lagons, l'épaisseur de la couche de surface est comprise entre 5 et 20 mètres, elle s'approfondit en s'éloignant de la côte au vent. Malgré une grande diversité entre les lagons, cette épaisseur est toujours de l'ordre de quelques mètres (Gallagher *et al.* 1971, Rougerie 1979, Atkinson *et al.* 1981, Kimmerer et Walsh 1981,

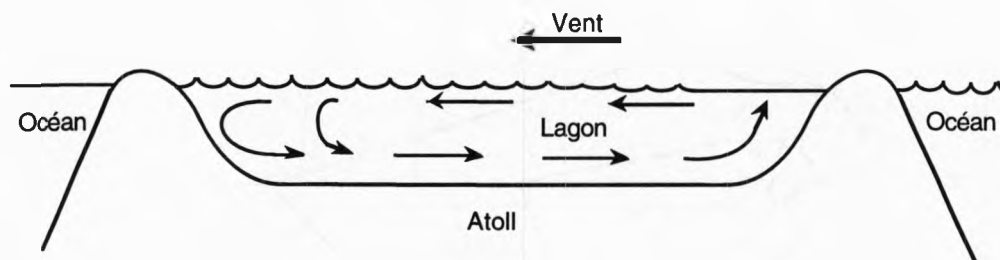


Figure 1.10: Schéma de la circulation de renversement d'après von Arx (1948).

Lenhardt 1991, Lagroye et Rancher 1993). La vitesse de la couche de retour est de l'ordre de quelques cm.s^{-1} (von Arx 1948, Gallagher *et al.* 1971, Henderson *et al.* 1978, Atkinson *et al.* 1981, Lenhardt 1991). Le taux de rotation vertical du lagon de Bikini - c'est-à-dire le temps mis par une particule fluide pour traverser le lagon en surface et revenir à son point de départ - est estimé à 6 jours en hiver boréal et 12 jours en été (von Arx 1948). Pour le lagon de Enewetak il est similaire, compris entre 5 et 10 jours (Atkinson *et al.* 1981). Cependant, la réalité d'une telle circulation est très discutable dans un domaine où le temps caractéristique des mélanges verticaux serait beaucoup plus faible que celui de l'advection.

L'existence de deux couches peut être complétée par la théorie d'Ekman. L'effet combiné de la tension de surface, de la tension de fond, du gradient horizontal de pression et de la force de Coriolis induit une distribution des courants en forme de spirale avec une couche cisailée dans la direction du vent en surface et une couche de retour plus profonde. Une telle spirale a été mise en évidence par Atkinson *et al.* (1981) dans le lagon de l'atoll de Enewetak. Un simple calcul montre que la profondeur d'Ekman dans la zone tropicale est comprise entre 30 et 50 m, c'est-à-dire de l'ordre de la profondeur de certains lagons.

La comparaison des trois vitesses caractéristiques calculées précédemment, U_m , U_h et U_v montre que

$$U_h \ll U_m \ll U_v . \quad (1.5)$$

Il semble donc que la tension exercée par le vent est le moteur principal de la circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa. Cependant, cette estimation est grossière. Il est impossible de conclure quant à la circulation près des hoa ou de la passe (où les vitesses liées aux deux premiers processus sont importantes). De même, la combinaison entre les différents forçages, peut produire des effets qu'il est difficile d'évaluer *a priori*. C'est pourquoi il est nécessaire d'employer une méthode différente afin de mieux comprendre la circulation à l'intérieur d'un lagon d'atoll: la modélisation

numérique. En raison de la prédominance du forçage éolien et du fort cisaillement vertical qui en résulte, le modèle développé est tridimensionnel.

*"Mais j'ai appris, surtout, que ces choses sont si simples
qu'elles peuvent être gravées sur une émeraude."*

Paulo Coelho

L'Alchimiste

Chapitre 2

Le modèle de circulation

Avec le développement des moyens de calcul, les méthodes numériques ont vu leur champ d'action s'étendre. Alors qu'il y a une cinquantaine d'années, les ordinateurs étaient réservés à un très petit nombre de scientifiques, la modélisation numérique est devenue aujourd'hui un outil de recherche indispensable (Robinson 1987). Son champ d'action s'est étendu, entre autre, à l'océanographie physique.

La complexité d'un modèle numérique dépend de ses objectifs. Plus il cherche à être précis, plus il doit prendre en compte de nombreux processus physiques. Les modèles très simples permettent de représenter un ou quelques processus dans un cas idéalisé. Ceux-ci servent généralement à la mise au point des méthodes numériques. En gagnant en complexité et en réalisme, il est possible d'étudier davantage de processus et leurs interactions pour des domaines proches de la réalité. Les modèles les plus complexes essaient de représenter l'ensemble de la physique. Ils servent d'aide à la gestion des ressources marines et à la prise de décision politique - c'est le cas, par exemple, des modèles utilisés pour prévenir les risques d'inondations. Il est à noter que la précision de ces derniers a été considérablement améliorée par le récent développement des méthodes d'assimilation de données (Vested *et al.* 1995).

Même si un raisonnement simple comme celui tenu au chapitre précédent permet de deviner la circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa, elle est complexe et il est nécessaire d'avoir une vision plus précise de celle-ci. Une première démarche consiste à instrumenter le lagon. Les campagnes de mesure dans ce lagon ont permis de se faire une première idée de sa dynamique et d'estimer les échanges avec l'océan (Rancher et Chevalier 1989). Cette approche se révèle difficile à mettre en oeuvre et interdit toute expérimentation. En effet, il est impossible de contrôler la marée ou le vent et très risqué d'ouvrir ou de fermer des *hoa*. Une démarche complémentaire consiste à modéliser la circulation dans le lagon à l'aide d'outils numériques. Elle permet de réaliser très facilement une série d'expériences, de mieux comprendre la circulation à l'intérieur du lagon et l'influence des différents forçages. C'est cette dernière démarche qui est présentée ici.

Les phénomènes marins ont une gamme d'échelles temporelles variant depuis la seconde jusqu'à plusieurs centaines d'années. Il est impossible de résoudre toute cette gamme et il est nécessaire de définir la fenêtre spectrale associée aux phénomènes que nous cherchons à représenter. La marée a un temps caractéristique de l'ordre du jour. Le temps de réponse de la colonne d'eau au forçage éolien est de l'ordre de $H^2/\nu \approx 1$ jour (où $H \approx 30$ m est la profondeur moyenne du lagon et $\nu \approx 10^{-2} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ l'ordre de grandeur de la viscosité turbulente). Le temps associé au déplacement horizontal de la masse d'eau dans le lagon est $L/U \approx 1$ jour (où $L \approx 10^4$ m est la longueur du lagon et $U \approx 0,1 \text{ m.s}^{-1}$ une vitesse caractéristique). Nous nous intéressons donc à des phénomènes à la méso-échelle. De nombreux modèles à cette échelle ont été utilisés. On peut citer Nihoul (1984), Blumberg et Mellor (1987), Ruddick (1995) et Proctor et James (1996). Cependant, compte tenu des particularités d'un lagon d'atoll et afin de répondre au mieux aux objectifs, il a été décidé de développer un nouveau modèle.

Le développement d'un tel outil se déroule en trois étapes (Hirsch 1992 a, Hirsch 1992 b, Dee 1995). A partir de l'étude du système naturel et de certaines hypothèses, il convient d'écrire un modèle mathématique adapté au problème qui nous intéresse. La deuxième phase consiste à écrire le modèle discret en se basant sur des algorithmes adéquats. La programmation des schémas retenus constitue une troisième étape importante de la mise en oeuvre du modèle.

Chacune de ces étapes fait l'objet d'une validation (Dee 1995). Elle consiste en une justification de la justesse de la mise en oeuvre de chaque étape. Ces trois étapes et leur validation sont décrites dans ce chapitre, le chapitre suivant présentera la validation du modèle appliqué au lagon de l'atoll de Mururoa.

2.1. LES EQUATIONS DU MOUVEMENT

2.1.1. Mise en place des équations

Le modèle mathématique retenu pour représenter l'hydrodynamique du milieu marin est composé des équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement, de conservation des grandeurs scalaires (température, salinité, traceurs ...) et de l'équation d'état. Un modèle de turbulence permet de calculer les diffusivités turbulentes et de fermer le système.

Afin de mettre en place les équations du mouvement, un certain nombre d'hypothèses sont faites. On suppose être en présence d'un fluide de Boussinesq, c'est-à-dire que les variations de densité ne sont prises en considération que dans le calcul du terme de poussée. Les variations de densité dans la mer sont faibles comparativement à la valeur moyenne et cette hypothèse est largement vérifiée. Elle implique aussi l'incompressibilité du fluide. De plus, et en raison de la faiblesse du quotient d'aspect $H/L \approx 3.10^{-3}$, on fait l'hypothèse que l'équilibre hydrostatique s'applique. C'est-à-dire qu'à l'exception de la force de gravité et du gradient vertical de pression, les autres termes de la composante verticale de l'équation de quantité de mouvement sont négligés. Enfin, compte tenu de l'échelle horizontale du domaine étudié, on néglige les variations de la fréquence de Coriolis avec la latitude. Pour un tel fluide, l'équation de conservation de la masse et l'équation de quantité de mouvement s'écrivent:

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

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right) + D_u , \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial v}{\partial z} \right) + D_v , \quad (2.3)$$

$$\rho g = -\frac{\partial p}{\partial z} . \quad (2.4)$$

u, v, w représentent les composantes du vecteur vitesse et x, y, z les coordonnées horizontales et verticales dans une base orthonormée tournant avec la Terre. L'axe x est orienté ouest-est, l'axe y sud-nord, l'axe vertical est choisi positif vers le haut avec son origine correspondant à la position de la surface libre au repos. f désigne la fréquence de Coriolis associée à la rotation de la Terre. Par 22 degrés de latitude sud sa valeur est de $-5,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ($f = 2 \Omega \sin \varphi$, avec $\Omega = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et $\varphi = -22$ degrés). g est l'accélération gravitationnelle ($g = 9,8 \text{ m.s}^{-2}$). p est la pression et ν_t la diffusivité turbulente de la quantité de mouvement. ρ est la masse volumique du fluide et ρ_0 est une valeur de référence de cette masse volumique. D_u et D_v sont les termes de diffusion horizontale de la vitesse horizontale. Ils représentent les processus horizontaux non représentés par le modèle et dont l'échelle est comprise entre la taille de la maille verticale et celle de la maille horizontale.

Afin de simplifier l'équation (2.4), il est souhaitable d'introduire deux nouvelles grandeurs définies par rapport à un état de référence en équilibre hydrostatique

$$b = -\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} g , \quad (2.5)$$

$$p_r = \frac{p - p_0}{\rho_0} , \quad (2.6)$$

où b désigne la poussée et p_r la pression réduite dont la dimension est le carré d'une vitesse. p_0 est une pression de référence qui dépend de la profondeur et est égale à la pression atmosphérique, p_a , en surface telle que

$$p_0(z) = p_a - \rho_0 g z . \quad (2.7)$$

L'équation (2.4) devient alors

$$b = \frac{\partial p_r}{\partial z} . \quad (2.8)$$

Le terme de gradient de pression des équations (2.2) et (2.3) se réduit au gradient horizontal de pression réduite. Le calcul de la densité se fait par l'utilisation de l'équation d'état de Gill (1982) linéarisée dans la gamme des variations de salinité et de température rencontrée à Mururoa. La température, t_e , mesurée dans ce lagon varie de 23,5 °C à 27,8 °C et la salinité, s , de 35,5 ‰ à 37,4 ‰. Comme pour tout problème en mer peu profonde - dont la profondeur ne dépasse pas une centaine de mètres - les variations de la densité avec la pression sont négligées et l'équation d'état devient

$$\rho(t_e, s) = 1004,62 + 0,756s - 0,310t_e . \quad (2.9)$$

De même, les équations de conservation d'une quantité scalaire ψ sont

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + u \frac{\partial \psi}{\partial x} + v \frac{\partial \psi}{\partial y} + w \frac{\partial \psi}{\partial z} = S + P + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_t \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + D_\psi , \quad (2.10)$$

où S et P sont les termes de production et de destruction de cette variable, λ_t est la diffusivité turbulente et D_ψ le terme de diffusion horizontale.

2.1.2. La fermeture turbulente

Le système des équations (2.1), (2.2), (2.3), (2.8), (2.9) et (2.10) est fermé par le calcul des termes de diffusion turbulente qui représente l'effet des processus dont l'échelle temporelle et spatiale n'est pas résolue explicitement par les équations du mouvement. Les flux turbulents dépendent des diffusivités turbulentes ν_t et λ_t . Pour ce faire, plusieurs méthodes de calcul de ces grandeurs ont été proposées (Rodi 1993). Certaines ont l'avantage d'être simples à mettre en oeuvre mais ne représentent pas de manière satisfaisante les flux turbulents. La paramétrisation de Pacanowski et Philander (1981), qui dépend du nombre de Richardson, est trop sensible aux paramètres utilisés (Ruddick *et al.* 1995). D'autres fermetures plus complexes requièrent des capacités de calcul importantes. La fermeture dite de Mellor et Yamada (1982) de niveau 4 nécessite la résolution d'un système additionnel de 10 équations différentielles. La fermeture plus simple de Mellor et Yamada (1982) de niveau 2,5, qui a déjà été utilisée de manière satisfaisante dans de nombreuses applications marines (Blumberg et Mellor 1987, Blumberg *et al.* 1992, Ruddick 1995), est choisie ici. L'énergie cinétique turbulente $q^2/2$ est calculée par la résolution de l'équation différentielle suivante où les termes d'advection ont été supprimés¹

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_q \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) + 2\nu_t M^2 - 2\lambda_t N^2 - \frac{2q^3}{B_1 l} \quad (2.11)$$

M et N sont respectivement les fréquences de Prandtl et de Brunt-Väisälä,

$$M^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \quad (2.12)$$

$$N^2 = \frac{\partial b}{\partial z} \quad (2.13)$$

l est la taille caractéristique des grands tourbillons turbulents et q est homogène à une vitesse. Dans le membre de droite, le premier terme représente la diffusion turbulente de q^2 dont la diffusivité est λ_q . Il sert à redistribuer l'énergie cinétique turbulente sur la colonne d'eau. Le deuxième terme représente la production de turbulence par cisaillement. Il permet de transférer l'énergie cinétique depuis la grande échelle (échelle du courant moyen) vers la petite échelle (échelle de la turbulence). Le troisième terme correspond à la destruction/production d'énergie cinétique turbulente sous l'effet de la stratification. Une stratification stable inhibe la turbulence alors qu'une stratification instable permet son développement en transférant de l'énergie potentielle vers la petite échelle. Le dernier terme représente la dissipation visqueuse qui transforme l'énergie cinétique turbulente en énergie interne.

¹ Le rapport, X , du terme d'advection de l'énergie cinétique turbulente sur la dissipation visqueuse peut s'écrire comme étant proportionnel au rapport d'un temps caractéristique de la turbulence, $T_t = l/q$, sur un temps caractéristique de l'advection, $T_a = L/U$, tel que $X \approx 10 T_t/T_a$. Pour un domaine de dimension suffisamment grand, T_a est grand devant T_t et $X \ll 1$. Il est donc raisonnable de négliger le terme d'advection de l'énergie cinétique turbulente.

Plusieurs méthodes ont été proposées afin de calculer la longueur de mélange (Luyten *et al.* 1996). Dans le cas de la fermeture de Mellor et Yamada (1982) de niveau 2,5, cette longueur est calculée par la résolution de l'équation différentielle suivante

$$\frac{\partial l q^2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_q \frac{\partial l q^2}{\partial z} \right) + E_1 l v_t M^2 - E_1 l \lambda_t N^2 - \frac{W q^3}{B_1} . \quad (2.14)$$

Cette équation est similaire à (2.11) (Mellor et Herring 1973). Le dernier terme de cette équation, similaire au terme de dissipation visqueuse, est absolument nécessaire (Blumberg et Mellor 1987). Il dépend d'une fonction de proximité W qui est fonction de la position par rapport aux frontières verticales du domaine. De nombreuses formulations sont possibles. Nous avons choisi d'utiliser celle de Blumberg *et al.* (1992) qui permet de bien représenter l'asymétrie du profil de longueur de mélange sur la verticale

$$W = 1 + E_2 \left(\frac{l}{\kappa z} \right)^2 + E_3 \left(\frac{l}{\kappa(H-z)} \right)^2 , \quad (2.15)$$

où κ est la constante de von Karman ($\kappa = 0,4$).

Les diffusivités turbulentes sont déterminées à partir de la connaissance de fonctions de stabilité telles que

$$(v_t, \lambda_t, \lambda_q) = l q (S_v, S_\lambda, S_q) , \quad (2.16)$$

$S_q = 0,2$ caractérise la diffusivité verticale des quantités turbulentes. Les deux autres fonctions de stabilité sont calculées à partir de la formulation quasi à l'équilibre de Galperin *et al.* (1988). Celle-ci se révèle beaucoup plus robuste que la formulation standard de Mellor et Yamada (1982) (Deleersnijder et Luyten 1994). Ainsi:

$$S_v = A_1 \frac{1 - 3C_1 - 6\frac{A_1}{B_1} - 3A_2 G \left[(B_2 - 3A_2)(1 - 6\frac{A_1}{B_1}) - 3C_1(B_2 + 6A_1) \right]}{[1 - 3A_2 G(B_2 + 6A_1)](1 - 9A_1 A_2 G)} , \quad (2.17)$$

$$S_\lambda = A_2 \frac{1 - 6\frac{A_1}{B_1}}{1 - 3A_2 G(B_2 + 6A_1)} . \quad (2.18)$$

Les constantes utilisées sont issues de Mellor et Yamada (1974, 1982) et Blumberg *et al.* (1992): (A_1 ; A_2 ; B_1 ; B_2 ; C_1 ; E_1 ; E_2 ; E_3) = (0,92; 0,74; 16,6; 10,1; 0,08; 1,8; 1,33 ; 0,25). Une représentation des fonctions de stabilité se trouve sur la figure 1 de Galperin *et al.* (1988). La fonction G est définie proportionnellement à la stratification telle que

$$G = -\frac{l^2}{q^2} N^2 . \quad (2.19)$$

Enfin, en suivant Galperin *et al.* (1988), il est nécessaire d'imposer les conditions suivantes permettant de limiter la longueur de mélange dans le cas d'une stratification stable de la colonne d'eau:

$$l^2 \leq \frac{0,28 q^2}{\text{Max}(10^{-10}, N^2)} , \quad (2.20 \text{ a})$$

$$-0,28 \leq G , \quad (2.20 \text{ b})$$

$$G \leq 0,0233 . \quad (2.20 \text{ c})$$

2.1.3. Les conditions aux limites en surface et au fond

Le flux turbulent de quantité de mouvement de l'atmosphère vers le milieu marin permet de forcer la circulation de ce dernier. Le transfert de quantité de mouvement à l'interface air-mer se fait en suivant la relation

$$\rho_0 v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z}; \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{surf} = (\tau_{sx}; \tau_{sy}) . \quad (2.21)$$

Le membre de droite est le vecteur tension exercé par le vent à la surface de la mer. Il est calculé à partir de la vitesse du vent à 10 m d'altitude ($U_{10}; V_{10}$) et d'un coefficient de frottement C_d , tel que

$$(\tau_{sx}; \tau_{sy}) = \rho_a C_d \sqrt{U_{10}^2 + V_{10}^2} (U_{10}; V_{10}) . \quad (2.22)$$

Le coefficient de frottement utilisé ici est tiré de Smith et Banke (1975)

$$C_d = (0,63 + 0,066 \sqrt{U_{10}^2 + V_{10}^2}) \cdot 10^{-3} , \quad (2.23)$$

où la vitesse du vent est exprimée en $m.s^{-1}$. Plutôt que de calculer un flux, les quantités turbulentes sont imposées à la surface libre du domaine. La valeur de l'énergie cinétique turbulente à l'interface dérive directement de l'égalisation des termes de dissipation et production par cisaillement dans l'équation (2.11). En dépit de la présence de vagues à la surface, la longueur de mélange est imposée nulle. Il est probable que cette grandeur soit proportionnelle à la hauteur des vagues. Une recherche plus approfondie sur ce sujet reste à mener. Cependant, les solutions de la fermeture turbulente sont peu sensibles à la valeur de l à l'interface (Mellor et Yamada 1982) et des expériences réalisées en laboratoire montrent que cette valeur est très faible (Nezu et Rodi 1986). C'est pourquoi les conditions aux limites suivantes sont utilisées:

$$q^2)_{surf} = B_1^{2/3} \frac{\sqrt{\tau_{sx}^2 + \tau_{sy}^2}}{\rho_0} , \quad (2.24 \text{ a})$$

$$lq^2)_{surf} = 0 . \quad (2.24 \text{ b})$$

Au fond du lagon, des conditions limites similaires sont imposées:

$$\rho_0 v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z}; \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{fond} = (\tau_{fx}; \tau_{fy}) , \quad (2.25)$$

où la tension de fond est calculée en suivant

$$(\tau_{fx}; \tau_{fy}) = \rho_0 C_{df} \sqrt{u_f^2 + v_f^2} (u_f; v_f) . \quad (2.26)$$

$(u_f; v_f)$ est le vecteur vitesse calculé à une distance d_f du fond. Le coefficient de traîné au fond C_{df} est calculé en faisant l'hypothèse de la couche logarithmique:

$$C_{df} = \left[\kappa / \ln\left(\frac{d_f}{Z_0}\right) \right]^2 . \quad (2.27)$$

Z_0 est la longueur de rugosité qui représente approximativement un trentième de la dimension des aspérités. Cette grandeur dépend du type de fond rencontré. Pour une structure corallienne elle est supérieure à 1 cm (Bode, communication personnelle) et des

valeurs de 8-10 cm sont retenues pour les platiers récifaux (Atkinson 1992, Black 1993 a, Black 1993 b). Pour un sable grossier sa valeur est de l'ordre de 1 mm (Black 1987). La carte morphosédimentaire du lagon de Mururoa (figure B de Masse et Musa 1994) montre que le fond du lagon est recouvert aussi bien de sédiments que de coraux. Dans la zone sud-ouest de 30 à 70% du fond du lagon est couvert de coraux. Le fond de la passe est presque exclusivement constitué de coraux. Au centre du lagon, les sédiments recouvrent une grande partie du fond. En accord avec Black (1987), la valeur de la longueur de rugosité se base sur ces observations. Une valeur de 8 cm est retenue pour la partie du lagon située face à la passe et $Z_0 = 4$ cm ailleurs. Le modèle utilise comme coefficient de frottement le maximum entre la valeur issue de (2.27) et 0,0025 (Blumberg et Mellor 1987).

Les quantités turbulentes sont imposées au fond du lagon de la même manière qu'à la surface:

$$q^2)_{fond} = B_1^{2/3} \frac{\sqrt{\tau_{fx}^2 + \tau_{fy}^2}}{\rho_0}, \quad (2.28 \text{ a})$$

$$lq^2)_{fond} = 0. \quad (2.28 \text{ b})$$

Enfin, les frontières verticales sont considérées comme imperméables et les vitesses verticales à la surface et au fond du lagon sont fonction des variations de sa surface libre. Nous reviendrons sur cette condition dans la partie de ce chapitre consacrée aux coordonnées σ .

2.1.4. Les conditions aux limites latérales

Comme il a été décrit précédemment, le lagon est en contact avec l'océan proche par deux ouvertures: la passe et les hoa. Le reste de la couronne récifale est supposé imperméable.

L'entrée d'eau par les hoa est facile à inclure dans le modèle en imposant un flux d'eau en bordure de notre domaine de calcul. Un hoa ayant une dimension caractéristique plus faible que la taille de la maille, nous supposons que le flux est réparti de manière homogène sur toute la longueur de platier débitant (figure 2.1). Ce flux est unidirectionnel et réparti sur le premier mètre de la colonne d'eau. Il est, de plus, fonction des conditions de mer.

Il est difficile de mettre en oeuvre les conditions à la passe. Deux problèmes se posent. Imposer des conditions aux limites juste au niveau de la passe suppose une bonne connaissance de la circulation dans cette zone et un grand nombre de données. Même si l'instrumentation du lagon de l'atoll de Mururoa s'est principalement focalisée sur les échanges lagon-océan par cette passe, les données sont insuffisantes dans le cadre d'une modélisation numérique. Une mauvaise implémentation des conditions aux limites pourrait conduire à une représentation erronée de la circulation dans le lagon. Comme il est souvent suggéré dans les études de modélisation, il est souhaitable de repousser les conditions aux limites en mer ouverte, le plus loin possible du domaine d'intérêt. Se pose alors le second problème lié à la particularité de la pente externe des atolls. Cette pente est très forte (entre 30 et 40 degrés) et la hauteur d'eau passe très vite d'une dizaine de mètres à plusieurs milliers de mètres. Compte tenu de la

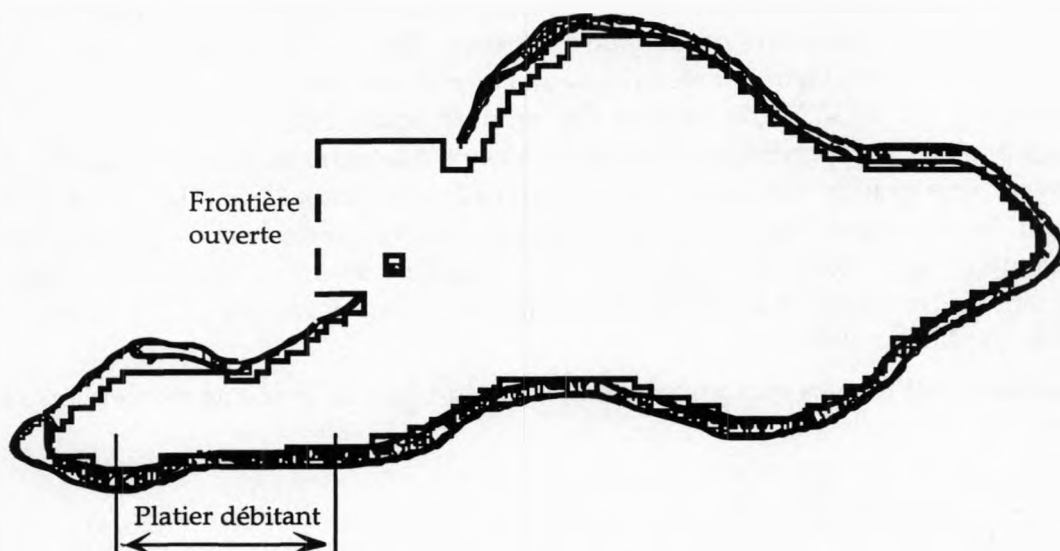


Figure 2.1: Limites du domaine de calcul.

limitation sur le pas de temps d'un modèle bidimensionnel à surface libre qui diminue si la profondeur augmente (critère de Courant-Friedrichs-Lewy où le pas de temps maximal est égal au rapport de la taille de la maille horizontale sur la célérité des ondes barotropes), nous serions contraints d'utiliser un pas de temps de l'ordre de quelques dixièmes de secondes pour une maille horizontale d'une centaine de mètres. Cette limitation est trop forte car elle implique des temps de calcul inacceptables. Il est donc nécessaire de trouver une autre solution.

Celle qui a été retenue consiste à étendre le domaine en un canal, ou passe fictive, donnant sur la passe du côté du lagon et sur la mer ouverte du côté de l'océan (figure 2.1). La profondeur du canal est de l'ordre de la profondeur moyenne de la passe (8,4 m). De cette façon, le calcul de la circulation hors du lagon ne limite pas les performances du modèle à l'intérieur de ce dernier. Le canal fictif est long de plusieurs kilomètres et les conditions aux limites en mer ouverte sont imposées à son extrémité.

Une analyse des paramètres physico-chimiques et des concentrations en radioéléments, tels que le ^{137}Cs et le ^{90}Sr , montre l'absence de toute remontée d'eau le long du tombant récifal depuis la thermocline jusqu'au seuil de la passe (Rancher et Drobinski, communication personnelle). Une telle constatation est confirmée par une analyse similaire à celle de Thompson et Golding (1981) appliquée à la passe de l'atoll de Mururuoa (Tartinville 1994). La vitesse à la passe n'est pas assez importante pour entraîner dans le lagon la masse d'eau située sous la couche de mélange. Aucune mesure de température à la passe n'indique une telle remontée, l'eau entrant par la passe garde une température homogène sur toute la colonne d'eau. De plus, Rancher (1995) montre qu'on ne reconnaît plus l'eau originale du lagon dès quelques centaines de mètres au delà de la passe. Ceci indique un mélange très rapide des eaux en contact dans l'océan. C'est pourquoi, les grandeurs scalaires sont imposées de manière homogène à la sortie de la passe et prennent une valeur caractéristique de l'océan de surface.

Comme montré dans le chapitre 1, l'élévation de la surface libre du lagon liées à l'effet du forçage éolien est négligeable devant l'amplitude du signal de marée. C'est pourquoi, l'élévation de marée est imposée à l'extrémité occidentale de la passe fictive.

Pour nos simulations, huit constituants de marée sont considérés (Mn, O1, K1, N2, v2, M2, S2 et K2) dont les phases et les amplitudes sont définies à partir des données du SHOM (tableau 1.1). Enfin, on impose un gradient de vitesse horizontale nul dans la direction orthogonale à la frontière ouverte.

2.1.5. Les coordonnées sigma

Jusqu'à présent, les équations sont formulées dans l'espace réel. La coordonnée verticale ne tient pas compte des variations de bathymétrie ni de l'élévation de la surface libre. Une discrétisation verticale régulière en coordonnées z ne permet pas une représentation satisfaisante près de la surface et du fond. Avec une discrétisation irrégulière, la pente interne est représentée par une série de marches, ce qui est loin d'être satisfaisant. D'un point de vue purement informatique, un maillage en coordonnées z ne permet pas d'optimiser les ressources mémoires. Ces problèmes sont d'autant plus importants que les écarts de bathymétrie sont importants. Afin de remédier aux inconvénients de la coordonnée z il est bon d'opter pour la coordonnée σ . Cette coordonnée verticale - dont le principe a été introduit par Philipps (1957) - a l'avantage de dépendre de la bathymétrie et de l'élévation de la surface libre. Le passage du système de coordonnées (x, y, z, t) au système (x', y', σ, t') s'écrit

$$x' = x, \quad (2.29 \text{ a})$$

$$y' = y, \quad (2.29 \text{ b})$$

$$\sigma = \frac{z+h}{\eta+h}, \quad (2.29 \text{ c})$$

$$t' = t. \quad (2.29 \text{ d})$$

où h représente la profondeur du domaine, η l'élévation de la surface libre par rapport à un niveau de référence et H la hauteur d'eau ($H = h + \eta$). Par cette transformation, le fond du lagon correspond à $\sigma = 0$ et la surface à $\sigma = 1$ (figure 2.2).

Dans cet espace, il est possible d'introduire une nouvelle vitesse verticale

$$H\bar{w} = -\sigma \frac{\partial \eta}{\partial t'} + u \left[\frac{\partial h}{\partial x'} - \sigma \frac{\partial H}{\partial x'} \right] + v \left[\frac{\partial h}{\partial y'} - \sigma \frac{\partial H}{\partial y'} \right] + w. \quad (2.30)$$

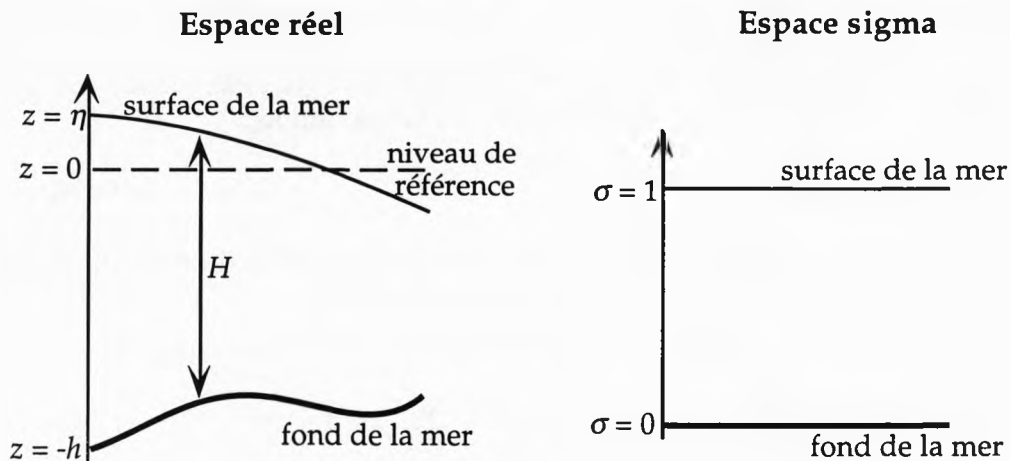


Figure 2.2: Représentation des espaces réel et sigma.

Celle-ci caractérise le déplacement vertical indépendamment des variations horizontales de la bathymétrie ou de la surface libre. La vitesse verticale dans l'espace réel est composée de cette vitesse dite d'*upwelling*, et d'une vitesse d'*upsloping* permettant à la particule fluide de rester à la même position relative dans la colonne d'eau ($\sigma = \text{constante}$), c'est-à-dire de suivre les variations de bathymétrie (Deleersnijder 1989). Dans l'espace σ les conditions d'imperméabilité aux frontières verticales du domaine sont grandement simplifiées. Il suffit d'imposer $\tilde{w} = 0$ à ces deux frontières pour tenir compte de leur imperméabilité.

Les équations du mouvement (2.1), (2.2), (2.3), (2.8) ainsi que l'équation des scalaires (2.10) deviennent dans cet espace²

$$\frac{\partial \eta}{\partial t'} + \frac{\partial Hu}{\partial x'} + \frac{\partial Hv}{\partial y'} + \frac{\partial H\tilde{w}}{\partial \sigma} = 0, \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Hu}{\partial t'} + \frac{\partial Hu^2}{\partial x'} + \frac{\partial Hu v}{\partial y'} + \frac{\partial Hu \tilde{w}}{\partial \sigma} - fHv = -\frac{\partial p_r}{\partial x'} \\ - Hb \left[(1-\sigma) \frac{\partial h}{\partial x'} - \sigma \frac{\partial \eta}{\partial x'} \right] + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{v_t}{H^2} \frac{\partial Hu}{\partial \sigma} \right) + D_{Hu}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Hv}{\partial t'} + \frac{\partial Hv u}{\partial x'} + \frac{\partial Hv^2}{\partial y'} + \frac{\partial Hv \tilde{w}}{\partial \sigma} + fHu = -\frac{\partial p_r}{\partial y'} \\ - Hb \left[(1-\sigma) \frac{\partial h}{\partial y'} - \sigma \frac{\partial \eta}{\partial y'} \right] + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{v_t}{H^2} \frac{\partial Hv}{\partial \sigma} \right) + D_{Hv}, \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$b = \frac{\partial p_r}{\partial \sigma}, \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H\psi}{\partial t'} + \frac{\partial H\psi u}{\partial x'} + \frac{\partial H\psi v}{\partial y'} + \frac{\partial H\psi \tilde{w}}{\partial \sigma} = \\ HS + HP + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\lambda_t}{H^2} \frac{\partial H\psi}{\partial \sigma} \right) + D_{H\psi} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Bien qu'ayant de nombreux avantages et étant très utilisées dans les applications marines, les coordonnées σ possèdent l'inconvénient de produire de fortes erreurs sur le calcul du terme de gradient horizontal de pression barocline en présence de fortes variations de bathymétrie (Mahrer 1984, Mesinger et Janjic 1985, Haney 1991, Stelling et van Kester 1993). Le critère de compatibilité hydrostatique,

$$\frac{\Delta \sigma}{1-\sigma} > \left| \frac{\partial H}{\partial x} \right| \frac{\Delta x}{H}, \quad (2.36)$$

limite la taille de la maille verticale $\Delta \sigma$ en fonction de la pente du fond du lagon, de la taille horizontale de la maille Δx et de la hauteur d'eau H .

Enfin, les équations des quantités turbulentes deviennent dans l'espace σ

$$\frac{\partial q^2}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\lambda_q}{H^2} \frac{\partial q^2}{\partial \sigma} \right) + 2v_t M^2 + 2\lambda_t N^2 - \frac{2q^3}{B_l l}, \quad (2.37)$$

² Par mesure de simplification, le prime sera supprimé des équations dans le reste de cet exposé.

$$\frac{\partial lq^2}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\lambda_q}{H^2} \frac{\partial lq^2}{\partial \sigma} \right) + E_1 l v_t M^2 + E_1 l \lambda_t N^2 - \frac{Wq^3}{B_1} . \quad (2.38)$$

2.1.6. La diffusion horizontale

Les termes de diffusion horizontale des équations de quantité de mouvement et des scalaires servent à paramétriser par une simple loi de diffusion les processus dont l'échelle caractéristique est inférieure à la taille horizontale de la maille numérique et supérieure à la taille de la maille verticale. Dans le cas du lagon de l'atoll de Mururoa, où la maille horizontale doit être de l'ordre d'une centaine de mètres, ces termes de diffusion représentent le mélange dû aux irrégularités de bathymétrie, à la présence de pâtés et de pinacles coralliens - dont la taille est de l'ordre d'une dizaine de mètres. En accord avec la relation de Okubo (1971) liant la diffusivité à la puissance 4/3 de l'échelle, pour une maille d'une centaine de mètres la diffusivité est de l'ordre de $10^{-1} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. La relation d'Okubo dérive de mesures faites à la surface de l'océan profond. Une relation qui fournit une valeur similaire peut être obtenue pour un lac (Lawrence 1995). Cette diffusivité est très faible et le terme de diffusion horizontale est négligeable par rapport aux autres termes des équations. Le nombre de Reynolds, défini comme étant le rapport entre le terme d'advection et le terme de diffusion, est de l'ordre de 100, cela montre la faiblesse de ce dernier terme.

Si ce terme n'est pas primordial du point de vue de la physique du système, il sert à filtrer les ondes numériques courtes générées par les non linéarités du modèle. La formulation de Mellor et Blumberg (1987), qui à l'avantage d'être simple, est utilisée ici. Même si elle diffuse suivant les plans $\sigma = \text{constante}$ plutôt que $z = \text{constante}$ (Huang et Spaulding 1996), ce problème reste mineur dans la mesure où le terme de diffusion est négligeable. Il ne sert qu'à filtrer des ondes courtes générées dans les plans $\sigma = \text{constante}$. Son intérêt étant purement numérique son coût informatique (en terme de temps de calcul) doit être aussi faible que possible et l'approche la plus simple décrite plus haut est jugée la meilleure.

2.1.7. La séparation des modes

Le modèle écrit en coordonnées σ avec une fermeture turbulente peut être immédiatement discrétisé. Cependant, pour des raisons de temps de calcul, il est souhaitable de séparer le mode barotrope du mode barocline dans les équations du mouvement. En effet, les ondes externes de gravité - de célérité $(gH)^{0,5} \approx 20 \text{ m.s}^{-1}$ - sont beaucoup plus rapides que les ondes internes - de célérité inférieure à $NH < 1 \text{ m.s}^{-1}$ - et requièrent donc une discrétisation temporelle plus fine. C'est pourquoi nous employons la technique de séparation des modes décrite par Blumberg et Mellor (1987).

Les équations du mode barotrope s'obtiennent par intégration des équations du mouvement (2.31), (2.32) et (2.33). Pour ce faire, nous devons définir U, V les vitesses barotropes et u', v' les composantes baroclines de la vitesse telles que

$$U = \int_0^1 u d\sigma , \quad (2.39)$$

$$V = \int_0^1 v d\sigma . \quad (2.40)$$

$$u' = u - U \quad (2.41)$$

$$v' = v - V \quad (2.42)$$

Les équations barotropes du mouvement sont

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial HU}{\partial x} + \frac{\partial HV}{\partial y} = 0 , \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial HU}{\partial t} + \frac{\partial HU^2}{\partial x} + \frac{\partial HUV}{\partial y} - fHV = & -\frac{\partial H\overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial H\overline{u'v'}}{\partial y} - Hg\frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & + H \int_0^1 \int_\sigma \frac{\partial Hb}{\partial x} d\sigma' d\sigma - H \int_0^1 b \left[\frac{\partial h}{\partial x} - \sigma \frac{\partial H}{\partial x} \right] d\sigma + \frac{\tau_{sx}}{\rho_0} - \frac{\tau_{fx}}{\rho_0} + H\overline{D_u} \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial HV}{\partial t} + \frac{\partial HUV}{\partial x} + \frac{\partial HV^2}{\partial y} + fHU = & -\frac{\partial H\overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial H\overline{v'^2}}{\partial y} - Hg\frac{\partial \eta}{\partial y} \\ & + H \int_0^1 \int_\sigma \frac{\partial Hb}{\partial y} d\sigma' d\sigma - H \int_0^1 b \left[\frac{\partial h}{\partial y} - \sigma \frac{\partial H}{\partial y} \right] d\sigma + \frac{\tau_{sy}}{\rho_0} - \frac{\tau_{fy}}{\rho_0} + H\overline{D_v} \end{aligned} \quad (2.45)$$

où la barre horizontale représente l'opérateur moyenne sur la verticale. Le mode barocline est calculé par la résolution numérique des équations du mouvement qui englobent aussi bien la partie barocline que la partie barotrope. Le raccord entre les deux modes se fait en suivant les recommandations de Deleersnijder (1993).

2.2. DISCRETISATIONS SPATIALE ET TEMPORELLE

Le système décrit précédemment est non linéaire et il est impossible d'en trouver une solution sans formuler un grand nombre d'hypothèses. C'est pourquoi, la résolution de ces équations se fait par l'utilisation de méthodes numériques. Nous employons la technique des volumes finis qui a l'avantage d'être conservative. Pour un maillage régulier, comme nous l'employons dans l'espace σ , cette technique est équivalente à celle des différences finies.

La bathymétrie (figure 1.4) est issue des données du Service Ingénierie du Commissariat à l'Energie Atomique complétées par les profils écho-sondeur des campagnes sismiques HRLAG1 et HRLAG2 (Buigues et Mayen, communications personnelles).

Le domaine est découpé en mailles horizontales carrées de dimension $\Delta x = \Delta y = 250$ m. Sur la verticale, un maillage régulier est utilisé dans l'espace σ avec 15 niveaux sur chaque verticale. L'incrément spatial est alors $\Delta \sigma = 1/15$. Chaque verticale a le même nombre de niveaux indépendamment de la hauteur d'eau. Ceci permet de mieux résoudre les zones très peu profondes comme la passe et de résoudre avec moins de précision la circulation dans les zones les plus profondes du lagon. Le nombre de points mouillés dans le lagon est de 33 510.

Le choix de la position des variables pronostiques à l'intérieur de la maille numérique dépend du problème considéré. En suivant la classification d'Arakawa et

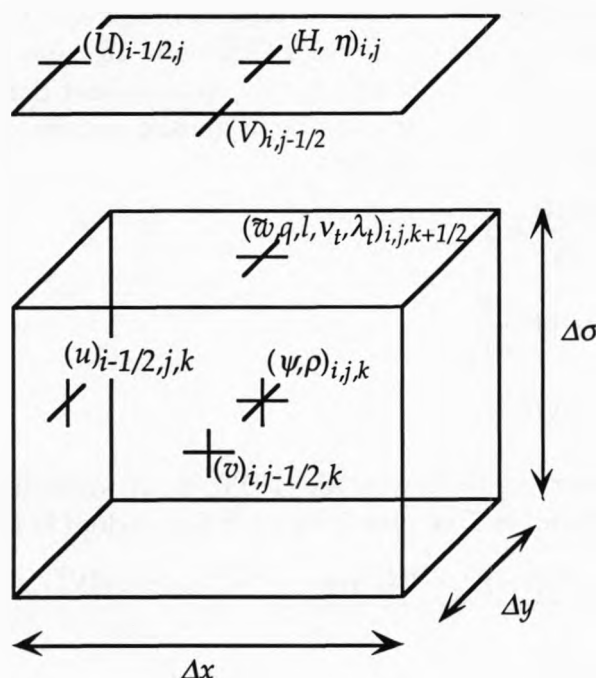


Figure 2.3: Localisation des variables sur la grille C.

Lamb (1971) et en oubliant la grille A trop simple et la grille D qui présente des similitudes avec la grille B, il reste les grilles B et C. La grille B est bien adaptée aux problèmes faisant principalement intervenir l'équilibre géostrophique (Semtner 1986) mais induit un mode en damier sur l'élévation de la surface libre. La grille C a l'avantage de bien représenter les ondes de gravité-inertie mais représente moins bien les systèmes de front. Dans la mesure où les ondes de gravité jouent un grand rôle dans la dynamique d'un lagon d'atoll ouvert sur l'océan, c'est la grille C qui a été retenue dans le cadre de notre étude. Les emplacements des divers variables pronostiques sont repris sur la figure 2.3, ainsi que les indices i, j et k , positions des variables sur le maillage tridimensionnel.

En accord avec la méthode de séparation des modes décrite précédemment, deux pas de temps sont utilisés. Pour une maille horizontale de 250 m, un pas de temps $\Delta t_e = 5$ secondes est utilisé pour le mode barotrope, alors qu'un pas de temps $\Delta t_i = 120$ secondes est utilisé pour le mode interne.

Les différents termes des équations sont généralement schématisés de manière explicite et centrée dans l'espace. Cette méthode étant assez commune, nous ne décrirons pas la discrétisation employée pour chacun des termes. Par contre, nous allons nous attarder sur les méthodes numériques employées pour discrétiser certains termes de nos équations ou certains phénomènes importants, c'est-à-dire les ondes de Poincaré, le terme d'advection, la diffusion verticale et le modèle de fermeture turbulente.

2.2.1. Les ondes de Poincaré

Les ondes de Poincaré, ou ondes externes de gravité-inertie, telles que la marée et les seiches, jouent un rôle important dans l'hydrodynamique du lagon de l'atoll de

Mururoa. Il est donc important d'utiliser un schéma numérique représentant de manière satisfaisante la propagation de ces ondes à l'intérieur du lagon. Leur propagation est régie par les équations bidimensionnelles du mouvement dans lesquels les termes d'advection, de diffusion et de variation de la densité ont été supprimés. Le système des équations du mouvement se ramène à

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial HU}{\partial x} + \frac{\partial HV}{\partial y} = 0, \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial HU}{\partial t} - fHV = -gH \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial HV}{\partial t} + fHU = -gH \frac{\partial \eta}{\partial y}. \quad (2.48)$$

En accord avec Beckers et Deleersnijder (1993), nous utilisons le schéma classique FBTCs (*Forward-Backward in Time and Centered in Space*) dont la forme discrète s'écrit

$$\frac{\eta_{i,j}^{n+1} - \eta_{i,j}^n}{\Delta t} + \frac{HU_{i+1/2,j}^n - HU_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} + \frac{HV_{i,j+1/2}^n - HV_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} = 0, \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} \frac{HU_{i-1/2,j}^{n+1} - HU_{i-1/2,j}^n}{\Delta t} = & -gH_{i-1/2,j}^n \frac{\eta_{i,j}^{n+1} - \eta_{i-1,j}^{n+1}}{\Delta x} \\ & + f \left[\frac{1+(-1)^n}{2} HV_{i-1/2,j}^n + \frac{1-(-1)^n}{2} HV_{i-1/2,j}^{n+1} \right], \end{aligned} \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} \frac{HV_{i,j-1/2}^{n+1} - HV_{i,j-1/2}^n}{\Delta t} = & -gH_{i,j-1/2}^n \frac{\eta_{i,j}^{n+1} - \eta_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta y} \\ & - f \left[\frac{1-(-1)^n}{2} HU_{i,j-1/2}^n + \frac{1+(-1)^n}{2} HU_{i,j-1/2}^{n+1} \right]. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Les indices i et j se réfèrent à la position sur la grille numérique et l'exposant n indique une variable calculée au temps $t = n \Delta t_e$. La force de Coriolis est calculée en alternant le calcul des directions x et y d'après une méthode tirée de Sielecki (1968). Celle-ci permet d'assurer un traitement symétrique des directions.

La condition de stabilité du schéma FBTCs employé pour représenter les ondes de Poincaré dans le cas d'une maille carrée peut s'écrire

$$\Delta t_e \leq \frac{\Delta x}{2\sqrt{gH}}. \quad (2.52)$$

Elle se révèle plus contraignante que la condition de stabilité des seules ondes de gravité. On peut ajouter qu'il n'y a pas passage à la limite entre ces deux conditions lorsque f tend vers zéro (Beckers et Deleersnijder 1993).

2.2.2. L'advection

Depuis que les méthodes numériques sont utilisées de façon courante dans les problèmes de fluides géophysiques, beaucoup d'études ont porté sur l'amélioration des schémas d'advection aussi bien pour les modèles des zones côtières (voir James 1996 et

ses références), que de l'océan profond (voir Gerdes *et al.* 1991 et ses références) ou de l'atmosphère (voir Rood 1987 et ses références). Un grand nombre de programmes de recherche ont porté sur ce sujet (Beckers *et al.* 1995, Proctor *et al.* 1997). Malgré tout, le choix d'un schéma d'advection n'est pas aisé.

De nombreux schémas d'advection ont été développés - plus d'une centaine d'après Rood (1987) et certainement beaucoup plus aujourd'hui - mais aucun n'est parfait. Un schéma précis l'est souvent au détriment de la monotonicité. Certaines comparaisons de schémas ont été menées pour des cas simples (Baptista *et al.* 1995) et leurs conclusions sont difficilement applicables à un problème plus complexe. Une intercomparaison plus détaillée devrait être réalisée. Actuellement, les techniques d'intercomparaison ne sont pas assez développées pour mener totalement à bien ce type d'étude (Tartinville *et al.* 1998).

Le schéma d'advection utilisé dépend en premier lieu du problème rencontré. Une bonne représentation du front de salinité à la sortie d'un estuaire nécessite l'utilisation d'un schéma peu diffusif. La modélisation du transport d'un polluant doit s'assurer de la positivité des concentrations. Pour le calcul de la concentration maximale d'un traceur, il est bon d'éviter les problèmes de dépassement. Ces contraintes dépendent des variables calculées et font partie des objectifs du modèle.

Le schéma choisi pour advecter la quantité de mouvement et les grandeurs scalaires est celui de James (1986). Ce schéma, qui avait déjà été utilisé par Harten (1978), a l'avantage d'être monotone et représente les fronts d'une manière satisfaisante. Il convient parfaitement dans le cadre de notre étude où nous serons amenés à modéliser le transport de traceurs passifs depuis une source ponctuelle. Il a aussi l'avantage d'augmenter faiblement le temps de calcul par rapport au schéma *upwind* - moins de 10 %. Ce schéma est une version hybride entre les schémas centrés et *upwind*. Son taux de décentrement variable s'adapte en fonction du champ advecté, d'où son nom SAHS pour *Self Adjusting Hybrid Scheme*.

Considérons l'advection unidimensionnelle d'une grandeur ϕ

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.53)$$

Le flux advectif du schéma hybride FAH est calculé comme étant une combinaison linéaire entre le flux du schéma centré FAC et du schéma *upwind* FAU suivant la relation

$$FAH_{i-1/2} = \theta_{i-1/2} FAU_{i-1/2} + (1 - \theta_{i-1/2}) FAC_{i-1/2} \quad (2.54)$$

où $\theta_{i-1/2}$ est le taux de décentrement variable

$$\theta_{i-1/2} = \text{MAX}(\alpha_i, \alpha_{i-1}) \quad (2.55)$$

avec

$$\alpha_i = \frac{\|\Delta_+| - |\Delta_-|\|}{|\Delta_+| + |\Delta_-|} \quad \text{si } |\Delta_+| + |\Delta_-| > \xi \quad (2.56 \text{ a})$$

$$\alpha_i = 0 \quad \text{si } |\Delta_+| + |\Delta_-| \leq \xi \quad (2.56 \text{ b})$$

et

$$\Delta_+ = \phi_{i+1} - \phi_i, \quad \Delta_- = \phi_i - \phi_{i-1} \quad (2.57)$$

Le paramètre ξ est le seuil des variations de ϕ au dessous duquel un schéma centré est utilisé ($\theta_{i-1/2} = 0$). Il doit être choisi suffisamment petit par rapport à l'échelle des

variations de la grandeur advectée. Une valeur de $\xi = 10^{-4}$ est préconisée par James (1986) pour une variable de l'ordre de l'unité.

Le schéma SAHS est d'ordre 2 dans l'espace si le taux de décentrement est proportionnel à Δx . Cependant, il filtre mal les ondes numériques de très courtes longueurs d'onde. Si ξ est choisi trop grand, le bruit numérique aura une amplitude bien plus faible que ξ et un schéma centré sera alors utilisé partout. D'autre part, il est facile de vérifier dans l'équation (2.56) qu'un bruit numérique pur de longueur d'onde $2\Delta x$ induit un schéma centré indépendamment de la valeur de ξ . Ce mode numérique est donc instable. Une solution peut être l'utilisation d'une formulation légèrement différente du taux de décentrement proposée par Campin (1997). Ce problème reste mineur car le bruit pur n'existe pas. Les variations du signal à des plus grandes longueurs d'onde vont avoir tendance à augmenter le taux de décentrement et donc permettre de filtrer ces modes numériques instables.

Afin de mettre en évidence les caractéristiques du schéma de James (1986) pour un cas unidimensionnel, nous avons décidé de reprendre les expériences d'advection de deux profils rectangulaires et triangulaires proposées par Rood (1987). Chaque profil a une amplitude unitaire et le calcul se déroule dans un domaine périodique de période $40 \Delta x$ pour une durée de 100 itérations. Le nombre de courant est fixé à 0,1. Ce test a été mené pour quatre schémas d'advection: schéma centré du second ordre dans l'espace, schéma *upwind* du premier ordre dans l'espace, schéma de Lax-Wendroff du second ordre dans l'espace et schéma SAHS avec $\xi = 10^{-4}$. En plus de la comparaison graphique entre les résultats numériques et le résultat analytique (figure 2.4), certaines grandeurs ont été calculées à la fin de l'expérience. I représente le moment d'ordre 2 défini comme étant

$$I = \frac{\int \phi^2 dx}{\int \phi_0^2 dx}, \quad (2.58)$$

où ϕ_0 est la solution analytique du problème. Une valeur faible de I caractérise un schéma très diffusif, alors que la valeur unitaire correspond à un schéma purement advectif (James 1996). Les valeurs minimales et maximales de ϕ à la fin de l'expérience permettent de quantifier un éventuel *over/under-shooting*. Tous ces résultats montrent le caractère non monotone et dispersif du schéma centré (qui est en plus instable) et du schéma de Lax-Wendroff. Le schéma *upwind* est très diffusif ($I = (0,67; 0,57)$) (tableau 2.1). Par contre, le schéma SAHS est moins diffusif ($I = (0,80; 0,80)$), monotone et faiblement dispersif. Il représente un compromis acceptable entre les schémas *upwind* et centré. Les conclusions de ce test unidimensionnel simple ne sont pas directement applicables à plusieurs dimensions. Cependant, un test bidimensionnel (James 1986)

	Profil rectangulaire			Profil triangulaire		
	I	$\phi_{\min}$	$\phi_{\max}$	I	$\phi_{\min}$	$\phi_{\max}$
SAHS	0,80	0,00	0,98	0,80	0,00	0,71
<i>upwind</i>	0,67	0,00	0,90	0,57	0,00	0,55
centré	1,13	-0,59	1,38	1,11	-0,16	0,97
Lax-Wendroff	0,96	-0,28	1,25	0,99	-0,08	0,89

Tableau 2.1: Moments d'ordre 2, valeurs minimales et maximales de la grandeur advectée calculés après 100 itérations.

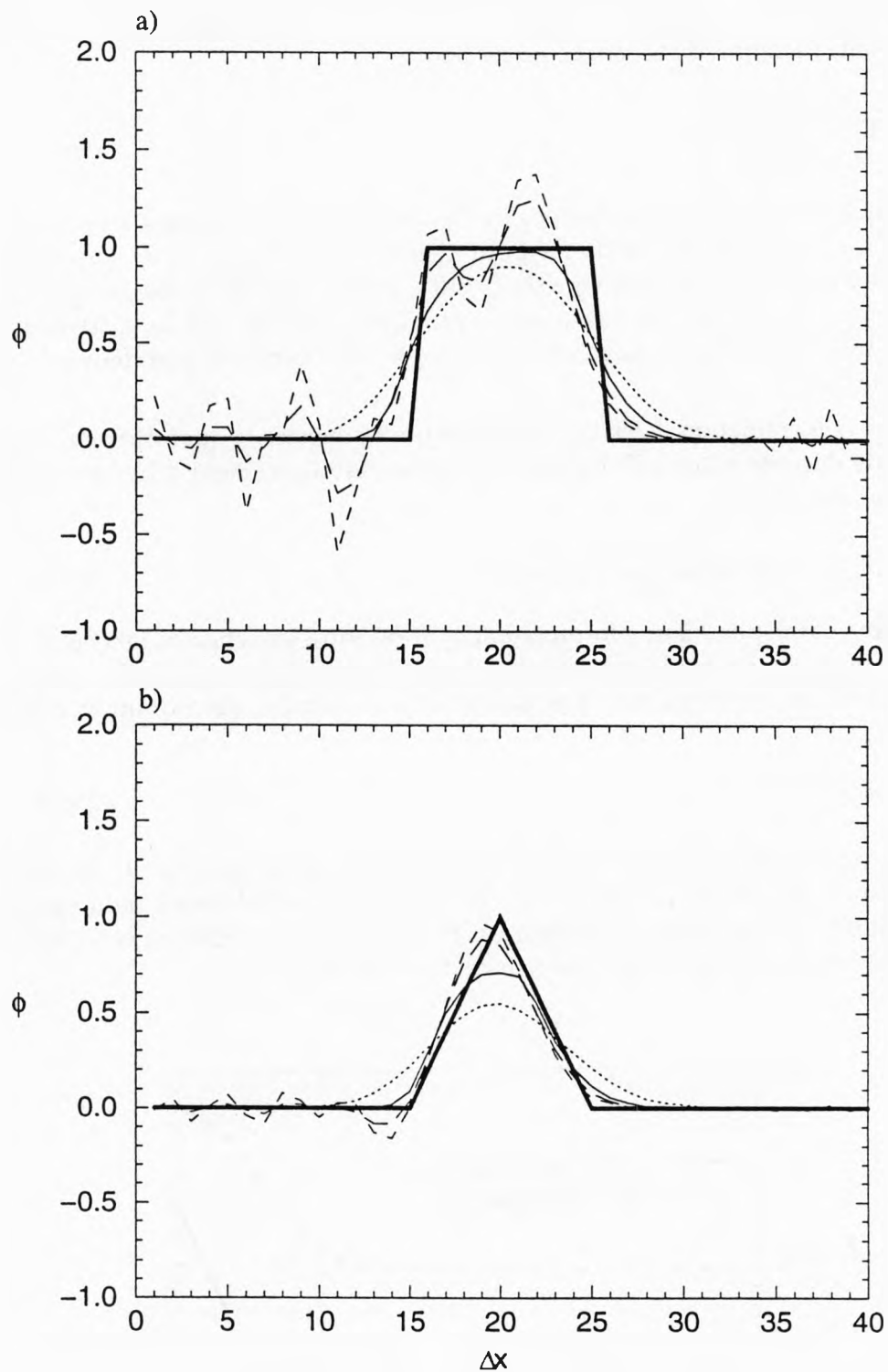


Figure 2.4: Comparaison après 100 itérations entre les résultats produits par les schémas SAHS (trait plein), *upwind* (trait pointillé), Lax-Wendroff (tirets longs), centré (tirets courts) et la solution analytique (trait gras) pour l'advection a) d'un profil initial rectangulaire et b) d'un profil initial triangulaire.

montre qu'à deux dimensions, les propriétés de monotonie et de bonne représentation des fronts du schéma SAHS sont conservées.

Parmi les études utilisant le schéma SAHS, aucune n'a cherché à étudier l'effet du choix du paramètre ξ . En reprenant le test précédent, il est possible de définir une valeur optimale de ξ pour laquelle l'erreur du schéma advectif est minimale. Définissons l'erreur E du schéma comme étant

$$E = \frac{\int |\phi - \phi_0| dx}{\int \phi_0 dx} \quad (2.59)$$

La figure 2.5 représente les variations de E en fonction de ξ pour nos deux expériences. L'erreur est quasiment constante pour des faibles valeurs de ξ . Par contre, elle augmente fortement au voisinage de $\xi \approx 10^{-1}$, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur des variations de ϕ . Afin de ne pas avoir de problèmes avec le schéma d'advection et en accord avec James (1986) nous choisissons $\xi = 10^{-4}$ pour une grandeur advectée de l'ordre de l'unité.

Si la formulation (2.55) est employée pour advecter la quantité de mouvement, le taux de décentrement utilisé pour les scalaires est légèrement différent. La formule suivante est préférée

$$\theta_{i-1/2} = \text{MAX}\left(\frac{|u_{i-1/2}\Delta t|}{\Delta x}, \alpha_i, \alpha_{i-1}\right). \quad (2.60)$$

Ce schéma correspond à une formulation hybride entre les schémas *upwind* et de Leith (1968) qui, pour un problème unidimensionnel, est algébriquement identique à la formulation de Lax-Wendroff. Il est stable pour un nombre de courant inférieur à un, c'est-à-dire si

$$|u| \leq \frac{\Delta x}{\Delta t_i}. \quad (2.61)$$

L'advection verticale est discrétisée de façon implicite et centrée. Cette discrétisation a l'avantage d'être inconditionnellement stable mais peut produire un *over-shooting*. Ce problème est mineur car le lagon est très turbulent et les diffusivités verticales vont avoir tendance à amortir ce dépassement.

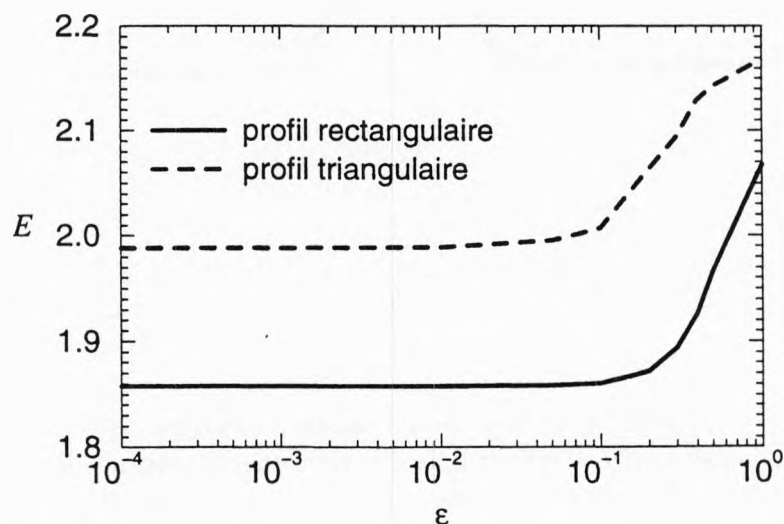


Figure 2.5: Variations de l'erreur E en fonction du paramètre ε .

2.2.3. La diffusion verticale

Dans un lagon soumis à un régime d'alizés, le transfert de la quantité de mouvement de l'atmosphère vers le lagon est important. Un lagon étant généralement peu profond et faiblement stratifié, les diffusivités turbulentes sont fortes (Sorokin 1995). Dans le lagon de Bikini, Munk *et al.* (1949) estiment que les viscosités et les diffusivités verticales sont de l'ordre de $2-3 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Pour le lagon de l'atoll de Mururoa, les concentrations en $^{239+240}\text{Pu}$ dissous sont similaires à la surface et au fond du lagon, indiquant un mélange rapide de la colonne d'eau lié à une forte diffusivité verticale (Bourlat *et al.* 1995). La même constatation peut être faite sur la base des données de ^{137}Cs (Cousteau 1988, Martin *et al.* 1990, Bourlat et Martin 1992). C'est pourquoi, la représentation des flux turbulents est importante pour le transport des traceurs et la dynamique du lagon. Le terme de diffusion verticale est discrétisé de manière implicite et le flux turbulent *FDT* d'une grandeur ϕ au niveau $k-1/2$ s'écrit

$$FDT_{k-1/2}^{n+1} = \frac{\lambda_{\tau,k-1/2}}{H} \frac{(\phi_{k-1}^{n+1} - \phi_k^{n+1})}{\Delta\sigma}, \quad (2.62)$$

Cette discrétisation engendre un système linéaire tridiagonal dont la résolution se fait par la méthode de décomposition L.U.

Une étape nécessaire dans la mise en place d'un modèle est sa comparaison avec une solution analytique, des données ou un autre modèle. Des tests simples ont été proposés (Lynch et Gray 1978, Lynch et Officer 1985, Nezu et Rodi 1986, Huang et Spaulding 1995, Ruddick 1995, Muin et Spaulding 1996, Tartinville *et al.* 1998) et, même s'il est impossible de tester un modèle dans tous les cas, il est bon de vérifier la représentation de certains phénomènes importants.

La diffusion turbulente verticale jouant un rôle primordial dans l'établissement de la structure verticale des courants et du transport des traceurs, il est nécessaire de vérifier que les flux turbulents sont bien représentés. Pour ce faire, nous allons tester le modèle dans un cas dont nous connaissons la solution. Soit un bassin fermé soumis à une tension en surface, nous cherchons à représenter l'état stable de la structure verticale du courant dans ce bassin. En négligeant les termes d'advection, de diffusion horizontale et la force de Coriolis, ce problème se ramène à l'équilibre entre le gradient de pression, la tension de surface τ_s , la tension de fond et la diffusion verticale de la quantité de mouvement. La solution analytique, avec une diffusivité verticale constante, est (Huang et Spaulding 1995)

$$u = \frac{g}{6\nu_t} \frac{\partial \eta}{\partial x} (3z^2 - H^2) + \frac{\tau_s}{2\rho\nu_t} (H + 2z), \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = 1,5 \frac{\tau_s}{\rho g H} \frac{(2\nu_t + KH)}{(3\nu_t + KH)}, \quad (2.64)$$

où la tension de fond est linéarisée sous la forme

$$\tau_f = -\rho K u_{(z=-H)}. \quad (2.65)$$

Dans le modèle numérique, la vitesse n'est pas calculée au fond du domaine mais une demi maille au dessus. La tension de fond, dans le modèle prend la forme

$$\tau_f = -\rho K u_{(z=-H+H\Delta\sigma)}. \quad (2.66)$$

Les grandeurs utilisées sont reportées dans le tableau 2.2.

Grandeur	Symbole	Valeur
Tension de surface	τ_s	0,1 N.m ⁻¹
Profondeur	H	40 m
Densité	ρ	1 025 Kg.m ⁻³
Viscosité turbulente	ν_t	0,03 m ² .s ⁻¹
Coefficient de frottement	K	0,005 m.s ⁻¹

Tableau 2.2: Paramètres utilisés dans l'expérience sur la diffusion verticale.

Le modèle, en 15 niveaux, fournit un résultat parfaitement identique à la solution analytique (figure 2.6) avec une couche de surface dirigée dans la direction de la tension de surface et une couche de retour au fond. La vitesse de retour diminue près du fond sous l'effet de la tension de fond. La vitesse maximale en surface est de l'ordre de 3 cm.s⁻¹. La différence entre le modèle et la solution analytique ne dépasse pas 10⁻³ m.s⁻¹ et elle est maximale près du fond. Cet écart est lié aux deux formulations différentes utilisées pour le calcul de la tension de fond. La tension calculée par le modèle est plus forte que celle du calcul analytique et le modèle fournit donc un vitesse plus faible près du fond. Une même différence était déjà observée par Huang et Spaulding (1995). Le modèle donne des résultats très similaires à la solution analytique ce qui suggère que le terme de gradient de pression et les flux turbulents sont représentés de manière satisfaisante.

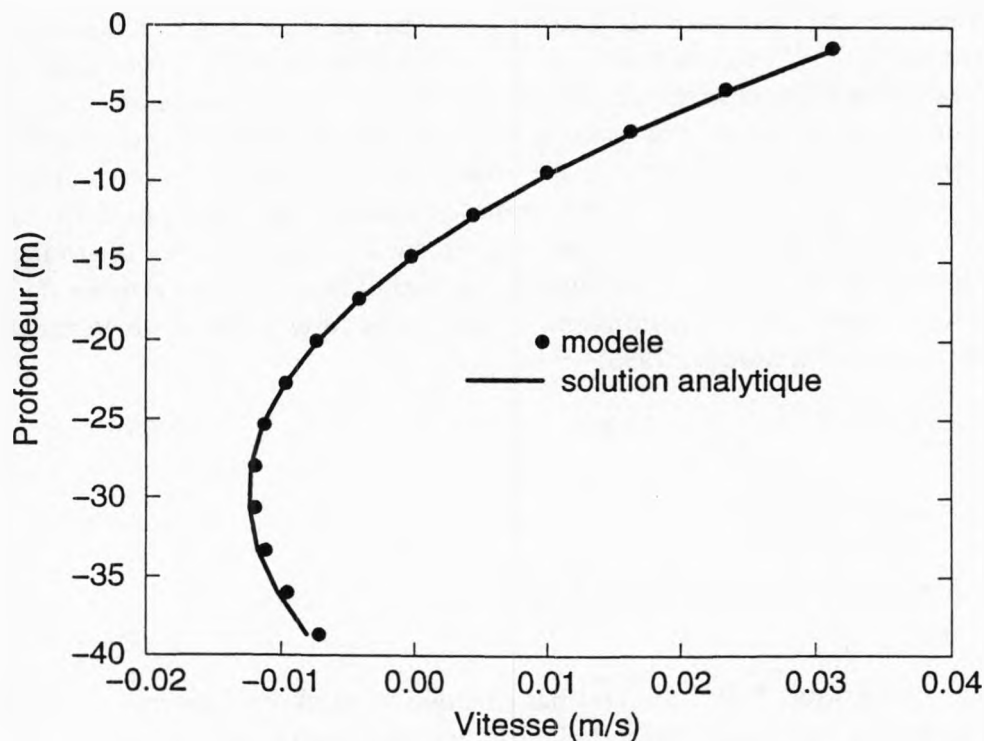


Figure 2.6: Profils verticaux de vitesse produits par la solution analytique (2.63) et par le modèle.

2.2.4. La fermeture turbulente

Après avoir montré que la discrétisation des flux turbulents est faite de manière satisfaisante, il est utile de fermer le système. Pour ce faire il faut résoudre les équations des quantités turbulentes afin de déterminer les diffusivités verticales. Les équations (2.37) et (2.38) sont discrétisées de manière identique et nous ne décrivons que les méthodes numériques employées pour l'équation de q^2 .

Comme décrit précédemment, le terme de redistribution verticale est discrétisé de manière implicite. Pour les autres termes, il faut différencier les termes source, S , et puits, P , d'énergie cinétique turbulente qui ne jouent pas le même rôle dans nos équations. Le premier peut s'écrire

$$S = 2\nu_t M^2 - 2\lambda_t \text{MIN}(0; N^2) . \quad (2.67)$$

Il est discrétisé simplement de façon explicite à l'interface verticale entre deux mailles

$$S_{i,j,k-1/2}^n = \left(2\nu_t M^2 - 2\lambda_t \text{MIN}(0; N^2) \right)_{i,j,k-1/2}^n . \quad (2.68)$$

Par contre, la discrétisation du terme de destruction d'énergie cinétique turbulente,

$$P = -\frac{2q^3}{B_1 l} - 2\lambda_t \text{MAX}(0; N^2) , \quad (2.69)$$

doit permettre de s'assurer de la positivité de q^2 . Un schéma explicite ne garantit pas la positivité de la grandeur considérée. Un schéma implicite nécessite la résolution d'une équation polynomiale d'ordre trois en q . Nous avons choisi d'utiliser une méthode semi-implicite (Patankar 1980, Deleersnijder 1992) qui permet de garantir la positivité de q^2 . Cette méthode consiste à écrire

$$P_{i,j,k-1/2}^n = -\left(\frac{2q^3}{B_1 l} + 2\lambda_t \text{MAX}(0; N^2) \right)_{i,j,k-1/2}^n \times \frac{q_{i,j,k-1/2}^{2n+1}}{q_{i,j,k-1/2}^{2n}} . \quad (2.70)$$

En joignant les deux termes de production et de destruction, on peut montrer que, sous certaines conditions aux frontières verticales, la solution numérique de (2.37) est positive et, pour une valeur suffisamment faible du pas de temps, tend de manière monotone vers la solution à l'équilibre (Deleersnijder 1992, Deleersnijder *et al.* 1997 a).

Nous avons vérifié précédemment que les flux verticaux, qui dépendent des diffusivités verticales tirées du modèle de turbulence, étaient représentés de manière satisfaisante. Il est donc important de tester la partie du modèle qui fournit ces diffusivités turbulentes à partir de résultats de laboratoire et de modèles numériques.

Pour un canal ouvert soumis à un gradient de pression, Nezu et Rodi (1986) ont mesuré en laboratoire, à l'aide d'un courantomètre à effet Doppler, des vitesses horizontales et verticales. A partir de ces données, ils ont reconstruit les champs verticaux de diffusivité turbulente et de longueur de mélange. Blumberg *et al.* (1992), qui utilisent aussi la fermeture turbulente de Mellor et Yamada niveau 2,5, ont tenté de reproduire cette expérience. Ils se sont aperçu que la formulation classique de la fonction de proximité ne pouvait pas reproduire la forte asymétrie du champ de longueur de mélange mis en évidence par l'expérience et qu'il était plus convenable d'utiliser la formule (2.15).

Dans celle-ci, le terme de dissipation de lq^2 n'est pas réparti de manière symétrique dans la colonne d'eau. Si ce terme essentiel dépend de la distance aux parois verticales du domaine, on peut supposer que les tourbillons à petite échelle

peuvent évoluer plus librement près de la surface libre que près du fond. Ces tourbillons peuvent être à l'origine des vagues présentes à la surface dans l'expérience de Nezu et Rodi (1986). La formulation classique de Mellor et Yamada (1982), où $E_3 = E_2$, ne tient pas compte de cette différence de comportement entre la surface et le fond de la colonne d'eau. L'utilisation de cette formulation, dans le cadre de cette expérience, montre une forte sous-estimation, de près de 50%, de la longueur de mélange et de la viscosité turbulente.

En accord avec l'expérience 2 de Nezu et Rodi (1986), le canal a une profondeur de 10,3 cm et la pente de la surface libre est fixée à $1,3 \cdot 10^{-4}$. La simulation numérique est menée durant 3 000 itérations de 30 secondes et la colonne d'eau a été divisée en 100 niveaux égaux. Le modèle de Blumberg *et al.* (1992) donnant des résultats similaires à ceux de l'expérience de laboratoire, nous nous contenterons de comparer notre modèle avec ceux de Nezu et Rodi (1986). L'accord entre les données et les résultats du modèle est satisfaisant (figure 2.7). Les viscosités turbulentes sont similaires avec un maximum situé au centre de la colonne d'eau. Le profil quasi-parabolique obtenu résulte de l'augmentation linéaire de la tension avec la profondeur et du profil logarithmique de vitesse. La combinaison de ces deux relations conduit à une viscosité turbulente de la forme:

$$\frac{\nu_t}{h u_*} = \kappa \frac{y}{h} \left(1 - \frac{y}{h} \right). \quad (2.71)$$

L'application de cette équation produit une légère surestimation de la viscosité turbulente. Le modèle fournit des longueurs de mélange légèrement plus faibles que celles tirées de l'expérience. L'écart moyen sur la colonne d'eau est de l'ordre de 17%. Cependant, les longueurs de mélange maximales sont situées au même endroit sur la verticale, c'est-à-dire pour $z = -0,75.H$. Près du fond, modèle et résultats de mesures

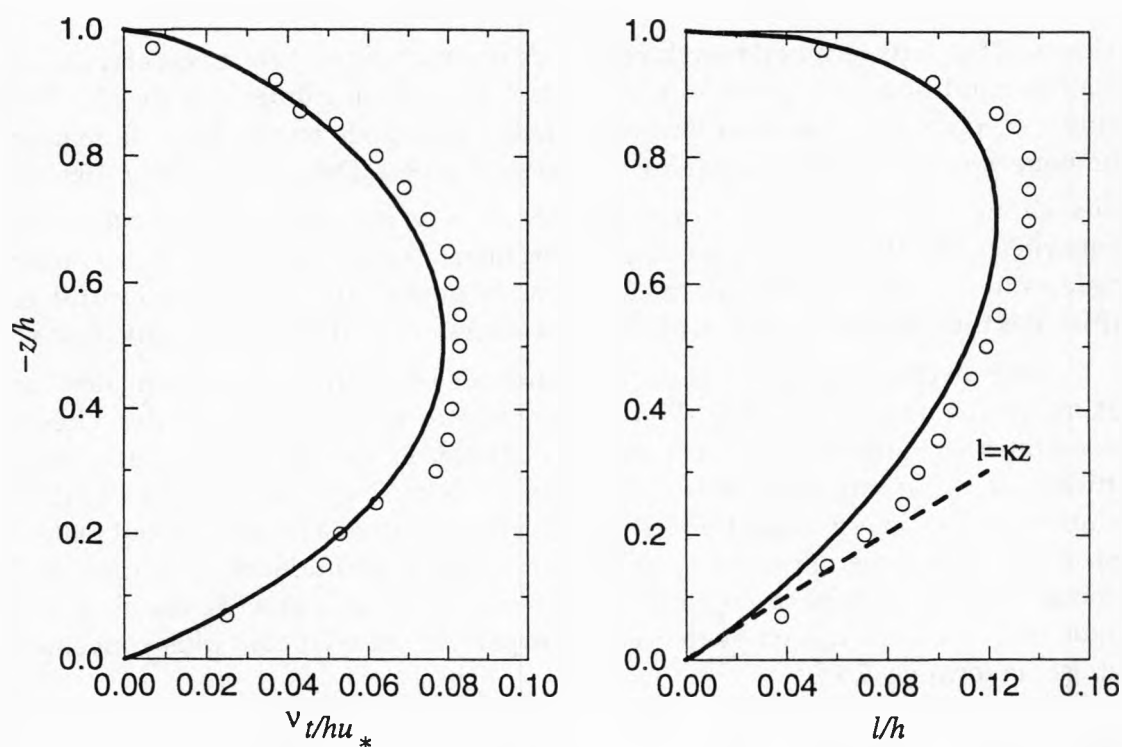


Figure 2.7: Profils verticaux de diffusivité turbulente et de longueur de mélange adimensionnalisés tirés des données de Nezu et Rodi (1986) (cercles) et les résultats du modèle (trait plein).

tendent asymptotiquement vers la relation théorique $l = \kappa.z$. Par contre, près de la surface libre, cette relation n'est plus valable. L'équilibre local entre la production, la dissipation et la diffusion de lq^2 n'est plus vérifié ici. Les vitesses mesurées sont très proches des résultats de notre expérience numérique. Enfin, la vitesse maximale mesurée est de $18,91 \text{ cm.s}^{-1}$ alors que le modèle produit une vitesse maximale de $18,82 \text{ cm.s}^{-1}$. Les vitesses de cisaillement sont de $1,14$ et $0,95 \text{ cm.s}^{-1}$ pour le modèle et les données.

Un second test classique des modèles de fermeture turbulente consiste à représenter l'approfondissement de la couche de mélange sous l'effet d'une tension de surface pour un milieu initialement uniformément stratifié. Cette expérience a été menée par Kato et Phillips (1969) dans un réservoir annulaire soumis à une tension de surface constante. La couche de mélange s'approfondit rapidement au début, puis plus lentement. A partir des données de cette expérience, Price (1979) a proposé une relation liant la profondeur de la couche de mélange h_m , la vitesse de cisaillement à la surface u_* , la stratification initiale N_0^2 et le temps t

$$h_m = (1,2)^{0,25} \cdot u_* \cdot N_0^{-0,5} \cdot t^{0,5} . \quad (2.72)$$

Cette relation peut être appliquée à l'approfondissement de la couche de mélange océanique. Pour un lagon d'atoll, ce processus peut être important dans le cas d'une mise en marche brutale du forçage éolien après une longue période de calme. Certaines mesures de température et de salinité indiquent que le lagon de Mururoa peut être stratifié en été austral. Il est important de bien représenter le mélange vertical afin de savoir si cette stratification peut se maintenir sous certaines conditions de vent et de flux à l'interface atmosphère-lagon.

Le modèle de turbulence précédemment décrit est couplé à l'équation de la quantité de mouvement et à l'équation de la poussée, b , telle que

$$\frac{\partial Hu}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\nu_t}{H^2} \frac{\partial Hu}{\partial \sigma} \right) , \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\lambda_t}{H^2} \frac{\partial b}{\partial \sigma} \right) . \quad (2.74)$$

L'équation de la poussée dérive directement des équations de conservation de la salinité et de la température en supposant que l'équation d'état est linéaire. En accord avec Deleersnijder et Luyten (1994), notre expérience numérique utilise une vitesse de cisaillement de 10^{-2} m.s^{-1} et une fréquence de Brunt-Väisälä de 10^{-2} s^{-1} . La verticale est discrétisée en cent points d'incrément spatial 1 m et la simulation est menée durant 30 heures. La couche de mélange est définie comme étant la région où la viscosité turbulente est supérieure à la viscosité moléculaire.

Sauf au tout début de la simulation, le modèle représente de façon satisfaisante l'approfondissement de la couche de mélange (figure 2.8). Il prédit une couche légèrement moins profonde que celle issue de la formule de Price (1979). Cette différence ne dépend pas de la définition de la couche de mélange mais est un biais plus systématique. Elle pourrait être due à une sous-estimation de la diffusivité turbulente déjà mise en évidence précédemment.

Nous venons de montrer que le modèle de fermeture turbulente et son implémentation représentent de manière satisfaisante les distributions verticales de la longueur de mélange et de la viscosité turbulente. De plus, cette fermeture reproduit bien l'approfondissement de la couche de mélange sous l'effet de la tension de surface

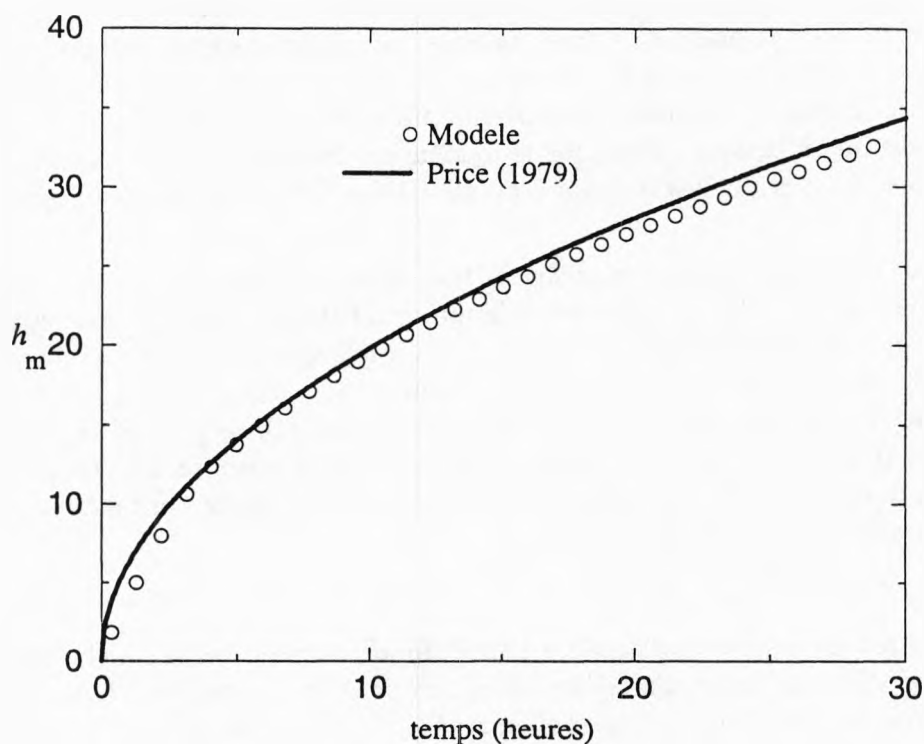


Figure 2.8: Evolution temporelle de l'épaisseur de la couche de mélange d'après la relation de Price (1971) et les résultats du modèle.

telle qu'elle a été décrite par Price (1979). Ainsi, le modèle de fermeture turbulente a fait l'objet d'un processus de validation et ses résultats peuvent être confrontés à des résultats de laboratoire.

2.2.5. Intercomparaison de modèles

Notre modèle a été comparé à d'autres modèles dans le cadre du programme de recherche NOMADS - *North Sea Model Advection Dispersion Study* - réalisé à l'instigation de la Communauté Européenne (Proctor *et al.* 1997). Cette étude visait à comparer des modèles à la méso-échelle de la Mer du Nord. Une simulation réaliste de la circulation dans la baie sud de la Mer du Nord s'est focalisée sur quatre types de sorties: distribution de l'âge, trajectoires de particules, dispersion d'un traceur passif et flux à travers deux sections. Un cas idéalisé a été ajouté afin de comparer les modèles dans une situation plus simple. Il n'était pas dans notre intention d'appliquer notre modèle à la Mer du Nord. Beaucoup de modèles existent déjà sur ce domaine et l'implémentation d'un modèle à un nouveau domaine est souvent longue et fastidieuse, aussi nous nous sommes focalisé sur le cas idéalisé.

De nombreux cas tests ont été utilisés dans des précédentes études d'intercomparaison (Baptista *et al.* 1995, Røed *et al.* 1995, Hackett *et al.* 1995 a). Ce sont des cas à une ou deux dimensions possédant une solution analytique ou des cas tests tridimensionnels plus élaborés. Les premiers sont trop simples pour être concluants alors que les derniers sont généralement difficiles à interpréter. Il faut donc choisir un cas tridimensionnel qui soit suffisamment simple pour pouvoir fournir des

Grandeur	Valeur
Fréquence de Coriolis	$1,15 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
Diamètre du cylindre	3 km
Salinité ambiante	34,85 psu
Salinité au centre du cylindre	33,75 psu
Profondeur du cylindre	10 m

Tableau 2.3: Paramètres utilisés dans l'expérience d'intercomparaison.

conclusions. En plus de cette contrainte, la cas idéalisé doit être adapté aux processus liés à la circulation sur le Plateau Continental nord-ouest Européen - forçage barocline, équilibre géostrophique et représentation des fronts. Il a été choisi de modéliser le développement d'un cylindre d'eau relativement douce et la création d'instabilités mixtes baroclines/barotropes à son pourtour.

Cinq institutions ont participé à cet exercice: Proudman Oceanographic Laboratory, Delft Hydraulics, L'unité de Gestion du Modèle Mathématique de la Mer du Nord, le Laboratoire d'Hydrodynamique et de Sédimentologie d'IFREMER et l'Institut d'Astronomie et de Géophysique G. Lemaître. Bien que cette étude se focalise principalement sur la comparaison des modèles d'advection/dispersion et sur les schémas d'advection, la comparaison entre le modèle présenté ici et d'autres modèles européens est intéressante et constitue une vérification supplémentaire.

Le cas idéalisé, qui se base sur une expérience de James (1996), est décrit en détails dans Tartinville *et al.* (1998). Les principales grandeurs utilisées sont reprises dans le tableau 2.3. Comme aucune diffusivité verticale n'est admise dans ce cas test, nous avons décidé d'opter pour une version légèrement différente du schéma d'advection verticale. Au lieu du schéma centré pouvant générer des dépassements, un schéma *upwind* a été préféré. Le modèle est inchangé pour tous les autres points.

Plusieurs expériences similaires, numériques ou de laboratoire, ont déjà été menées (Saunders 1973, Griffiths et Linden 1981, Send et Marshall 1995, James 1996). Elles concernent toutes l'ajustement géostrophique d'un cylindre d'eau relativement douce/salée. Cette eau moins/plus dense que l'eau ambiante monte/plonge sous l'action de son poids et se diffuse en surface ou au fond du domaine. L'énergie potentielle contenue initialement dans le cylindre est dissipée et convertie en énergie cinétique. Après ajustement géostrophique, des cellules instables apparaissent en bordure de la tache centrale. Ce phénomène se rencontre durant la phase instable de la convection profonde (Visbeck *et al.* 1996). Toutes ces études montrent que l'ordre de l'instabilité dépend de la hauteur du cylindre initial, de son diamètre et de la différence de densité avec l'eau ambiante. Le nombre de cellules créées augmente si le diamètre augmente ou si la différence de densité diminue.

Notre modèle produit des résultats qualitativement similaires aux autres. La tache s'étend bien de manière radiale et les vitesses au front sont du même ordre que celles produites par d'autres modèles. Cependant, trois modèles - dont le notre - produisent une instabilité d'ordre quatre alors que deux modèles - Proudman Oceanographic Laboratory et le Laboratoire d'Hydrodynamique et de Sédimentologie

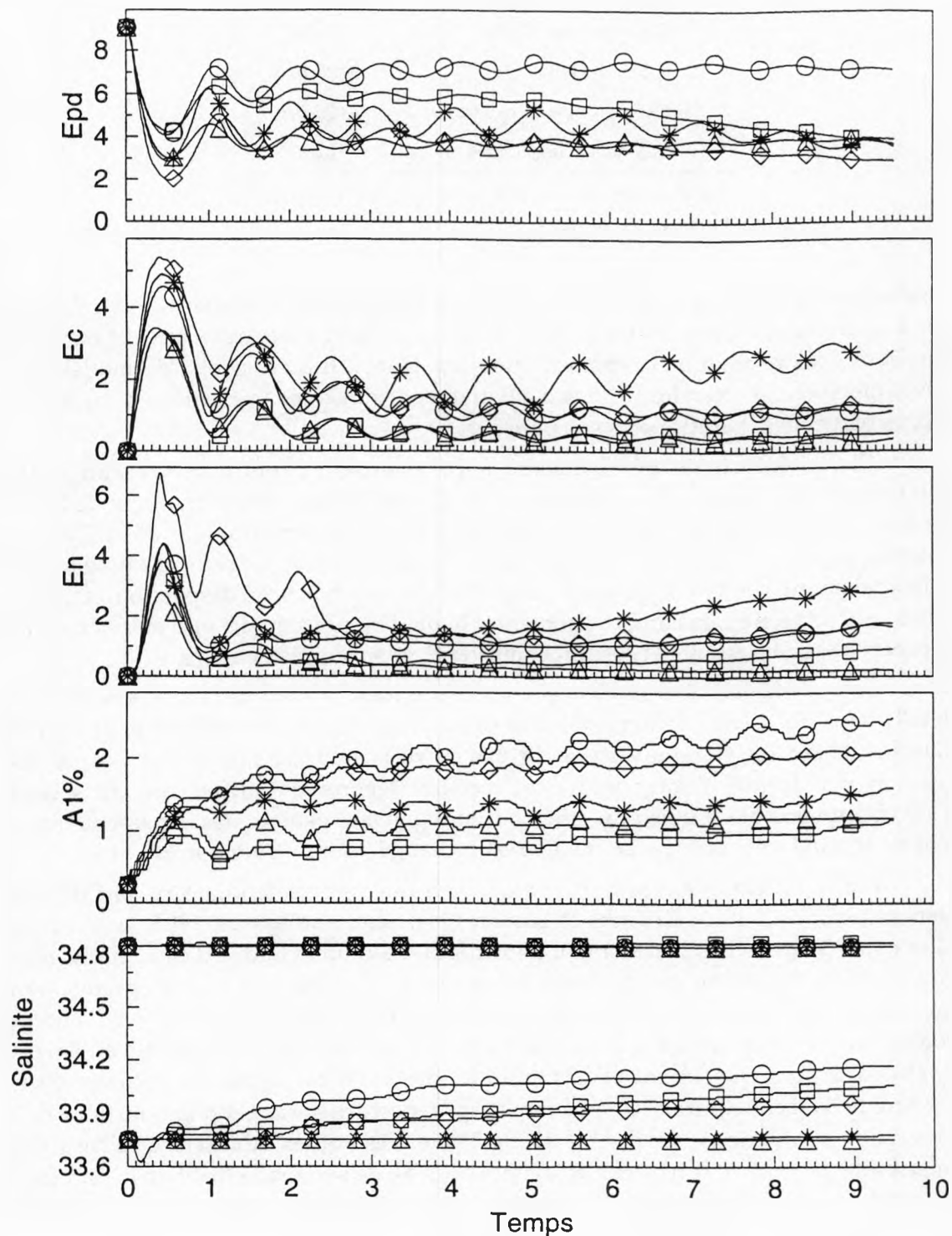


Figure 2.9: Evolutions temporelles de l'énergie potentielle disponible (10^9 Joule), de l'énergie cinétique (10^9 Joule), de l'enstrophie ($m^3.s^{-2}$), de l'aire à 1% ($10^8 m^2$) et des maximum et minimum de salinité (psu) pour les différents modèles. Le temps est exprimé en périodes d'inertie. Les cercles représentent les résultats du modèle de l'Institut d'Astronomie et de Géophysique G. Le Maître, les carrés pour Delft Hydraulics, les triangles pour l'Unité de Gestion du Modèle Mathématique de la Mer du Nord, les diamants pour le Laboratoire d'Hydrodynamique et de Sédimentologie d'IFREMER et les étoiles pour Proudman Oceanographic Laboratory.

d'IFREMER - produisent une instabilité d'ordre deux. Il semble que cette différence soit liée à la précision du schéma d'advection de quantité de mouvement employé (Tartinville *et al.* 1998).

Comme le suggèrent Røed *et al.* (1995): "*The uppermost level of comparison products is integral quantities*". Ainsi, nous nous contenterons de comparer les grandeurs intégrales que produisent chacun des modèles (figure 2.9). Ce sont l'énergie potentielle disponible E_p , l'énergie cinétique E_c , l'enstrophie E_n , l'aire où le salinité est 1% plus basse que la salinité ambiante $A1\%$, les salinités maximum et minimum. Notre modèle - dont les résultats sont représentés par des cercles sur la figure 2.9 - produit une énergie potentielle plus importante que les autres. Ceci est due au schéma *upwind* utilisé pour l'advection verticale de la salinité. Ce schéma diffuse artificiellement la salinité sur la colonne d'eau et ramène des salinités faibles vers le fond du domaine. Ce problème disparaît avec l'utilisation de la version standard du modèle. Pour l'énergie cinétique et l'enstrophie, le modèle fournit des résultats très similaires aux autres. Tous les modèles produisent une onde de période inertielle liée aux pulsations de la tache d'eau douce durant la phase d'ajustement géostrophique. Le schéma SAHS, que nous utilisons pour discrétiser l'advection horizontale, constitue un compromis acceptable entre le temps de calcul et la bonne représentation des fronts (James 1986). Il est cependant moins performant que d'autres méthodes numériques utilisées dans le cadre de cet exercice d'intercomparaison et développées dans l'objectif de très bien représenter les fronts. C'est pourquoi, notre modèle diffuse davantage la tache d'eau relativement douce que les autres modèles et produit les plus fortes valeurs de $A1\%$. Enfin, il ne produit pas de dépassement sur la salinité mais, en rapport avec une trop forte diffusion numérique, engendre une salinité minimale qui croît plus vite que pour les autres modèles.

Mis à part le problème de la diffusion numérique mis en avant dans ce cas test, et qui est partiellement réglé par l'utilisation d'un schéma centré d'advection verticale, le modèle fournit des résultats qualitativement et quantitativement comparables à d'autres modèles à la méso-échelle. Ceci constitue une ultime vérification du modèle dans le cas particulier d'une dynamique barocline.

"Encore une fois courons le monde!... Nous sommes en présence d'un groupe d'îles, sombres, rocheuses, sillonnées de criques profondes, où le flot se promène en courroux, victime d'une force indomptée."

Jacques Arago

Curieux voyage sans la lettre A.

Chapitre 3

Circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa

Un modèle numérique est un outil permettant de représenter une partie de la réalité. Sa justesse dépend des objectifs qu'on lui fixe. Nous avons montré, au chapitre précédent, que notre modèle numérique permet de représenter certains phénomènes qui pourraient être importants pour la circulation dans les lagons d'atoll.

Toute application d'un modèle numérique à un domaine doit être soumise à un processus de validation¹. Il se base sur une comparaison extensive entre les données de terrain disponibles et les résultats du modèle. C'est un processus évolutif qui doit permettre de calibrer un certain nombre de paramètres du modèle et de contrôler les performances et les faiblesses de ce dernier. Il doit utiliser le plus grand nombre de données disponibles afin de contrôler de nombreux aspects du système étudié.

Pour notre application au lagon de l'atoll de Mururoa, le processus de validation se base sur les données collectées par le C.E.A. depuis plus de 30 ans. Elles regroupent aussi bien des données ponctuelles - élévations de marée, courants à la passe et dans le lagon - que des données à l'échelle du lagon comme le déplacement d'un traceur passif².

Les premières comparaisons se focalisent sur les données ponctuelles d'élévation de la surface libre ou de courants dans le lagon et à la passe. Ces données sont nombreuses car plusieurs campagnes de mesure ont été menées. Seules les données collectées lors de la dernière décennie ont été retenues ici. Malheureusement, elles ne fournissent qu'une vision partielle de l'hydrodynamique du lagon. De plus, elles reflètent aussi bien les phénomènes représentés par le modèle que des phénomènes à plus petite échelle. Comme il est difficile de faire la part entre les biais

¹ En suivant Dee (1995), la validation d'un modèle est: "the process of formulating and substantiating explicit claims about the applicability and accuracy of computational results, with reference to the intend purposes of the model as well as to the natural system it represents".

² Un tableau récapitulatif des expériences numériques se trouve en annexe.

du modèle et ces phénomènes à petite échelle, une comparaison basée sur ces seules données est très difficile.

C'est pourquoi, des expériences de transport de traceurs sont aussi utilisées dans le cadre de notre processus. Ces expériences sont peu nombreuses et nous utiliserons ici l'ensemble des données disponibles, y compris celles datant de plus de trente ans. Ce sont les expériences de traçage avec de la rhodamine B et les concentrations en sodium-24 mesurées dans le lagon après certaines expérimentations nucléaires aériennes.

La confrontation entre les mesures et le modèle se base sur des données très différentes. Une telle source d'information ne doit pas être négligée. Elle doit nous permettre de mieux appréhender la circulation et le transport de traceurs à l'intérieur des eaux du lagon de l'atoll de Mururoa. Ainsi, nous nous baserons sur ces données et les expériences numériques associées afin d'essayer de mieux comprendre la circulation et le transport dans ce lagon. En plus de la simple comparaison entre les données et le modèle, nous tenterons d'expliquer les phénomènes observés sur base de l'ensemble des informations disponibles. Comme nous l'avons déjà noté, le processus de validation est un processus itératif long qui se base sur notre connaissance de la circulation et fait évoluer celle-ci. C'est pourquoi, la validation et la description de la circulation et du transport dans le lagon de l'atoll de Mururoa sont présentés ensemble dans le présent chapitre.

Il est difficile de contrôler l'ensemble des paramètres intervenant sur le système naturel. Ainsi, les données et le modèle ne sont pas parfaits. Les premières sont relativement disparates. L'ensemble des données de terrain collectées depuis 30 ans représentent approximativement 10^5 nombres réels alors que le modèle produit la même quantité de nombres réels pour chaque minute de simulation. L'incertitude sur les mesures est parfois importante et, par exemple pour des faibles vitesses du courant, elle peut être du même ordre de grandeur que la mesure. Dans le cas de mesures anciennes, toutes les données ne sont pas disponibles. Ainsi, pour les expériences de traceurs nous ne disposons pas des concentrations mesurées mais juste des cartes représentant les courbes d'iso-concentration à la surface du lagon. De plus, nous ne disposons pas toujours de données directement utilisables. Pour les expériences de ^{24}Na , nous utiliserons les données d'irradiation à la place des données d'activité pour suivre l'évolution de la tache de radioactivité durant les premiers jours. La résolution spatiale de la série de mesure est aussi nettement plus faible que celle du modèle et ne permet pas d'identifier les détails de la structure de la tache de traceur. Enfin, les forçages et les conditions aux limites ne sont pas toujours connus avec précision.

Le modèle est imparfait car il utilise des conditions de forçage qui diffèrent sensiblement de la réalité. Le choix de la taille de la grille numérique dépend aussi des données bathymétriques dont nous disposons. Le pas de temps est fonction de la taille de cette maille et des contraintes liées aux capacités des calculateurs. Dans le cadre des études des fluides géophysiques, il est impossible d'avoir un modèle qui représente de manière parfaite la réalité des données de terrain. Bien souvent, ces modèles se contentent de reproduire les grandes lignes de la circulation et le processus de validation se base sur des comparaisons d'ordre de grandeur entre les données et les résultats numériques.

3.1. LA MAREE DU LAGON

La marée constitue un forçage important de l'hydrodynamique du lagon. Il est appliqué à la passe et c'est à cet endroit que son effet semble le plus net. Afin de tester si ces ondes sont bien représentées dans le modèle, les données de pression mesurées avec un bathygraphe en zone Zoé (figure 1.4), en juillet et août 1995, sont utilisées. L'élévation de la surface libre est calculée à partir du signal de pression.

Cette série de données est suffisamment longue pour pouvoir être traitée avec le programme TIDELE d'analyse harmonique (Happel et Mouchet 1989) fournit par l'Unité de Gestion du Modèle Mathématique de la Mer du Nord. Cette série longue permet d'extraire plus de 50 constituants de marée. Le tableau 3.1 fournit les résultats de l'analyse pour 6 des principaux constituants de la marée à Mururoa. Les amplitudes et phases de ces constituants sont comparées avec celles fournies par le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine à la passe de l'atoll de Mururoa.

L'accord entre l'analyse et les données du SHOM est excellent. L'amplitude des constituants en Zoé est légèrement plus importante que celle fournie par le SHOM à la passe. Cette différence est faible et ne dépasse pas 1,3 cm - soit 5% de l'amplitude du signal M2. L'écart sur les phases est acceptable, en particulier pour les trois constituants majeurs de la marée - M2, S2, N2. La zone Zoé étant située à 5 km au sud de la passe, la vitesse de propagation des ondes barotropes dans le lagon étant approximativement de 20 m.s⁻¹, il faut moins de cinq minutes pour que l'onde se propage depuis la passe vers la zone Zoé. Ceci explique le faible écart entre l'élévation de marée à la passe et à l'intérieur du lagon et cette comparaison constitue une bonne vérification du forçage de marée employé.

Afin de vérifier le modèle, nous utilisons les 100 premières heures de cette série de mesures. Pour cette simulation, le forçage éolien est supprimé, il n'y a pas de flux par les hoa et le lagon est supposé homogène en densité. On constate un très bon accord entre l'élévation du modèle et les données (figure 3.1). Définissons l'erreur entre les deux séries comme étant

$$E = \frac{\int |(\eta_{Zoé})_{modèle} - (\eta_{Zoé})_{mesure}| dt}{\int a_{M2} dt}, \quad (3.1)$$

	Zoé		SHOM	
	amplitude	phase	amplitude	phase
M2	0,269	344,3	0,266	347,1
S2	0,097	322,6	0,084	329,5
N2	0,061	317,6	0,067	327,7
μ2	0,010	352,4	0,009	305,5
K1	0,021	25,6	0,021	11,9
O1	0,019	54,2	0,016	48,8

Tableau 3.1: Comparaison entre l'analyse harmonique des données mesurées en Zoé et les données du SHOM à la passe. Les amplitudes sont données en mètres et les phases en degrés.

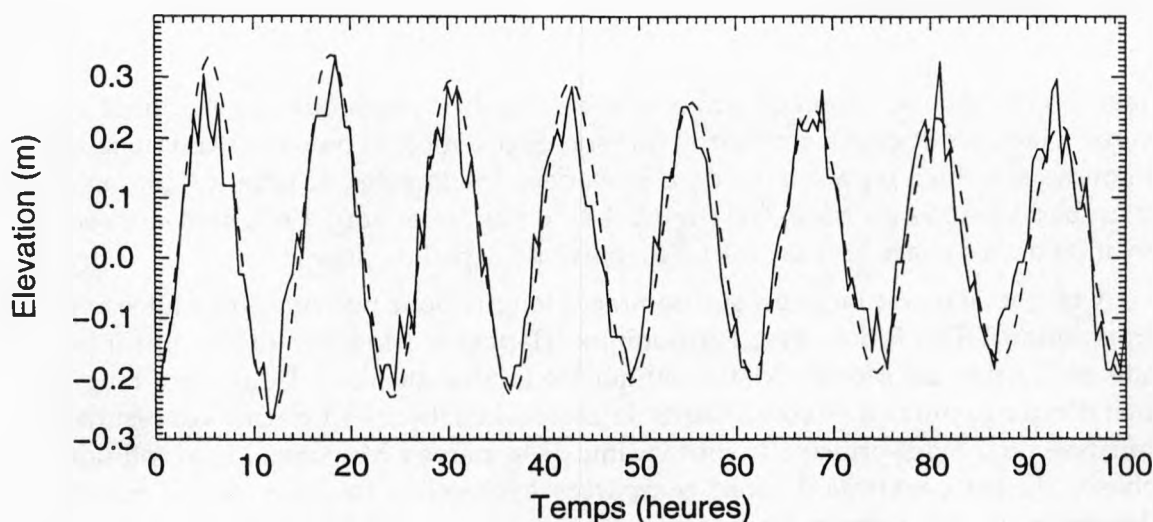


Figure 3.1: Evolution temporelle de l'élévation de la surface libre mesurée en Zoé (trait plein) et résultats du modèle au même point (tirets).

où $\eta_{zoé}$ est l'élévation de la surface du lagon en Zoé, et a_{M2} est l'amplitude de l'onde M2 fournie par le SHOM (tableau 3.1). Nous obtenons alors une erreur $E = 0,16$. Compte tenu du caractère bruité de l'enregistrement en Zoé (figure 3.1), cette valeur montre que le modèle représente convenablement la marée à l'intérieur du lagon qui elle-même est fortement conditionnée par la condition limite imposée à la passe.

Cette simulation a été conduite sans appliquer de tension à la surface du lagon. Pourtant le vent soufflait pendant la période de mesure. Sa vitesse moyenne était de 5 m.s^{-1} et sa direction changeante. La faible erreur trouvée confirme que l'effet du forçage éolien sur la mise en pente du lagon est négligeable par rapport au signal de marée. Ceci est en accord avec une de nos hypothèses de départ.

3.2. LES COURANTS EN SURFACE

Une campagne de mesures a été menée en avril 1992 dans le lagon de l'atoll de Mururoa. Elle visait à établir la structure verticale du courant. 17 profils verticaux de courant ont été mesurés. Le courantomètre à rotor était monté sur un système de bouées muni d'un contrepoids. Sous l'action de sa masse, l'appareillage descend lentement le long d'un câble, puis, après avoir largué le contrepoids en bout de câble, il remonte vers la surface. Malheureusement, compte tenu du manque de précision du courantomètre, dont le seuil de démarrage se situe à $1,9.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$, des mouvements latéraux du câble, et des faibles vitesses mesurées au milieu de la colonne d'eau, ces données ne sont pas exploitables. Seules les vitesses plus importantes, mesurées près de la surface du lagon, sont utilisées ici. Une sonde de température était également installée sur le profileur. Celle-ci va nous permettre de considérer l'effet de la stratification sur les courants observés. Enfin, le vent a été mesuré toutes les trois heures à la station météorologique de Mururoa (figure 3.2).

Le tableau 3.2 reprend l'ensemble des mesures de vitesse à la surface du lagon réalisées ces deux journées. La direction est prise par rapport au nord géographique; un courant dirigé vers l'est aura une direction de nonante degrés. Lors de ces deux

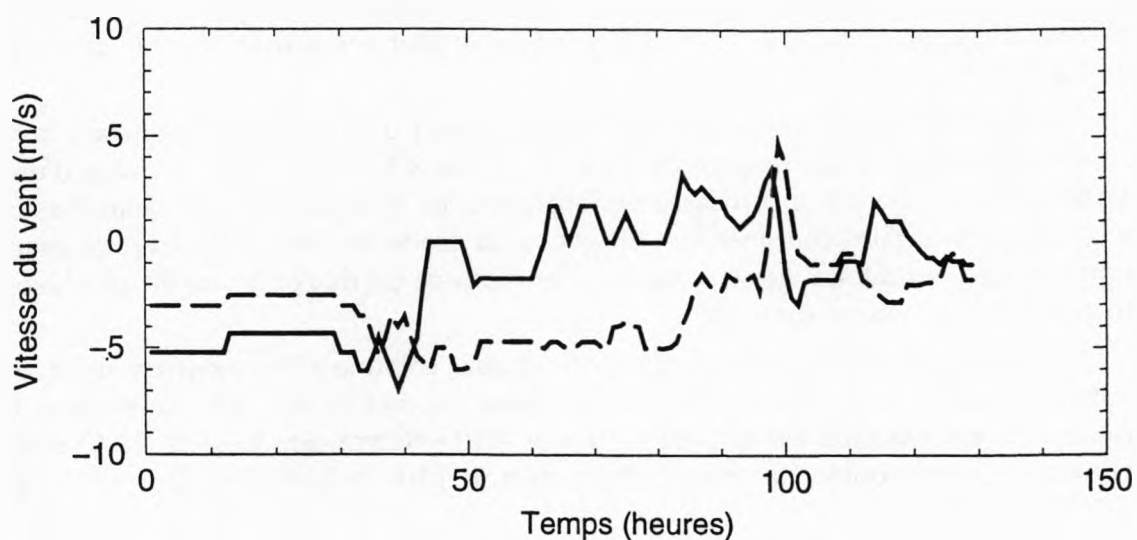


Figure 3.2: Evolution temporelle des deux composantes du vent mesurées toutes les trois heures à la station météorologique de Mururoa. Le trait plein décrit la composante ouest-est et les tirets la composante sud-nord. Le temps zéro correspond au 18/04/92 à zéro heure GMT.

Localisation	Date	profondeur (m)	Mesures		Modèle	Erreur
			vitesse (m.s ⁻¹)	direction (deg)	vitesse (m.s ⁻¹)	
HIPPO5	21/04/92 9:40	-0,5	0,106	98	0,143	0,35
HIPPO5	21/04/92 10:02	-1,5	0,106	83	0,141	0,33
B3	21/04/92 10:38	-2,5	0,103	51	0,091	0,12
B3	21/04/92 11:28	-0,1	0,119	61	0,090	0,24
B2	21/04/92 12:06	-1	0,103	115	0,091	0,12
A3	21/04/92 14:20	-1	0,120	64	0,116	0,03
A6	21/04/92 15:08	-1	0,154	57	0,100	0,35
A8	21/04/92 15:46	-2,5	0,124	56	0,057	0,54
REQ03	22/04/92 8:40	-1	0,128	205	0,053	0,59
JANIE5	22/04/92 10:02	-0,5	0,097	161	0,072	0,26
BA0	22/04/92 10:50	-1	0,134	111	0,163	0,22
BA2	22/04/92 11:38	-2	0,131	162	0,153	0,17
REQ07	22/04/92 12:28	-1,5	0,111	175	0,162	0,46
REQ06	22/04/92 13:46	-1,5	0,159	157	0,178	0,12
BA11	22/04/92 14:30	-2	0,155	118	0,104	0,33
A9	22/04/92 15:00	-0,5	0,116	148	0,077	0,34
BA13	22/04/92 15:24	-2	0,115	88	0,103	0,10
Moyenne			0,122		0,111	

Tableau 3.2: Récapitulatif des mesures réalisées en avril 1992 et résultats du modèle. La méthode de calcul de l'erreur est fournie dans le texte. Les emplacements des mesures sont repris sur la figure 3.3.

jours, le vent était faible - 3 m.s^{-1} - et provenait du nord-ouest puis du nord. Les courants de surface sont dirigés vers le nord-est le premier jour et vers le sud-est le jour suivant (figure 3.3).

Sous l'effet de la force de Coriolis, la plupart des courants de surface sont dirigés sur la gauche du forçage de surface (figure 3.4). Cependant, à cause d'une discrétisation temporelle insuffisante du forçage éolien et de la non stationnarité de ce même forçage, certains courants sont dirigés sur la droite du vent soufflant juste avant la mesure de courant. La vitesse couramment mesurée est de l'ordre de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$, soit environ 3 % de la vitesse du vent.

Les données de température mesurées dans la colonne d'eau montrent un lagon stratifié en température, stable et séparé en deux couches (figure 3.5). En surface, le gradient de température est fort, de l'ordre de $4.10^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C.m}^{-1}$. En dessous de 10 m de profondeur, par contre, la température décroît plus faiblement, de l'ordre de $1,7.10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{C.m}^{-1}$.

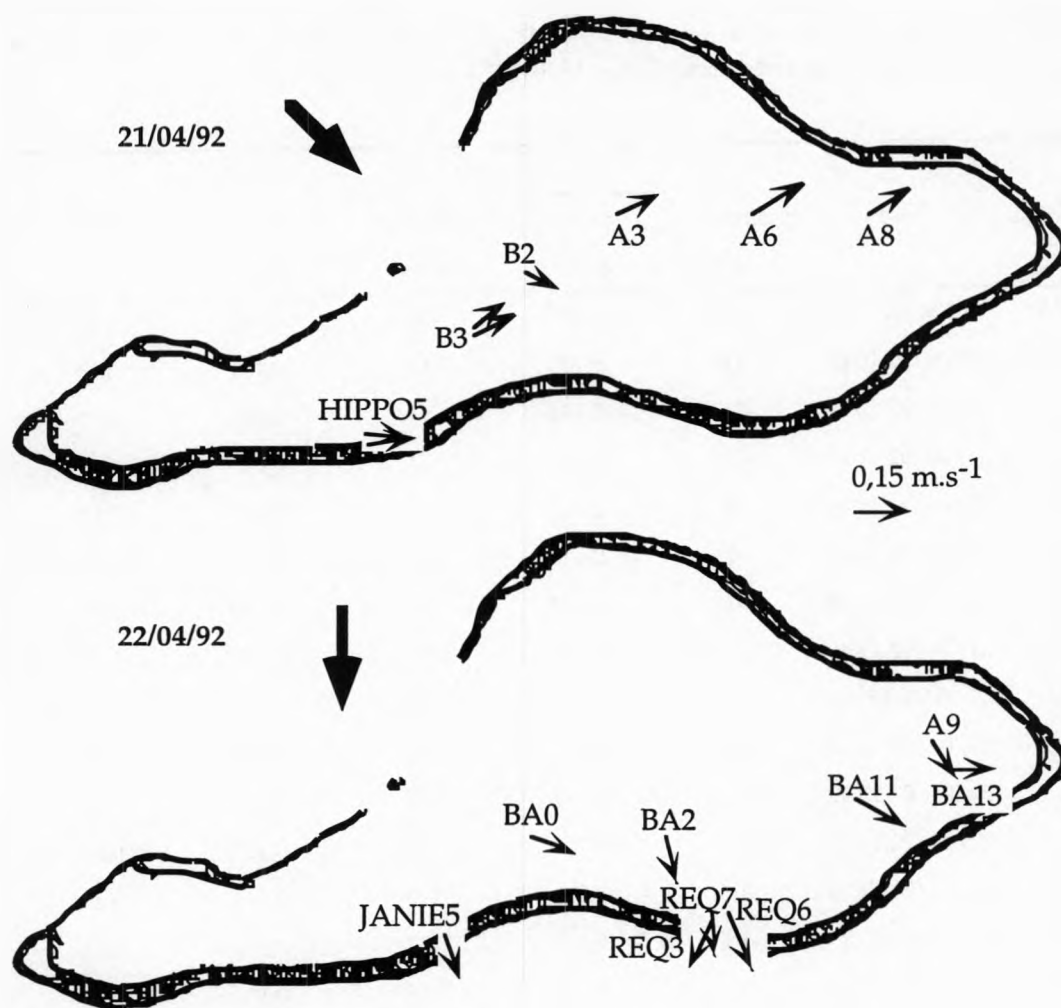


Figure 3.3: Courants mesurés les 21 et 22 avril 1992 sous la surface du lagon de l'atoll de Mururoa. Les flèches grasses indiquent la direction du vent moyen.

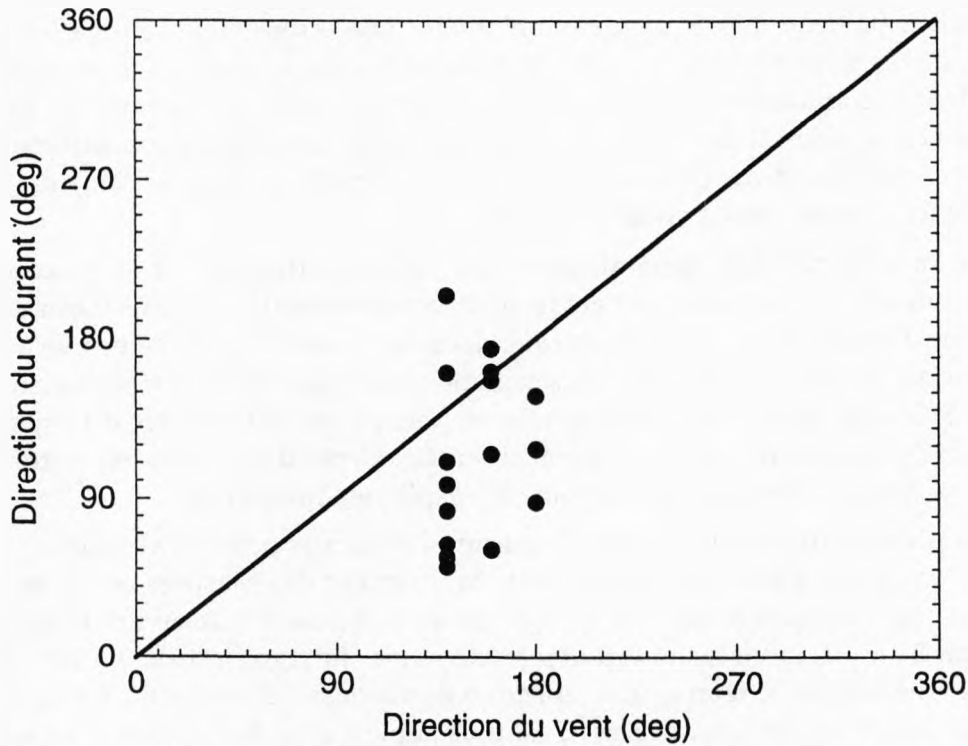


Figure 3.4: Relation entre la direction du vent et celle des courants mesurés à la surface du lagon.

Les profils de température sont similaires les deux jours de mesure. Cependant quelques variations autour de cet état moyen sont observables. En HIPPO5, point de mesure situé à l'entrée de l'appendice ouest, les températures de surface ne dépassent pas 27,25 °C et la thermocline se trouve à 20 m de profondeur. Cela montre qu'il peut exister des différences entre les masses d'eau occidentale et centrale du lagon. En se déplaçant vers la zone vie, la température de surface ainsi que la stratification en surface augmentent progressivement. On remarque un réchauffement homogène de la colonne d'eau entre le 21 et le 22 avril. En effet, la température moyenne mesurée le premier jour est de 27,10 °C et elle dépasse 27,15 °C le second jour. Si cette température est représentative de l'ensemble de la masse d'eau du lagon, et en négligeant le flux de chaleur passant par la passe, ceci représente un flux journalier de chaleur de 75 W.m⁻².

Pour notre expérience numérique, le modèle est forcé par le vent mesuré, la marée est imposée à la passe et aucun flux par les hoa n'est considéré. Comme nous venons de le voir, le lagon est stratifié en température. En accord avec ces données et en l'absence de données de flux de chaleur à la surface du lagon, le profil de température est fixé tout au long de la simulation:

$$t_e = 27,1 + 4 \cdot 10^{-2}(z + 10) \quad \text{si } z > -10 \text{ m}, \quad (3.2 \text{ a})$$

$$t_e = 27,1 + 1,7 \cdot 10^{-3}(z + 10) \quad \text{sinon.} \quad (3.2 \text{ b})$$

La salinité étant fixée à 36‰, le carré de la fréquence de Brunt-Väisälä vaut 1,3.10⁻⁴ s⁻² dans les dix premiers mètres de la colonne d'eau et 5,3.10⁻⁶ s⁻² au dessous. Les vitesses instantanées sont calculées au milieu de la maille de surface, c'est à dire une demi maille sous la surface du lagon. Le modèle produit des vitesses du même ordre de grandeur que celles mesurées et des directions légèrement différentes (tableau 3.2) (figure 3.6). Si nous définissons l'erreur comme étant le rapport entre la différence des

vitesse mesurées et calculées et la vitesse mesurée, nous constatons que cette erreur est très faible (tableau 3.2). Seuls deux points ont une erreur supérieure à 50% et la moyenne des erreurs est de 27%. Cette dernière valeur est similaire à l'erreur relative globale définie comme étant le rapport entre la moyenne des écarts entre les vitesses mesurées et calculées et la vitesse moyenne mesurée. La formulation utilisée pour calculer le coefficient de frottement en surface (Smith et Banke 1975) est donc acceptable ici pour les faibles vitesses de vent.

Le modèle produit généralement des courants dirigés sur la gauche des courants mesurés. Les mesures ont été réalisées au sommet de colonnes d'eau dont la profondeur dépasse 40 m. Pour cette profondeur, la vitesse calculée se trouve à 1,5 m sous la surface du lagon, c'est à dire plus profondément que certains emplacements des mesures. Si le courant tourne vers la gauche en s'éloignant de la surface du lagon, ceci peut expliquer les différences de direction observées. Cependant, celles rencontrées par exemple en A6, A8, A9 et B2 doivent pouvoir s'expliquer autrement.

En plus des inévitables erreurs de mesures, ces écarts peuvent s'expliquer par le manque de précision des données de vent. Au moment des mesures en A6 et A8 le vent tourne en quelques heures du nord-ouest au sud puis à l'est. Avant la première mesure du 21 avril, la viscosité turbulente moyenne du lagon est de $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Pour une telle valeur, le temps caractéristique de réponse du courant à 1,5 m sous la surface est de l'ordre de deux heures. C'est plus faible que la discrétisation temporelle du forçage et les variations rapides de la direction du vent peuvent expliquer ces différences.

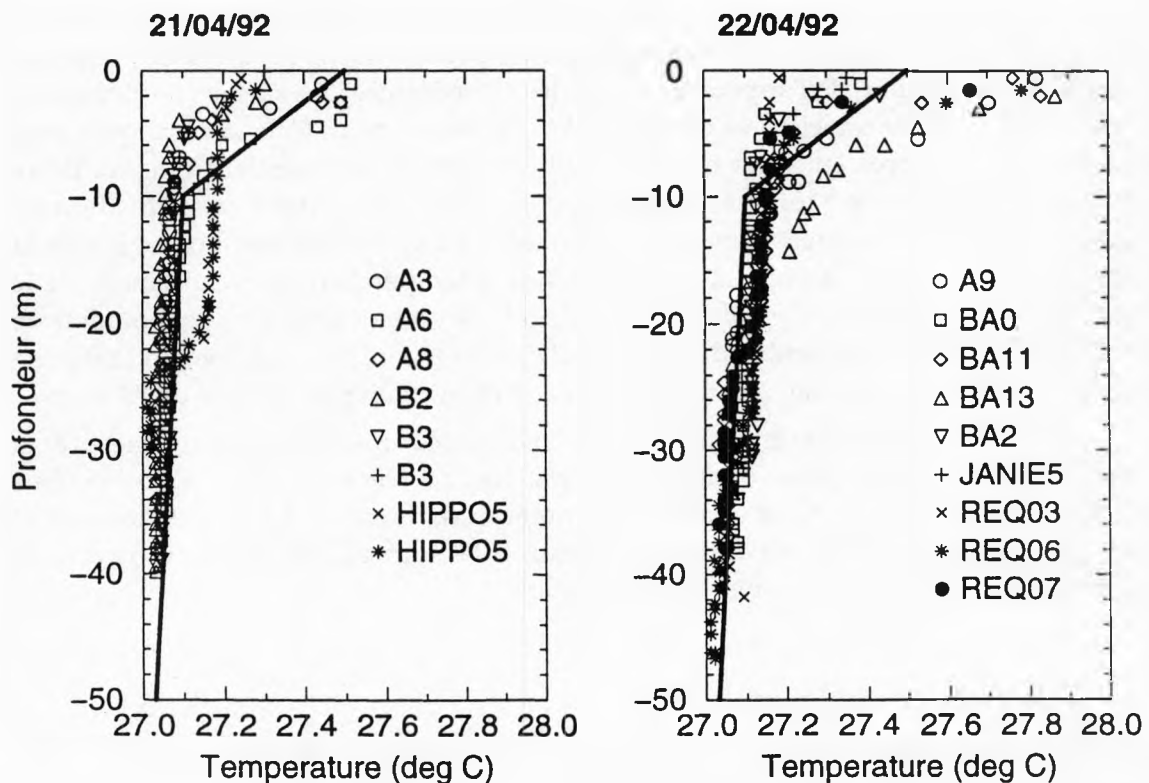


Figure 3.5: Profils verticaux de températures mesurés les 21 et 22 avril 1992. Le trait gras correspond au profil de température utilisé par le modèle.

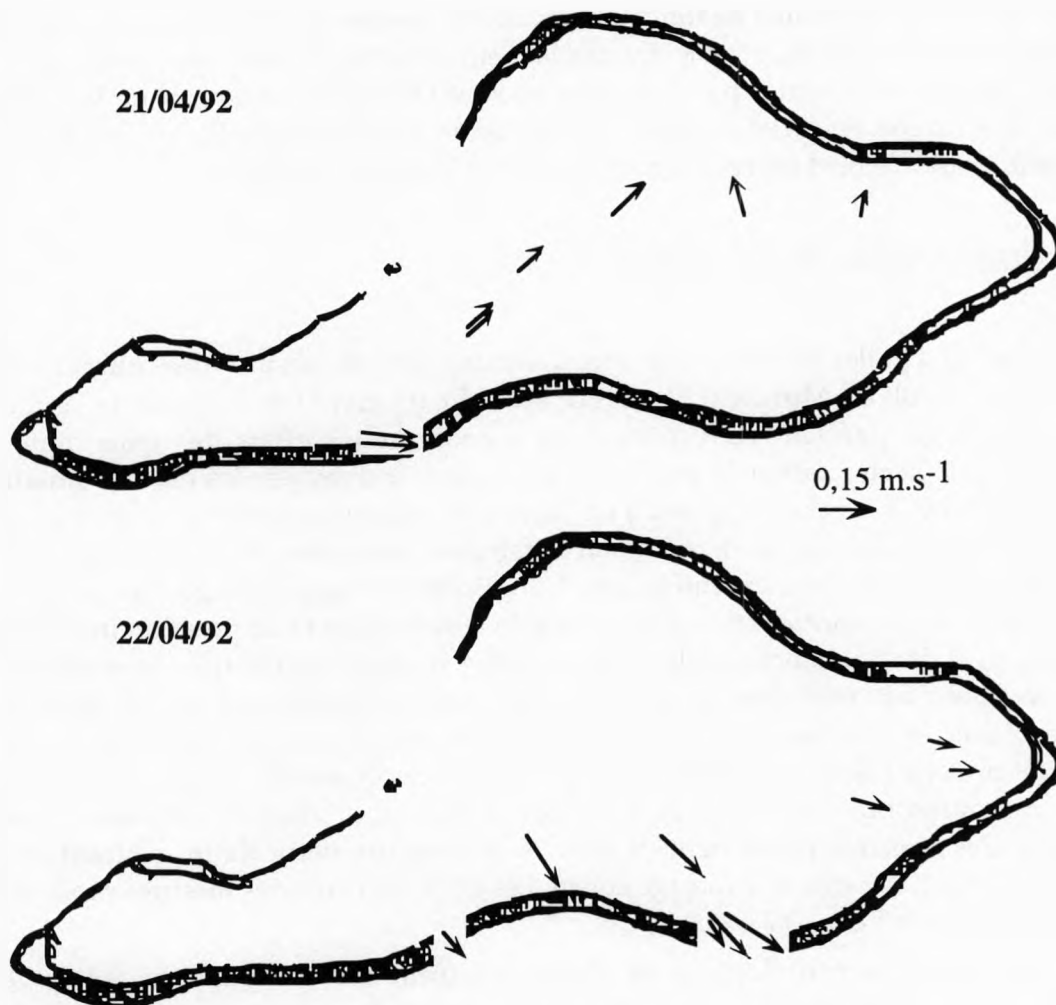


Figure 3.6: Courants calculés pour les 21 et 22 avril 1992 au milieu de la maille de surface.

Enfin, durant la période des mesures, le vent provient du nord-ouest. Pour une longueur d'action suffisamment grande, il produit une houle océanique qui peut librement entrer dans la lagon par la large passe de l'atoll. Cette houle peut modifier sensiblement la mesure du courant en surface. Elle peut aussi avoir une influence sur la diffusion turbulente au sommet de la colonne d'eau en modifiant les courants de surface (Anis et Moum 1995). Le modèle ne tient pas compte de tels effets.

Le modèle représente bien les effets des variations journalières du forçage éolien sur les courants de surface. Le 21 avril, sous l'action du vent de nord-ouest, les courants sont dirigés principalement vers le nord-est. Le lendemain, par un vent de nord, ils sont dirigés vers le sud-est.

Une simulation additionnelle a été menée afin d'étudier les effets sur les courants à la surface de la stratification imposée. Pour cette simulation un profil homogène de la température est imposé. Cette expérience ne reproduit pas les vitesses observées et fournit des vitesses beaucoup plus faibles que dans l'expérience avec stratification. Ainsi, la vitesse moyenne aux points de mesure est de $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$, soit un ordre de grandeur en dessous de la vitesse calculée précédemment. Sans stratification, sous l'effet du flux de quantité de mouvement à l'interface air-lagon, la viscosité turbulente est importante. Avant la première mesure en HIPPO5, la viscosité turbulente moyenne du lagon est de $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Ainsi, le cisaillement vertical est

faible. Par contre, pour une stratification stable, la turbulence est inhibée et la viscosité verticale est beaucoup plus faible. Le cisaillement vertical peut être beaucoup plus fort et des vitesses horizontales plus importantes sont obtenues au sommet de la colonne d'eau. Il est donc essentiel de tenir compte de la stratification, dès que celle-ci est disponible, afin de bien représenter les courants à la surface du lagon.

3.3. LA STRUCTURE VERTICALE DU COURANT

Du 15 juin au 4 juillet 1995 s'est déroulée une campagne de mesures des courants dans le lagon de l'atoll de Mururoa. Elle visait à établir un état hydrologique de la masse d'eau du lagon pendant cette période et à analyser les effets des trois moteurs principaux de la circulation: la marée, le vent et le flux d'eau par les hoa. La situation normale d'hiver austral correspond à un lagon très faiblement stratifié et un débit aux hoa maximum. L'effet de la stratification se fait donc moins sentir qu'en été, période à laquelle le débit aux hoa est minimum. L'ensemble de l'appareillage mis en oeuvre comprenait des courantomètres, des sondes de température et de pression installées à la passe, près des hoa fonctionnels et sur le platier ennoyé. Ces données correspondent aux conditions aux frontières du domaine. Elles sont complétées par des observations sur le platier et des estimations des courants pénétrant dans le lagon par les hoa. L'intérêt principal de la mission portait sur les mesures de profils verticaux de courant avec un courantomètre à effet Doppler (ou ADCP pour *Acoustic Doppler Current Profiler*). Ces mesures permettent de décrire la structure verticale du courant et ses variations avec la marée et le forçage éolien. Les emplacements des mesures reprises ici se trouvent sur la figure 3.7.

La station météorologique de Mururoa fournit des données horaires de vent pendant la durée de la mission. Au début, il provient du sud-est avec une vitesse de 7 m.s^{-1} . Durant la période des mesures, il tourne dans le sens anti-horaire (figure 3.8). Les 21 et 22 juin, un fort coup de vent du nord-ouest et de vitesse 14 m.s^{-1} aborde l'atoll. Cette situation reste stable deux jours et ne permet pas de sortir en mer. Pendant ce temps, une forte houle pénètre par la passe dans le lagon et le platier récifal est

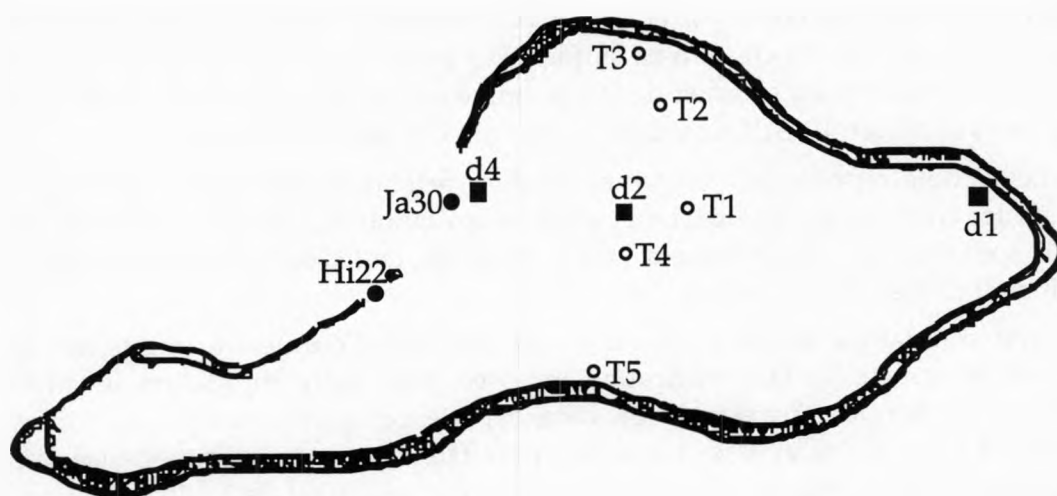


Figure 3.7: Localisation des points de mesure en juin 1995. Les carrés pleins représentent les emplacements des mesures avec l'ADCP, les ronds vides correspondent aux mesures de température et les ronds pleins aux mesures de courant dans la passe.

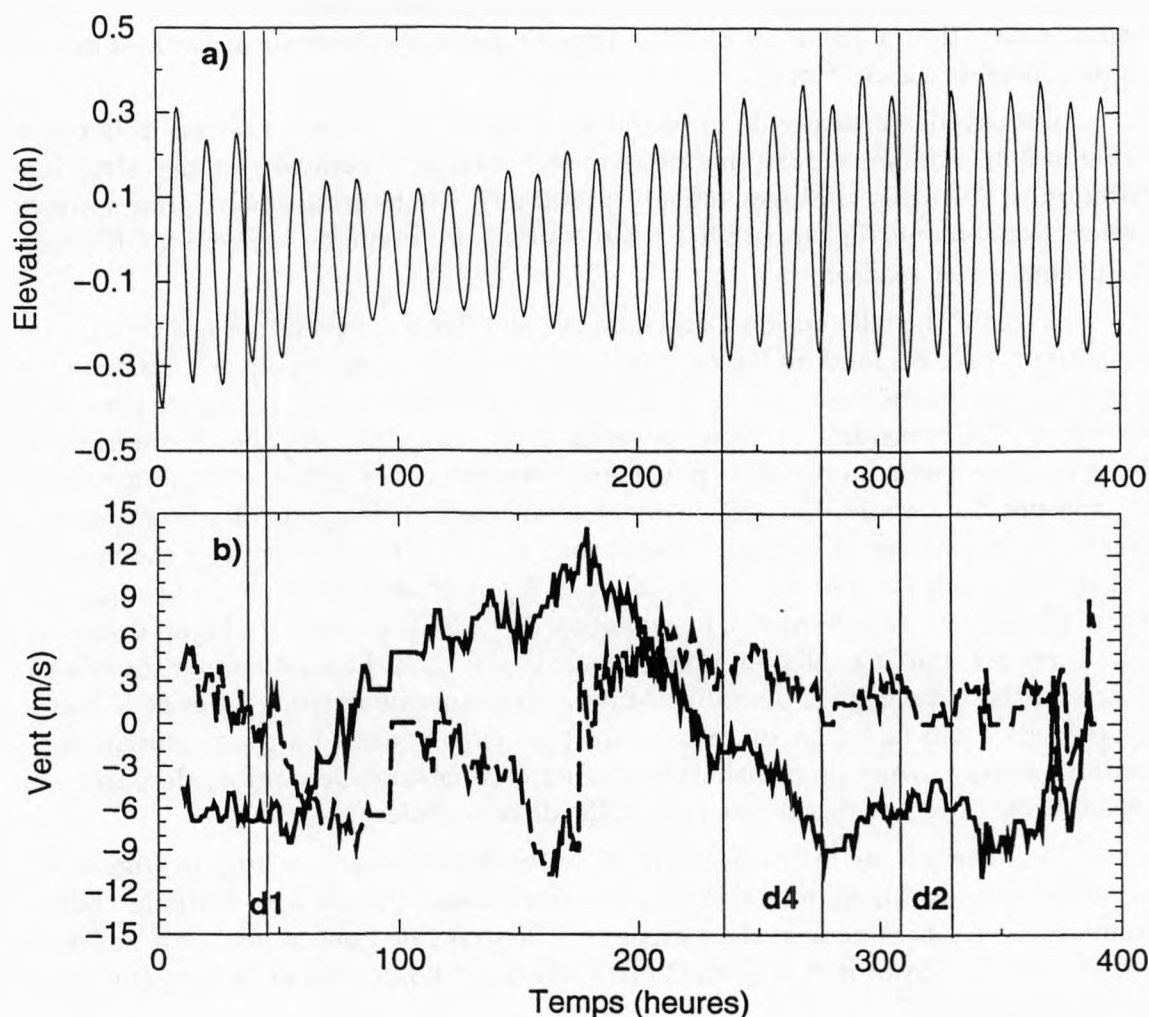


Figure 3.8: Evolutions temporelles a) du forçage de marée et b) des composantes du vent mesuré à Mururoa. Le trait plein désigne la composante ouest-est et les tirets la composante sud-nord. L'origine de l'échelle temporelle correspond au 15/06/95 à zéro heure GMT. Les traits verticaux désignent les périodes de mesure avec l'ADCP.

presque totalement submergé. En quelques jours le vent de sud-est se rétablit et sa vitesse décroît. A la fin de la mission, le 30 juin, le vent passe brusquement au nord pendant quelques heures. La plupart des profils Doppler ont été réalisés par un vent d'est ou du sud-est.

Le principe de la mesure Doppler correspond à l'envoi d'une onde acoustique d'environ 600 kHz dans le milieu marin. Les particules en suspension dans l'eau - phytoplancton, zooplancton ... - diffusent et absorbent ce signal. Une partie de l'onde incidente se diffuse en sens inverse. Cette rétrodiffusion s'accompagne d'un décalage en fréquence par effet Doppler. Le décalage est représentatif de la vitesse des particules. Un certain nombre de sources d'erreur peuvent entacher la mesure. Le rapport signal sur bruit décroît avec la distance à l'ADCP car l'énergie transmise est atténuée. Ainsi la précision de la mesure diminue avec la distance à l'appareil. Le pouvoir réverbérant dépend de la concentration en particules dans l'eau. Ainsi, le manque de matières en suspension empêche la rétrodiffusion. Cela peut être le cas de l'eau pauvre présente à la surface de l'océan autour de la Polynésie Française. Les caractéristiques de l'estimateur de fréquence utilisé - estimateur *Pulse-Pair* - ne sont pas

optimales pour un courant fortement cisailé et fortement turbulent. Enfin, le bruit instrumental - thermique, électronique - impose que la précision sur le courant mesuré est de l'ordre de $1,25.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$.

Les profils verticaux de vitesse dans le lagon ont été mesurés en trois points (tableau 3.3). Par leurs positions nous avons cherché à caractériser des situations différentes. D'autres mesures ont été planifiées. Malheureusement, une série de dysfonctionnements de l'appareillage, qui était un prototype de la firme MORS, n'ont pas permis de les réaliser.

L'ADCP, installé au fond du lagon sur son trépied, ne permet pas de mesurer les courants près du fond du lagon. En effet, il existe une zone aveugle de 1,5 m devant l'appareil qui lui même a une taille de 1 m. Un problème similaire existe près de la surface. L'ADCP mesure la vitesse moyenne dans des cellules régulièrement espacées sur la colonne d'eau. La cellule la plus haute peut percer la surface rendant impossible une mesure du courant dans cette zone. De plus, le fort cisaillement existant dans la couche de surface et la faible précision loin de l'ADCP perturbent grandement la mesure. Les résultats sont donc inexploitable à proximité immédiate de la surface du lagon. Malgré ces inconvénients, l'installation de l'ADCP au fond du lagon tirant vers le haut est préférable à celle où, tirant vers le bas, il serait lié à un bateau soumis aux mouvements de tangage et de roulis. Afin de distinguer un éventuel effet de la marée, le profileur a été laissé en place pendant plusieurs heures. La programmation du courantomètre permet de choisir la fréquence des mesures, le nombre de points sur une verticale - nombre de cellules - et la taille de ces cellules.

Des mesures de la température réalisées dans le lagon le 19 juin (figure 3.7) montrent une stratification stable de la colonne d'eau (figure 3.9). Dans les quinze premiers mètres près de la surface existe une thermocline dont la pente est de l'ordre de $10^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C.m}^{-1}$. Plus profondément, la masse d'eau est homogène et sa température est de l'ordre de $24,7 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Pour notre expérience numérique, le modèle est forcé par le vent mesuré. La marée est imposée à la passe. Aucun flux par les hoas n'est considéré. En accord avec les données, le profil de température est fixé tout au long de la simulation:

$$t_e = 24,84 + 1,067.10^{-2} \times z \quad \text{si } z > -15 \text{ m}, \quad (3.3 \text{ a})$$

$$t_e = 24,6 \quad \text{sinon.} \quad (3.3 \text{ b})$$

Il est certain que les mesures de température du 19 juin ne peuvent caractériser toute la période de simulation. Le fort coup de vent des 21 et 22 juin a certainement homogénéisé la colonne d'eau. Cependant, cette mesure est la seule mesure disponible

Localisation	Période de mesure	Pas de temps	Nombre de niveaux	Taille des cellules
d1	16/06/95 08:36 - 16/06/95 17:21	900 s	5	4 m
d2	27/06/95 16:14 - 28/06/95 14:44	600 s	13	2 m
d4	24/06/95 15:08 - 26/06/95 07:58	600 s	9	2 m

Tableau 3.3: Récapitulatif des mesures réalisées avec l'ADCP en juin 1995.

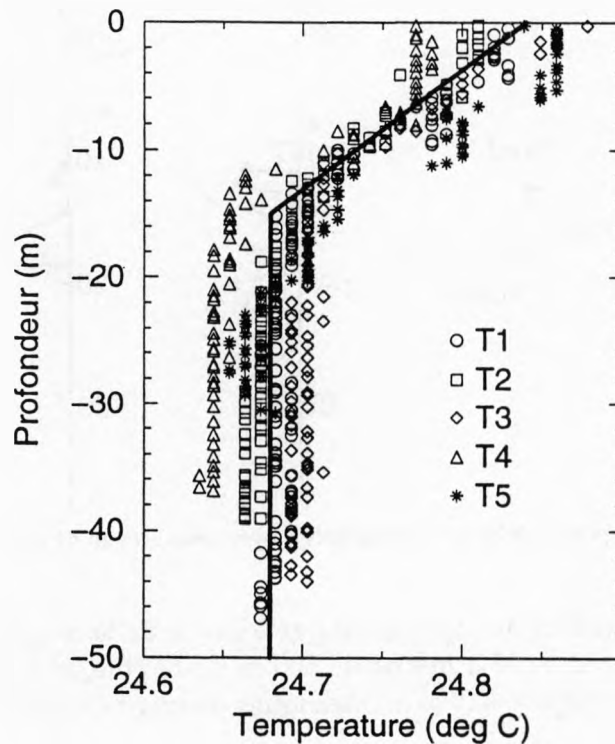


Figure 3.9: Profils verticaux de températures mesurés le 19 juin 1995. Le trait gras correspond au profil de température utilisé par le modèle.

et le flux de chaleur à l'interface air-mer peut rapidement produire la thermocline observée dans les quinze premiers mètres de la colonne d'eau. La salinité est fixée à 36‰. Ainsi, en surface, le carré de la fréquence de Brunt-Väisälä vaut $3,1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-2}$.

3.3.1. Profil d1 du 16 juin 1995

Ce profil a été réalisé à l'extrémité est du lagon, près de la zone vie. L'ADCP a été programmé pour une mesure avec cinq cellules de 4 m de haut et une fréquence de tir de 15 minutes. Le courant est intégré sur une minute. Loin de la passe et des hoa les effets de la marée et du flux par les hoa sont faibles. Il ne semble pas nécessaire de laisser le courantomètre en place trop longtemps. La mesure dure moins de neuf heures. Pendant ce temps, le vent est passé de sud-est à est et il se stabilise à une vitesse de 7 m.s^{-1} .

La tension moyenne exercée par le vent au cours de la période de mesure est dirigée vers l'ouest et son module est de l'ordre de $6,62 \cdot 10^{-2} \text{ N.m}^{-2}$. Le profil moyen des vitesses mesurées (figure 3.10) montre une rotation sur la gauche des courants au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans la colonne d'eau³. Cependant, le courant moyen

³ Pour le reste de cet exposé, l'axe x désigne l'axe ouest-est orienté positivement vers l'est et l'axe y désigne l'axe sud-nord orienté positivement vers le nord. u désigne la composante ouest-est du courant et v est la composante sud-nord.

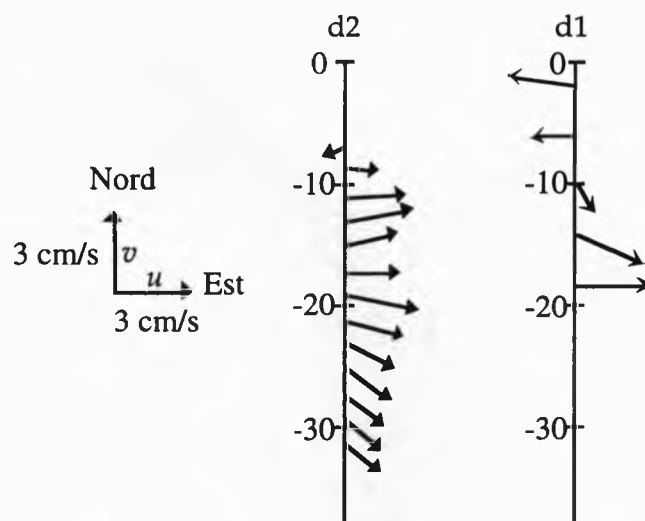


Figure 3.10: Profils de courants moyens mesurés en d1 et d2.

mesuré 2 m sous la surface du lagon est dirigé à droite de la tension de vent moyenne. Le courantomètre étant situé à moins de 500 m de la côte, des interactions entre le forçage éolien et les irrégularités bathymétriques peuvent expliquer ce comportement particulier.

En accord avec la circulation de renversement décrite par von Arx (1948), nous remarquons la présence de deux couches distinctes. Près de la surface les courants sont dirigés vers le centre du lagon et leur vitesse est de l'ordre de $2,6 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$. Par contre, plus profondément, le courant va dans la direction inverse et son module est de l'ordre de $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$. Le cisaillement vertical du courant est lié au flux de quantité de mouvement à l'interface air-mer. Une grandeur caractéristique de ce cisaillement est la fréquence de Prandtl. Le calcul de la valeur moyenne de cette fréquence, basé sur les vitesses moyennes enregistrées à chaque niveau (tableau 3.4), fournit une valeur de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Cette valeur est très similaire à la fréquence de Brunt-Väisälä imposée.

L'écart type sur la valeur de la vitesse correspond aussi bien aux variations haute fréquence - principalement dues aux erreurs de mesure - qu'aux variations à basse fréquence causées par les variations du forçage. La précision de l'ADCP est du même ordre de grandeur que la mesure de la vitesse du courant, et les données

z (m)	u (10^{-2} m.s^{-1})		v (10^{-2} m.s^{-1})	
	moyenne	écart type	moyenne	écart type
-2	-2,14	0,59	1,51	1,39
-6	-1,37	0,44	0,59	0,95
-10	-0,07	1,00	-0,47	0,89
-14	0,97	1,66	-0,82	0,75
-18	1,35	1,91	-0,16	0,60

Tableau 3.4: Statistiques sur les vitesses mesurées en d1. u désigne la composante ouest-est du courant et v sa composante sud-nord.

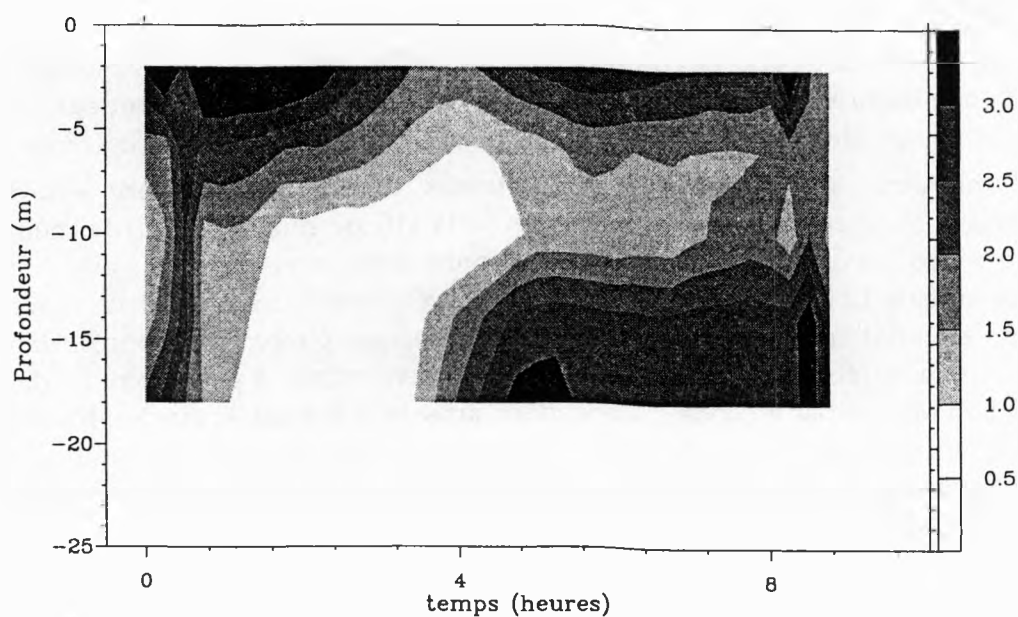


Figure 3.11: Evolution temporelle de la vitesse (10^{-2} m.s^{-1}) du courant mesurée en d1.

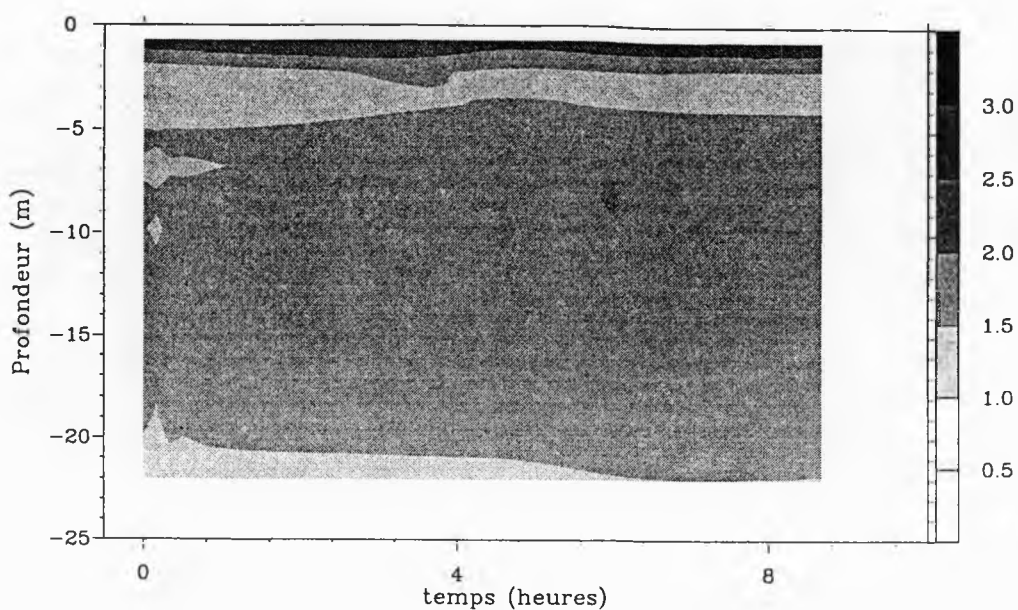


Figure 3.12: Evolution temporelle de la vitesse (10^{-2} m.s^{-1}) du courant calculée en d1.

présentées ici doivent être utilisés avec de grandes précautions. Cependant, de telles données permettent tout de même de mettre en évidence la circulation de renversement dans le lagon et ne doivent pas être délaissées. Enfin, les vitesses instantanées sont plus importantes que leurs moyennes, réduisant ainsi le rapport signal sur bruit.

Comme les directions simulées et mesurées sont très différentes, nous ne traiterons ici que de la vitesse du courant sans tenir compte de ses deux composantes.

Les résultats de la mesure montrent une forte variation de celle-ci au cours du temps et particulièrement au fond du lagon (figure 3.11). Le modèle ne reproduit pas cette variation (figure 3.12), mais il produit bien un courant maximal à la surface et au fond du lagon. Ce sont les deux couches de surface et de fond qui existent dans le modèle et *in situ*. La zone où la vitesse est la plus faible se situe vers 3 m de profondeur. Les mesures font apparaître une telle zone beaucoup plus marquée et localisée vers -8 m.

La moyenne sur l'ensemble des vitesses du courant mesuré est de $1,44.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$. Si nous calculons la moyenne de la vitesse modélisée sur la même période de temps et sur la même partie de la colonne d'eau, nous obtenons alors une vitesse moyenne de $1,60.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$. Si les vitesses moyennes mesurées et calculées sont semblables, les variations verticales sont, par contre, beaucoup moins prononcées dans le modèle. Cette différence pourrait être due aux phénomènes à petite échelle déjà évoqués et non résolus par le modèle. Cependant, aussi bien le modèle que les données mettent en évidence l'existence des deux couches dont les courants sont dans des directions opposées. Le modèle est donc qualitativement en accord avec les données, mais l'accord quantitatif est beaucoup plus faible.

3.3.2. Profil d2 du 27 au 28 juin 1995

Le profil est localisé dans le centre du lagon. Il est situé loin de la pente interne et ne semble pas influencé par la côte. Cette mesure doit permettre de caractériser le profil vertical de courant pour l'ensemble de la partie centrale du lagon, c'est-à-dire pour une très grande partie de son volume. L'ADCP a été programmé pour une mesure avec des cellules de 2 m de hauteur et une fréquence de tir de 10 minutes. Le courant est intégré sur 2 minutes. Au cours des 22 heures d'acquisition, le vent provient du sud-est et faiblit. A la fin, il passe à l'est et sa vitesse est de 6 m.s^{-1} . Comme cette partie du lagon est la plus profonde - entre 40 et 50 m -, il se pose un problème lié à la précision de l'ADCP qui diminue avec la distance à l'appareil et avec le cisaillement. Les mesures proches de la surface, où le cisaillement vertical est maximal, ont été supprimées de la série de données.

La tension moyenne exercée par le vent à la surface du lagon durant la période de mesure est de $3,9.10^{-2} \text{ N.m}^{-2}$. Elle est dirigée principalement vers l'ouest. Le profil moyen montre un courant tournant dans le sens anti-horaire de la surface vers le fond du lagon (figure 3.10) (tableau 3.5). Comme dans le profil précédent, deux couches sont mises en évidence: une couche de surface et une couche de retour. En raison du fort éloignement du courantomètre et du fort cisaillement, la couche de surface dirigée dans l'axe du vent est mal représentée. Par contre, la couche de retour est beaucoup plus visible. Dans cette dernière la vitesse est de l'ordre de $2.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$ et le cisaillement vertical est faible - de l'ordre de 10^{-3} s^{-1} . La vitesse maximale enregistrée est de $2,7.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$ à -13 m. Tout au fond de la colonne d'eau, en dessous de -23 m, le courant est homogène et dirigé vers le sud-est. A cette profondeur la circulation semble être découplée de la circulation dans la couche superficielle.

Le modèle reproduit parfaitement les variations de la composante u du courant en ce point au cours de la période de mesure (figures 3.13 et 3.14). Au début, cette vitesse est homogène entre -10 m et le fond du lagon. En accord avec la couche de retour bien visible par vent d'est, cette vitesse est positive, de l'ordre de $3.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$.

z (m)	u (cm.s-1)		v (cm.s-1)	
	moyenne	écart type	moyenne	écart type
-7	-0,77	2,02	-0,98	1,72
-9	1,70	1,79	-0,23	1,27
-11	2,55	1,84	0,03	1,27
-13	2,67	1,72	0,56	1,24
-15	1,81	1,88	0,53	1,41
-17	1,49	2,05	0,17	1,48
-19	1,90	2,14	-0,13	1,64
-21	1,58	1,99	-0,06	1,63
-23	1,06	1,96	-0,36	1,78
-25	0,68	2,14	-0,67	1,73
-27	0,81	1,62	-0,66	1,87
-29	0,84	1,59	-0,64	1,92
-31	0,61	2,05	-0,64	2,18

Tableau 3.5: Statistiques sur les vitesses mesurées en d2.

Sous l'effet du forçage de marée, une légère intensification a lieu 6 heures après le début de la mesure entre 10 et 30 m de profondeur. A cet instant, la marée est montante et la composante u de la vitesse à -7 m est positive aussi bien dans les données que dans les résultats du modèle. Après 10 heures d'acquisition, toujours sous l'effet de la marée, cette composante de la vitesse décroît fortement en dessous de -15 m pour devenir négative. Enfin, à la fin de la mesure, elle redevient positive sur une grande partie de la colonne d'eau. Le modèle reproduit très bien une intensification de u qui se déroule principalement vers 10 m de profondeur où la vitesse du courant dépasse $6.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$.

Pour la composante v du courant - transversale à la direction moyenne du vent - la vitesse mesurée est très faible, inférieure à $2.10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$. Le modèle produit des vitesses du même ordre de grandeur. Mais, il ne reproduit pas de manière satisfaisante les faibles variations de cette composante. La profondeur à laquelle cette composante s'annule semble être située vers -10 m dans les données. Elle est un peu plus profonde, entre -10 et -15 m, dans le modèle. Au fond du lagon, v est positive dans le modèle. Les données montrent un composante v de la vitesse négative à proximité du fond du lagon. La différence entre les données et le modèle pourrait s'expliquer par l'existence d'une troisième couche au fond non liée au forçage éolien et que le modèle n'arrive pas à reproduire.

BIBLIOTHEQUE DES SCIENCES BRAGUES
8 Place des Sciences
1348 LOUVAIN-LA-NEUVE Belgique

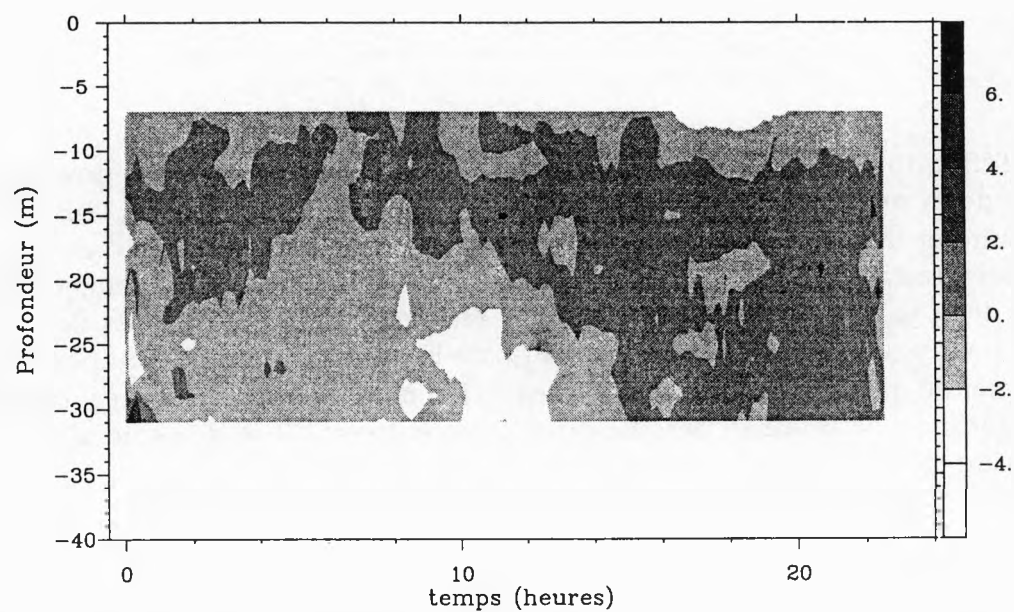
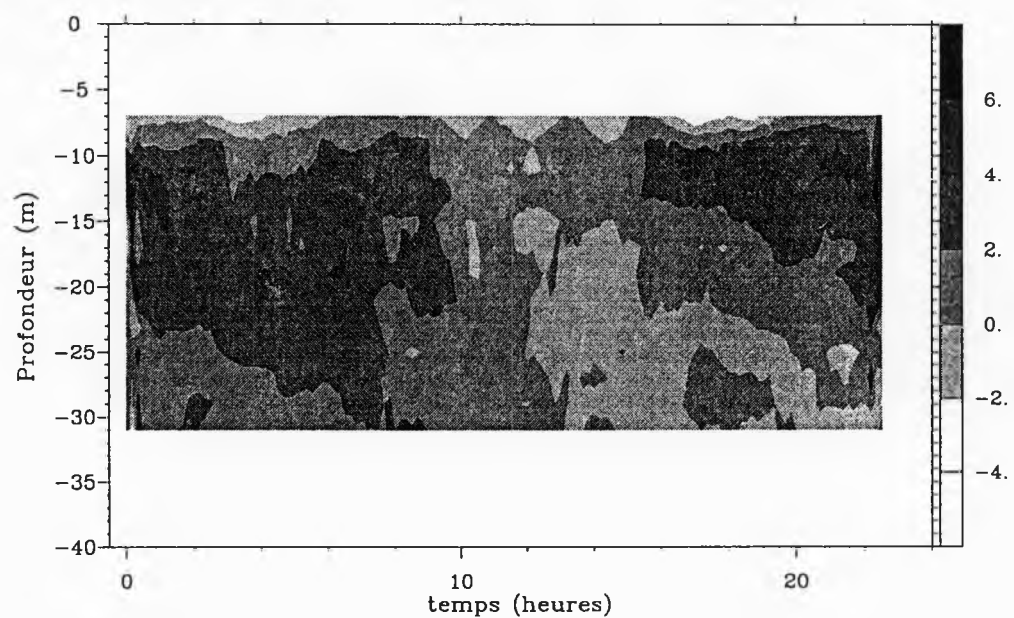


Figure 3.13: Evolutions temporelles des composantes u (en haut) et v (en bas) de la vitesse (10^{-2} m.s^{-1}) mesurée en d2.

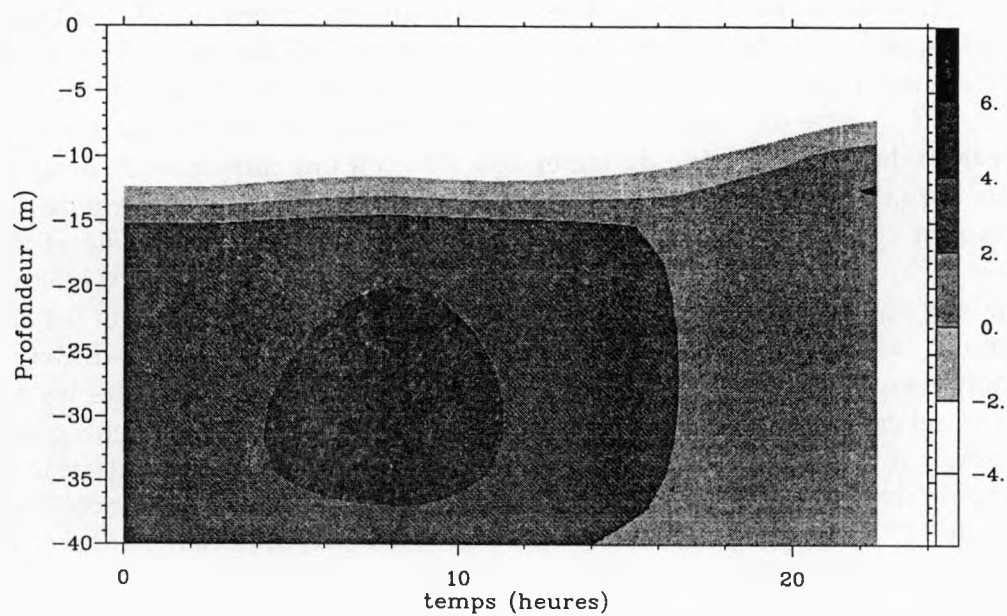
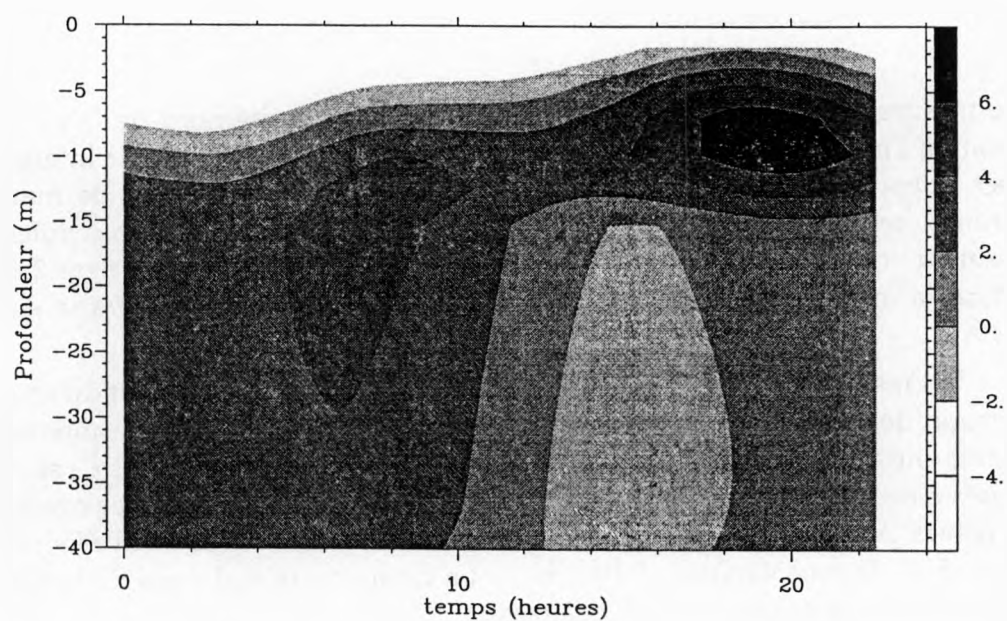


Figure 3.14: Evolutions temporelles des composantes u (en haut) et v (en bas) de la vitesse (10^{-2} m.s^{-1}) calculée en d2.

3.3.3. Profil d4 du 24 au 26 juin 1995

Cette mesure a été faite à un kilomètre à l'est de l'extrémité nord de la passe. A un endroit où l'influence de la marée pourrait être importante. Il est donc intéressant de laisser le courantomètre à effet Doppler pendant plusieurs cycles de marée, soit environ 41 heures. L'ADCP a été programmé pour une mesure avec des cellules de 2 m de hauteur et une fréquence de tir de 10 minutes. Le courant est intégré sur 2 minutes. Pendant la mesure, le vent tourne du sud au sud-est et sa vitesse varie entre 5 et 7 m.s⁻¹.

Les résultats de la mesure montrent que la composante ouest-est du courant est barotrope, fortement modulée par la marée (figure 3.15). A marée montante, les courants entrant les plus importants - dont la vitesse dépasse 6.10⁻² m.s⁻¹ - se trouvent localisés dans la partie haute de la colonne d'eau. Plus profondément, les courants sont plus faibles. A marée descendante, le courant sortant maximum se trouve localisé entre -10 et -15 m. Il peut dépasser 8.10⁻² m.s⁻¹. La composante sud-nord de la vitesse est plus bruitée et les vitesses sont plus faibles.

Le modèle produit une composante ouest-est du courant qui varie de manière importante avec la marée (figure 3.16). Le courant maximum simulé est légèrement plus important que celui mesuré. Le changement de direction du courant à l'étalement de marée est très rapide et l'accélération maximale du courant simulé est de l'ordre de 4.10⁻⁶ m.s⁻². A titre de comparaison cette accélération correspondrait à un gradient d'élévation de la surface libre du lagon de 4.10⁻⁵, soit une différence d'élévation de la surface libre de 0,6 m depuis la passe jusqu'à la zone vie. Ce changement de direction du courant correspond bien à l'étalement de marée basse dans le modèle et dans les données. Par contre, les données montrent un décalage entre la marée haute et le retour aux courants sortants. Le modèle ne reproduit pas ce retard et les courants maximum sont décalés entre le modèle et les données. Cette différence de comportement pourrait s'expliquer par une différence de densité entre les eaux du lagon et celles de l'océan. Une sonde de température placée en Ja30 enregistre à cet instant une différence de température de 0,2 °C entre l'eau chaude de l'océan et l'eau plus froide du lagon. Cette différence de température peut induire une accélération de l'ordre de 10⁻⁶ m.s⁻². Une telle force pourrait avoir un effet important sur les courants à la passe et expliquer le retard enregistré à marée haute, c'est-à-dire lorsqu'une eau chaude, d'origine océanique, se trouve dans le lagon. Une version future du modèle devrait pouvoir tenir compte de ces phénomènes.

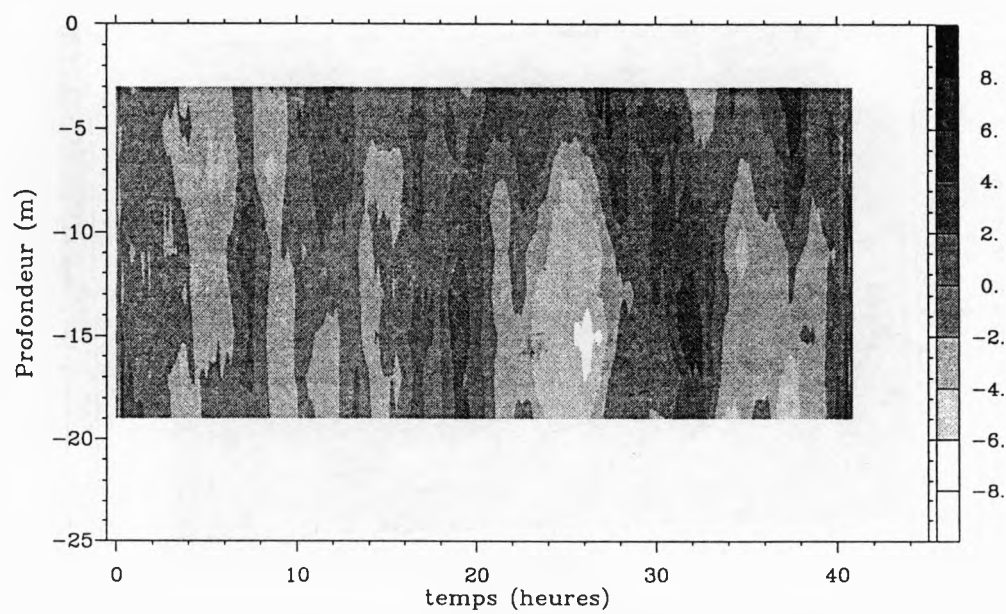
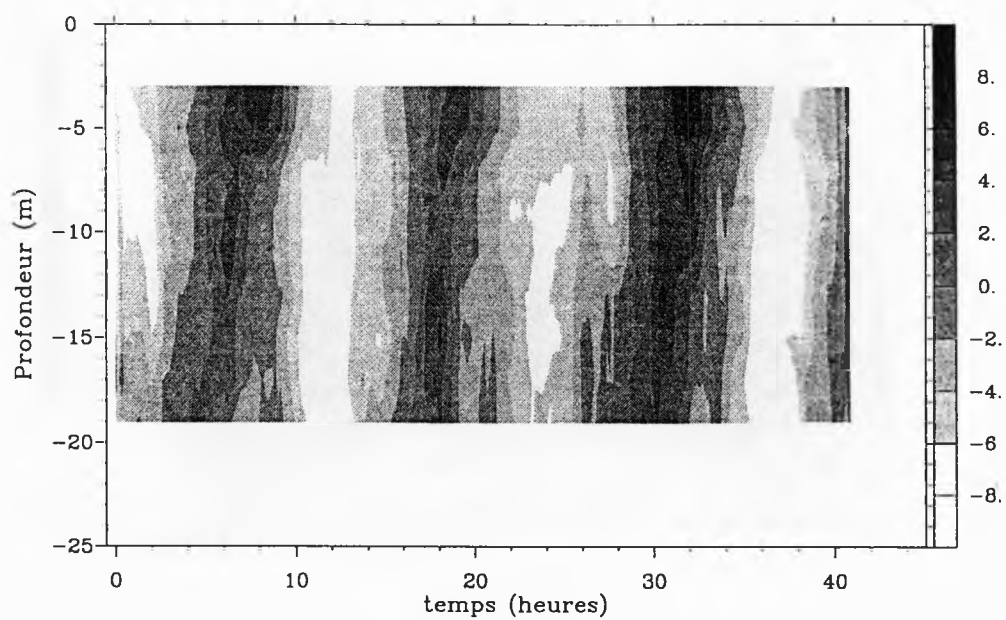


Figure 3.15: Evolutions temporelles des composantes u (en haut) et v (en bas) de la vitesse (10^{-2} m.s^{-1}) mesurée en d4.

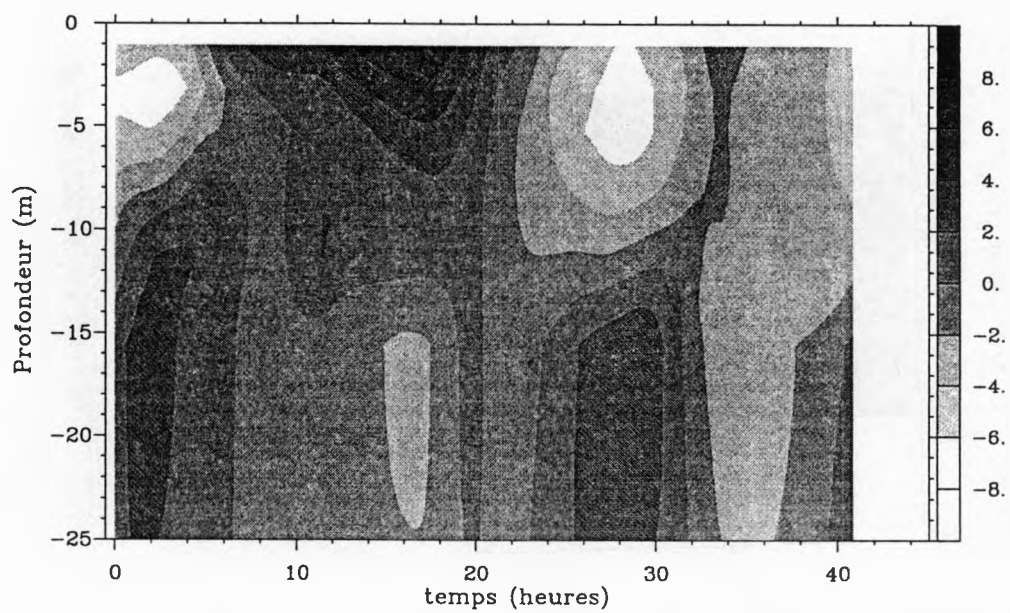
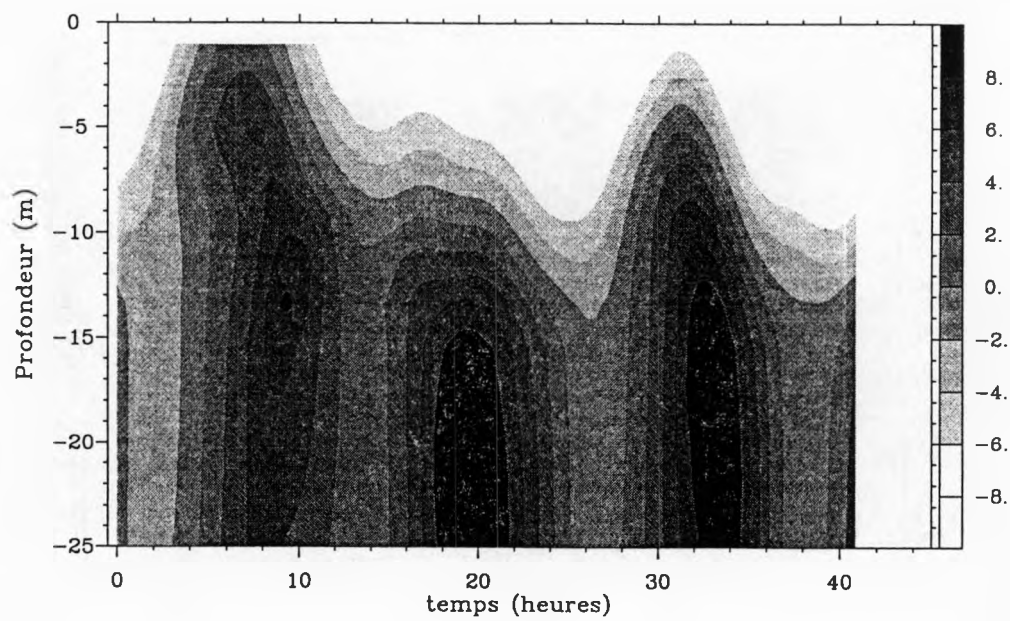


Figure 3.16: Evolutions temporelles des composantes u (en haut) et v (en bas) de la vitesse (10^{-2} m.s^{-1}) calculée en d4.

3.3.4. La circulation de renversement

Les données sporadiques de courants mesurées avec l'ADCP permettent de mettre en évidence un circulation de renversement, il est maintenant souhaitable d'avoir une vision plus globale de cette circulation. Le modèle numérique fournit de telles données. La figure 3.17 représente un section verticale ouest-est, de la passe vers la zone vie, du courant moyen sur le deuxième jour de simulation, c'est-à-dire au moment de la mesure en d1. Durant cette période, le forçage éolien n'est pas constant, le vent passe progressivement du sud-est à l'est puis repasse au sud-est. On constate que la circulation de renversement existe dans la partie orientale du lagon. Dans les dix premiers mètres de la colonne d'eau le courant est dirigé vers la passe, dans la direction du vent. Par contre, plus profondément, existe un courant de retour en sens inverse. Cette circulation est fermée par des zones de remontée/descente près de la couronne au vent/sous le vent. Une telle circulation de renversement a déjà été mise en évidence pour d'autres lagons d'atoll par von Arx (1948) et Atkinson (1981).

Une telle circulation de renversement, dont une solution analytique simplifiée est présentée dans le chapitre 2, résulte de l'équilibre entre la tension de surface, le gradient de pression, la tension de fond et la diffusion verticale de quantité de mouvement. Pour une vitesse de surface de l'ordre de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$, une particule fluide maintenue à la surface du lagon va mettre une quarantaine d'heures pour parcourir une distance équivalente à la distance entre la zone vie et la passe. Pour parcourir le chemin de retour, une même particule dont la profondeur est fixée, va mettre trois à quatre fois plus de temps. Ainsi, il faut plus d'une semaine pour qu'une particule non soumise au processus de diffusion verticale boucle un tour de cette circulation de renversement. Ce chiffre est comparable à ceux fournis par von Arx (1948) et Atkinson (1981) pour les lagons de Bikini et Enewetak.

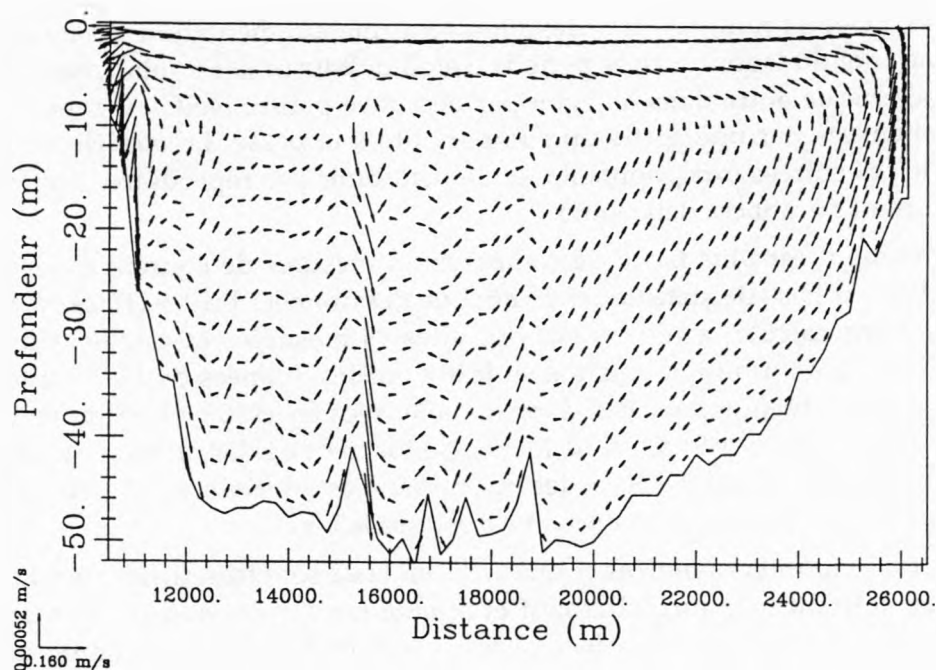


Figure 3.17: Section ouest-est du courant moyen simulé au jour deux, entre la passe (à gauche) et la zone vie (à droite).

3.4. LES COURANTS A LA PASSE

La passe constitue l'un des emplacements du lagon où le plus grand nombre de mesures de courant ont été faites. Le courant y est barotrope et forcé par la marée (Rancher et Chevalier 1989). Cependant, ces données montrent qu'il est difficile de réaliser des mesures à la passe. En effet, cette zone intermédiaire entre le lagon et l'océan Pacifique est extrêmement irrégulière et peu large. Le seuil de la passe ne fait pas plus de 200 m de large et il est parsemé de pâtés coralliens. Ces édifices dont la dimension peut atteindre une cinquantaine de mètres perturbent grandement les courants mesurés. Ainsi deux courantomètres situés à moins de 1 km de distance dans la passe peuvent enregistrer des courants différents (Rancher et Chevalier 1989).

Néanmoins, nous allons ici essayer de comparer ces données courantométriques et les résultats du modèle. Le courant à la passe a été mesuré en deux emplacements pendant les 15 derniers jours de Juin 1995. Le premier site, dénommé Hi22 se situe dans la partie sud de la passe, au sud de l'îlot Giroflée. Le second emplacement, Ja30, se trouve dans la partie nord de la passe, près du chenal navigable (figure 3.7). Les directions et vitesses du courant sont mesurées avec un courantomètre VACM de la firme SUBER dont le seuil de démarrage est de $1,9 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$. La cadence d'acquisition est de 10 minutes.

Le modèle a été forcé par les données de vent et la marée à cette période. Ces mesures ayant été faites en même temps que celles réalisées avec le courantomètre à effet Doppler, les détails de la simulation numérique sont donnés dans la partie 3.3.

En Ja30, les données montrent un courant variant avec la marée et principalement orienté ouest-est (figure 3.18). Au début de la simulation, alors que le vent est tournant, le modèle présente quelques difficultés à représenter le courant en Ja30. Par contre, dès que le vent d'est se stabilise, le modèle fournit des vitesses comparables aux données.

Les 21 et 22 juin, les données montrent une augmentation du module de la vitesse sortante du lagon. A cette période, l'atoll de Mururoa est totalement submergé et l'eau océanique entre dans le lagon par dessus le platier récifal. Ces entrées d'eau sont compensées par une sortie plus importante à la passe. Le modèle ne tient pas compte de ces entrées exceptionnelles et ne peut donc pas reproduire l'augmentation du flux sortant durant ces deux jours.

Comme il est plus facile de comparer les mesures de courant et les résultats d'un modèle sur base de statistiques plutôt que des données brutes (Hackett *et al.* 1995 b), nous avons calculé la répartition des vitesses mesurées et calculées à la passe (tableau 3.6). La distribution obtenue en Ja30 pour les données de 1995 est tout à fait similaire à celle obtenue pour des données collectées en 1986 et 1988 au même point (Rancher et Chevalier 1989). En Ja30, le modèle fournit une distribution de vitesse tout à fait comparable à celle issue des mesures. Les vitesses sont principalement inférieures à $5 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$ et la composante v est très faible.

Les distributions simulées et mesurées en Hi22 sont très différentes. Le modèle produit un courant trop fort, alternatif et orienté nord-ouest sud-est. Par contre, les données montrent un courant principalement axé nord-sud et une composante u du courant très faible. Le courantomètre a été placé dans la partie de la passe située au sud de l'îlot Giroflée. Cette partie de la passe est représentée par trois points de grille dans

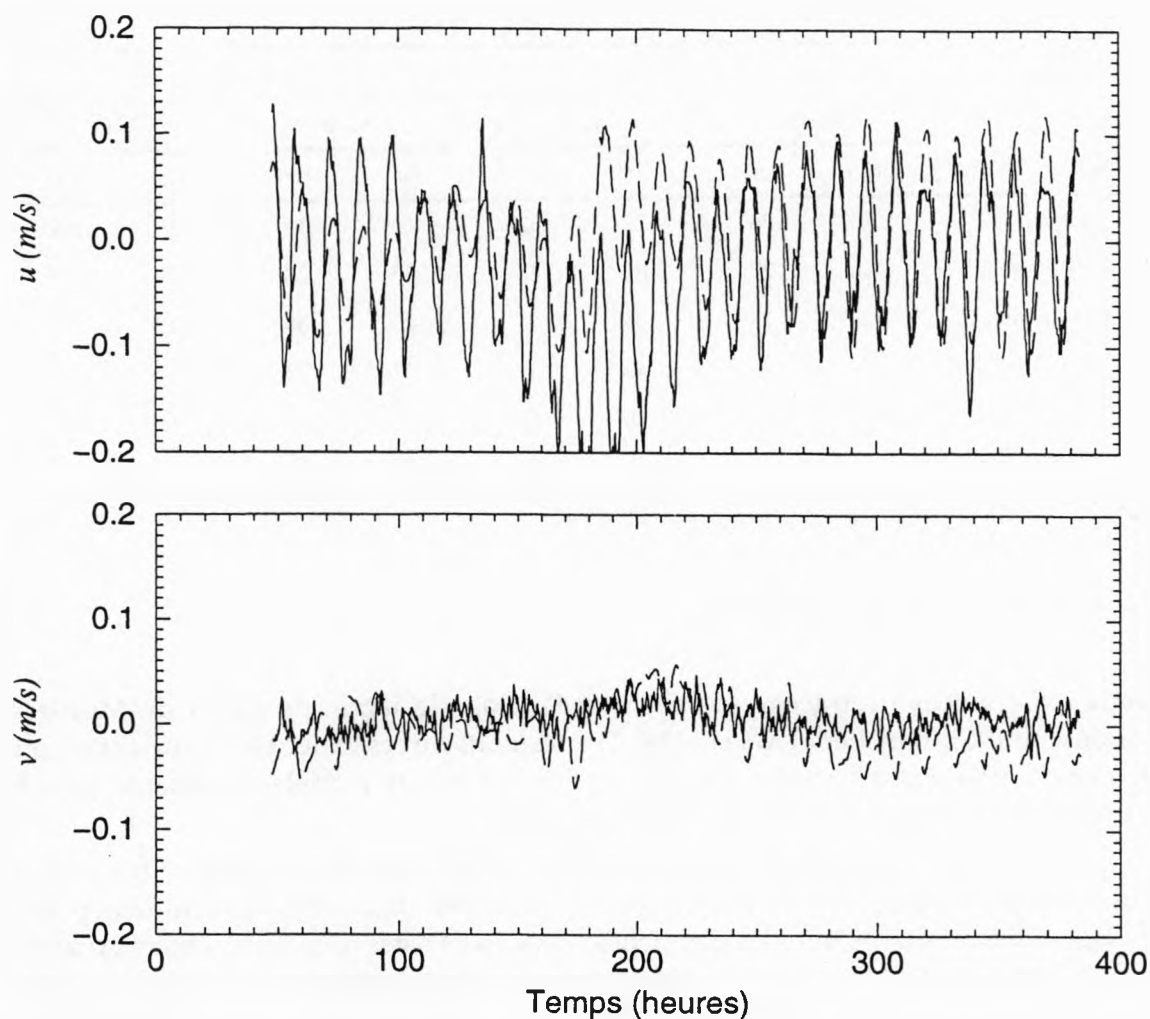


Figure 3.18: Evolutions temporelles des deux composantes u et v de la vitesse en Ja30. Le trait plein correspond aux données alors que les résultats du modèle sont représentés par les tirets.

le modèle, soit de l'ordre de la limite de résolution du modèle. De plus le courantmètre a été placé près d'un grand nombre de pâtes coralliens et surtout le long d'une forte pente orientée ouest-est. Sans paramétrisation adéquate, il est impossible pour le modèle de représenter les variations à petite échelle de la bathymétrie. Comme les courants mesurés dépendent fortement de ces variations à petite échelle spatiale, il est impossible de reproduire les courants enregistrés. Une solution serait de réduire la taille de la maille horizontale afin de mieux représenter les courants dans la passe. Ces courants dépendent aussi des conditions imposées en mer ouverte. Celles-ci sont artificielles. Il serait peut-être souhaitable de les améliorer en couplant notre modèle du lagon avec un modèle représentant la circulation autour de l'atoll de Mururoa. Un tel modèle aurait une maille horizontale de quelques kilomètres. Cependant, le couplage entre deux modèles qui n'ont pas le même maillage numérique horizontal est un problème difficile à résoudre.

Vitesse (10 ⁻² m.s ⁻¹)	Données				Modèle			
	Hi22		Ja30		Hi22		Ja30	
	u	v	u	v	u	v	u	v
vitesse < 2	57	36	22	52	8	16	23	55
2 < vitesse < 5	41	27	30	47	13	23	29	42
5 < vitesse < 10	2	24	25	1	25	38	39	3
10 < vitesse < 15	0	8	18	0	21	22	9	0
15 < vitesse < 20	0	4	3	0	15	1	0	0
20 < vitesse	0	1	2	0	18	0	0	0

Tableau 3.6: Distribution des vitesses à la passe (en %).

3.5. EXPERIENCES DE TRAÇAGE

Deux expériences de traçage ont été menées dans le lagon de l'atoll de Mururoa (Anonyme 1965, Rancher et Maes 1994). Les résultats de ces expériences anciennes, qui datent de 1964, sont utilisées ici afin de vérifier que le modèle représente bien le transport d'un traceur passif à l'intérieur du lagon.

Le traceur utilisé est la rhodamine B. C'est un puissant colorant rouge orangé soluble dans l'eau. Une tonne de ce traceur a été lâchée successivement en deux points du lagon. Les positions initiales des lâchés - face aux Postes d'Enregistrement Avancés (PEA) Dindon et Denise - sont proches des zones d'expérimentations nucléaires aériennes (figure 3.19) (Bablet *et al.* 1995). Le lâché dure entre 3 et 8 heures. La concentration en rhodamine B est mesurée à partir de l'intensité de la fluorescence des prélèvements d'eau réalisés en continu par pompage à un mètre sous la surface du lagon. Aucune donnée de concentration de rhodamine B n'est disponible plus profondément dans la colonne d'eau. La limite de détection se situe à 10⁻¹² g.cm⁻³. La fluorescence s'atténue d'environ 2% par heure sous l'effet des radiations X, ultraviolettes et visibles (Masson 1991). Cette photodégradation est importante en plein soleil et faible la nuit. Pour simplifier son évolution avec le temps, nous supposons que la décroissance de la concentration en rhodamine B est constante au court du temps et que le coefficient d'atténuation est de 1% par heure.

La rhodamine B va être transportée par les processus d'advection et de diffusion. L'équation régissant l'évolution de sa concentration est (2.35), où le terme source est nul et le terme puits s'écrit

$$P = -\frac{\psi}{T} . \quad (3.4)$$

Pour la rhodamine B, T - la vie moyenne - vaut 100 heures. En utilisant le changement de variable suivant

$$\psi^* = \frac{\psi}{\psi_0} e^{\frac{t}{T}} , \quad (3.5)$$

(2.35) est normalisée et prend la forme (Nihoul, 1975)

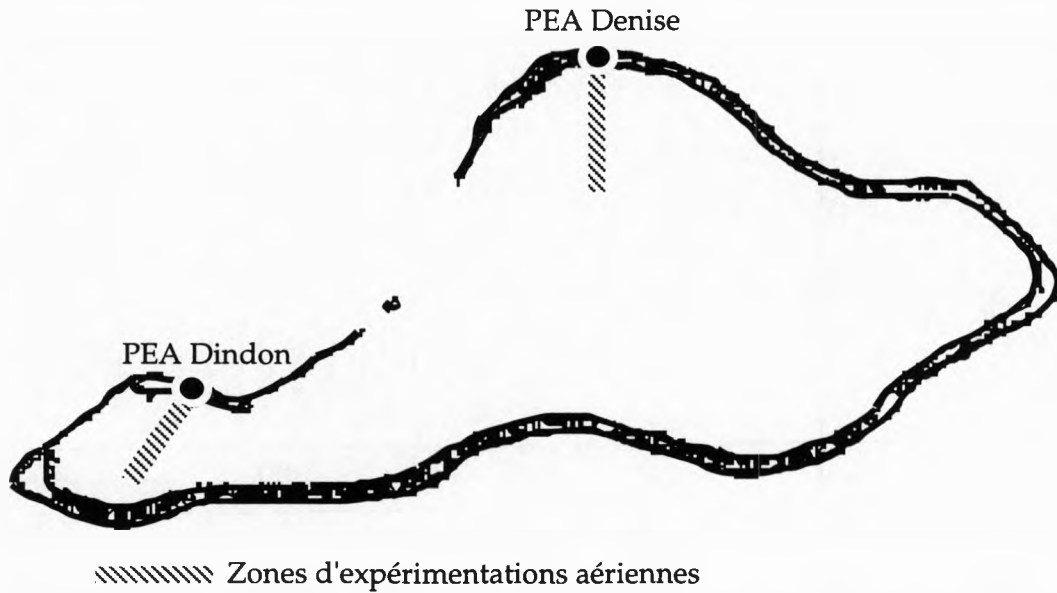


Figure 3.19: Localisation des zones d'expérimentations nucléaires aériennes et des PEA Denise et Dindon (d'après Bablet *et al.* 1995).

$$\frac{\partial H\psi^*}{\partial t} + \frac{\partial Hu\psi^*}{\partial x} + \frac{\partial Hv\psi^*}{\partial y} + \frac{\partial H\bar{w}\psi^*}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\lambda_t}{H^2} \frac{\partial H\psi^*}{\partial \sigma} \right). \quad (3.6)$$

C'est l'équation du transport d'un traceur conservatif ψ^* , normalisé par la grandeur ψ_0 , qui est résolue par une méthode eulérienne. La concentration effective est alors obtenue en appliquant la relation inverse de (3.5).

3.5.1. Expérience Dindon

Lors de cette expérience, une tonne de rhodamine B a été rejetée le 3 avril 1964 à la surface du lagon, dans l'appendice sud-ouest, face au PEA Dindon. Le rejet a duré 8 heures et notre simulation débute à la fin de ce dernier. Le modèle est forcé par le vent mesuré quotidiennement à 10 m et par le forçage de marée calculé à partir de nos 8 constituants principaux. Aucun flux par les hoas n'est appliqué. En effet, à cette période, le platier récifal était plus haut qu'il ne l'est actuellement et les entrées d'eau océanique par les hoas étaient limitées (Bablet *et al.* 1995). Le lagon est supposé homogène en salinité et en température. Les forçages de marée et éolien sont représentés sur la figure 3.20. En accord avec notre discussion du chapitre 2, la concentration en rhodamine B est imposée nulle à la passe. Le temps zéro de cette expérience correspond au premier avril 1964 à 0 heure GMT. Le rejet a lieu à marée montante et les conditions de vent sont stables les trois jours qui suivent - vent d'est de vitesse $6,5 \text{ m.s}^{-1}$. Après, le vent passe au nord nord-ouest et son intensité diminue.

Au début de l'expérience numérique, la rhodamine B est lâchée dans une maille de surface. Sous l'action du forçage éolien, le flux de quantité de mouvement à l'interface air-lagon est important et il engendre de fortes diffusivités turbulentes dans la colonne d'eau (figure 3.21), de l'ordre de $2.10^{-2} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Cette valeur est en accord avec les estimations de Munk *et al.* (1949) pour le lagon de l'atoll de Bikini. Cette diffusion turbulente n'est pas répartie de manière homogène sur la colonne d'eau. Elle

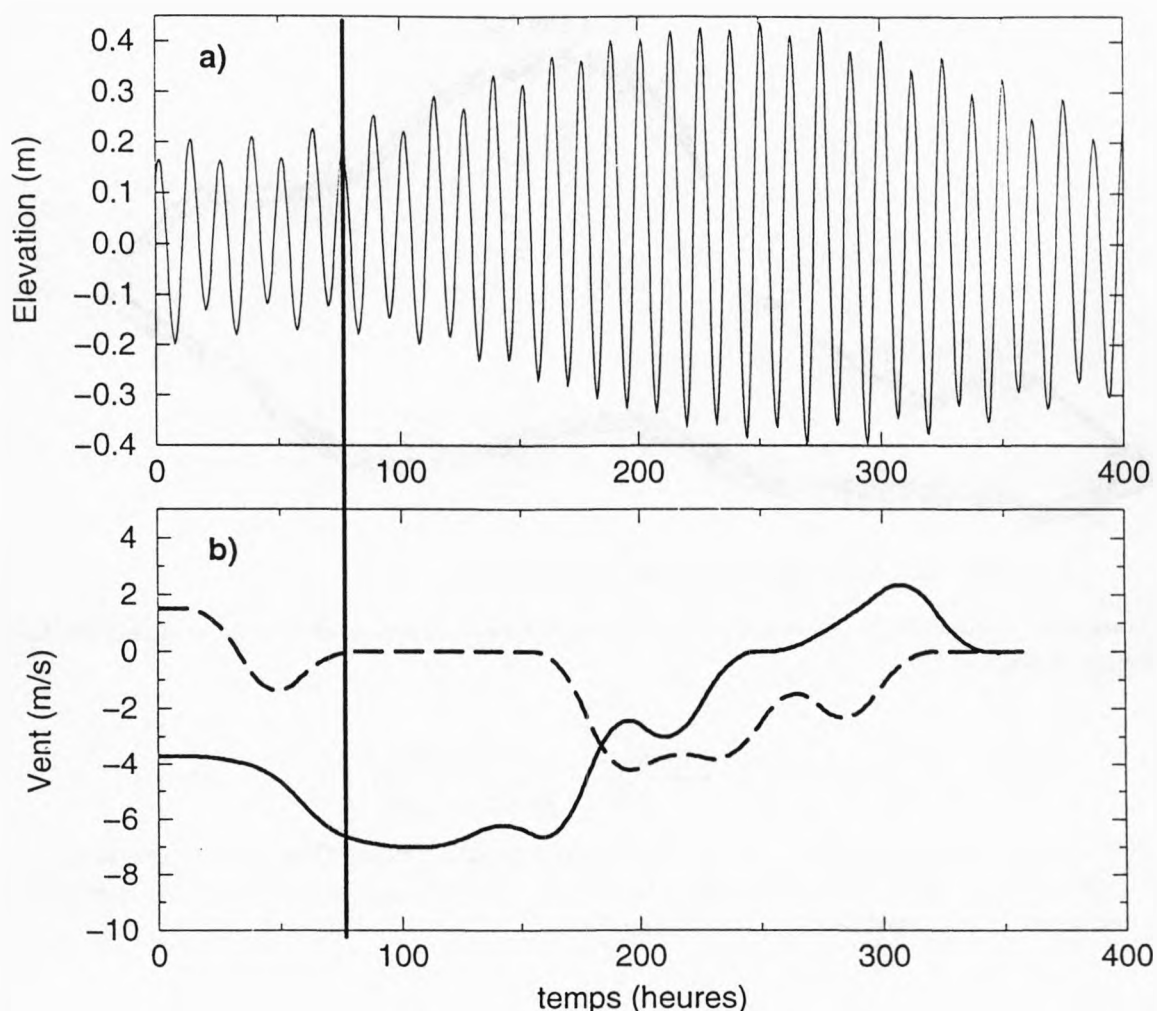


Figure 3.20: Evolutions temporelles a) du forçage de marée et b) des composantes du vent mesuré à Mururoa et interpolé. Le trait plein désigne la composante ouest-est et les tirets la composante sud-nord. La ligne verticale représente la fin du rejet en Dindon et le début de la simulation numérique.

est faible en surface et au fond et maximum vers 10 m de profondeur. Une forte valeur permet un mélange efficace de la colonne et une homogénéisation rapide de la concentration en rhodamine B. En 5 heures, le centre de masse de la tache se trouve localisé au milieu de la colonne d'eau ($\sigma = 0,5$) et l'écart type de sa répartition verticale vaut 0,29. Ces deux valeurs, qui restent inchangées durant la suite de la simulation, caractérisent un traceur réparti de manière homogène sur la verticale. L'évolution de la tache simulée durant les premières heures montre que le nuage de rhodamine B se répartit extrêmement rapidement sur la verticale, bien plus rapidement qu'il n'est transporté par les mouvements horizontaux. Par la suite, la concentration en colorant reste quasiment homogène sur la verticale (figure 3.22). Au troisième jour de simulation, la moyenne des écarts entre les concentrations de surface et de fond normalisées par le maximum entre ces deux concentrations est de 33%.

Les concentrations en Rhodamine B mesurées et calculées, en g.cm^{-3} , un mètre sous la surface du lagon, aux jours 3, 5 et 7, sont représentées sur les figures 3.23, 3.24 et 3.25.

Au troisième jour, le modèle reproduit bien le déplacement de la tache vers

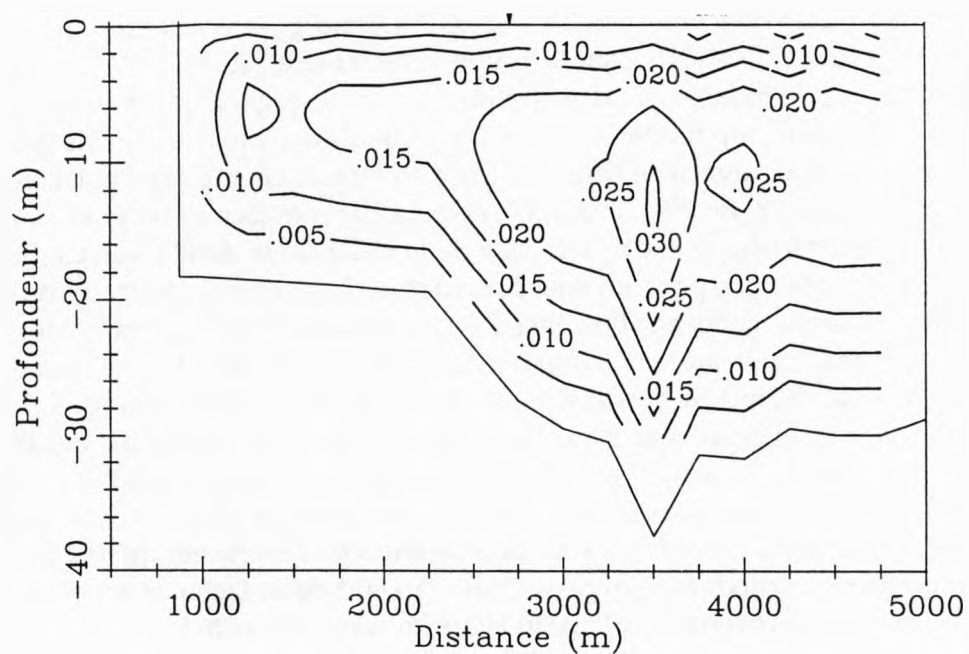


Figure 3.21: Coupe verticale ouest-est de la diffusivité turbulente ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) au niveau du point de rejet Dindon (indiqué par le flèche) au moment de ce rejet.

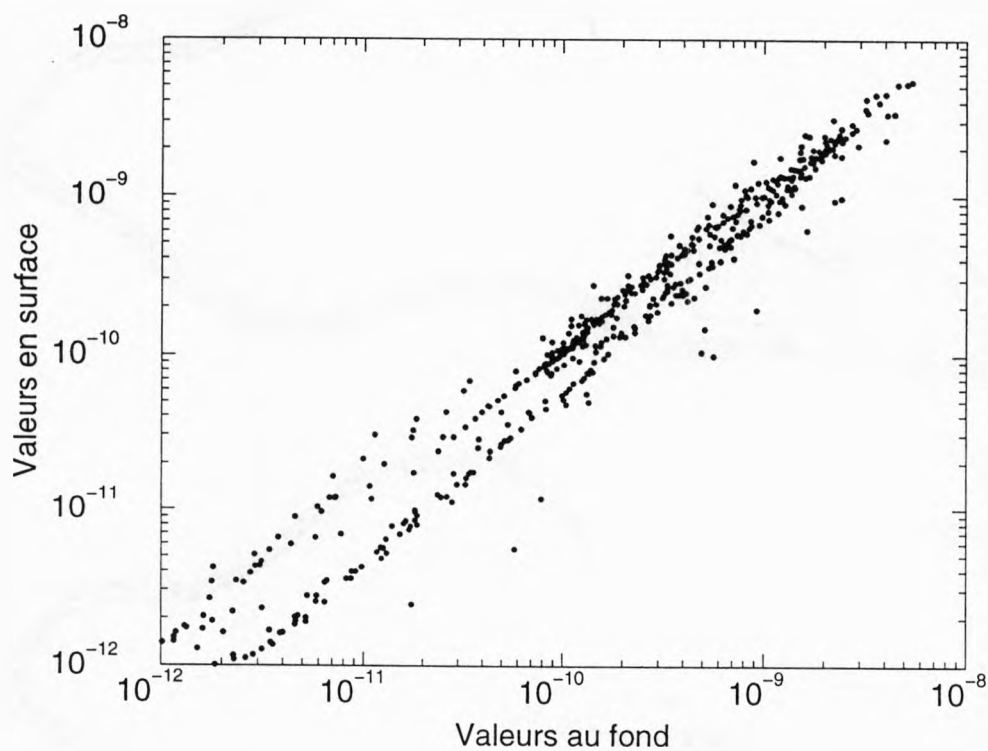


Figure 3.22: Relation entre les concentrations en rhodamine B ($\text{g}.\text{cm}^{-3}$) calculées au niveau des mailles de surface et de fond du modèle.

l'est. La courbe d'iso-concentration 10^{-10} g.cm⁻³ s'étend plus vers l'est dans le modèle que dans la réalité. La zone de concentration supérieure à 5.10^{-10} g.cm⁻³ est beaucoup plus étendue dans le modèle que dans l'expérience de traçage. Cela laisse supposer que la dispersion est plus importante au début de la simulation dans le modèle que dans la réalité. Le schéma d'advection utilisé diffuse très rapidement sur l'horizontale une tache de dimension Δx . En effet, le modèle ne peut pas représenter un phénomène dont la longueur caractéristique est très proche de la taille de la maille horizontale. Cette erreur, qui n'apparaît que pour un rejet ponctuel, est inhérente à beaucoup de schémas d'advection. Aucune concentration mesurée ne dépasse 5.10^{-10} g.cm⁻³, alors que la concentration maximale au jour 5 dépasse 5.10^{-9} g.cm⁻³. Il semble que, à cause de la faible dispersion du nuage de rhodamine B, les mesures aient manqué le point de concentration maximale au jour trois. Une telle concentration maximale aurait été très certainement supérieure à 10^{-8} g.cm⁻³. Ceci explique pourquoi il semble y avoir plus de rhodamine B au jour trois dans le modèle que dans la réalité. Cette impression s'estompe aux jours 5 et 7. Enfin, les résultats numériques montrent qu'un fort gradient de concentration en rhodamine B peut exister au sud de la tache. Il est dû à l'arrivée d'eau non marquée provenant de l'est du lagon en suivant la côte sud.

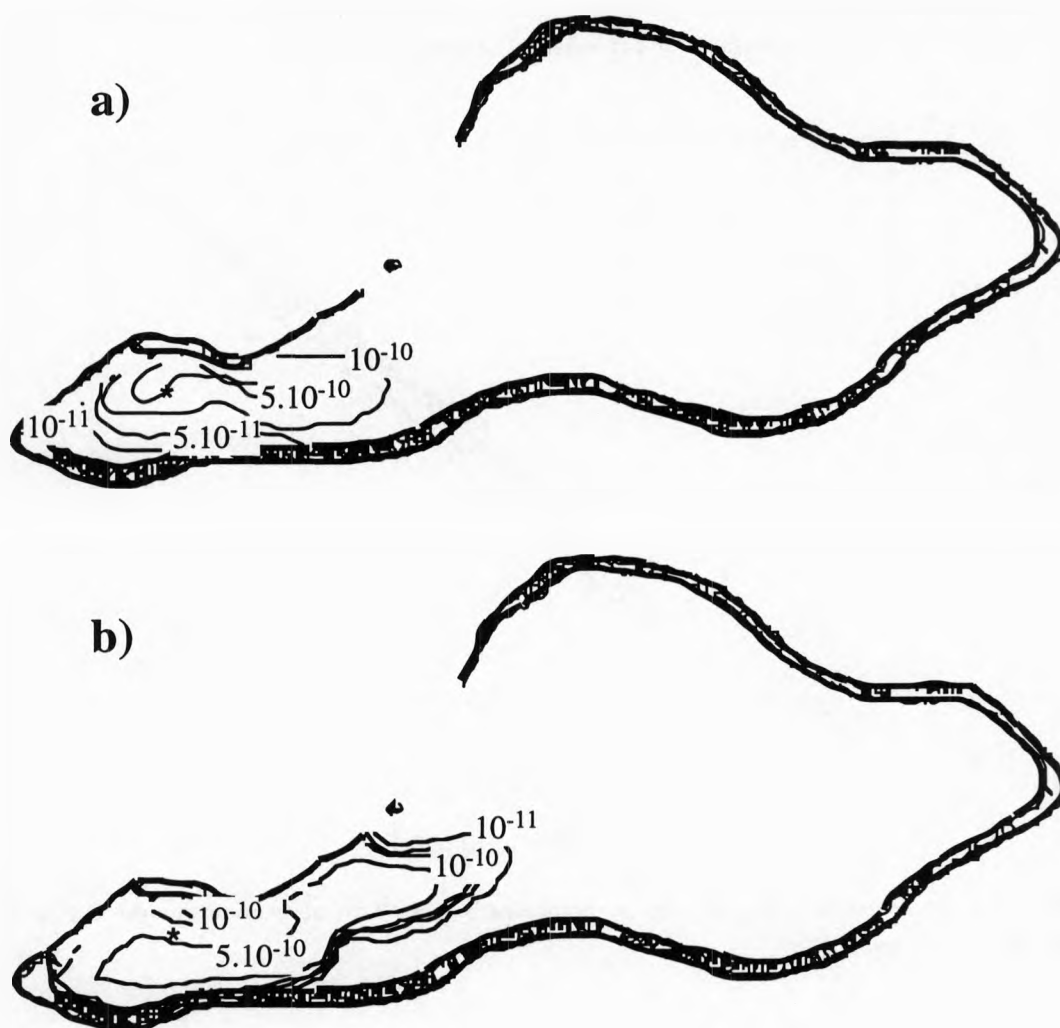


Figure 3.23: Concentrations en rhodamine B (g.cm⁻³) 1 m sous la surface du lagon, a) mesurées et b) calculées au jour 3. L'étoile représente la position du point de rejet.

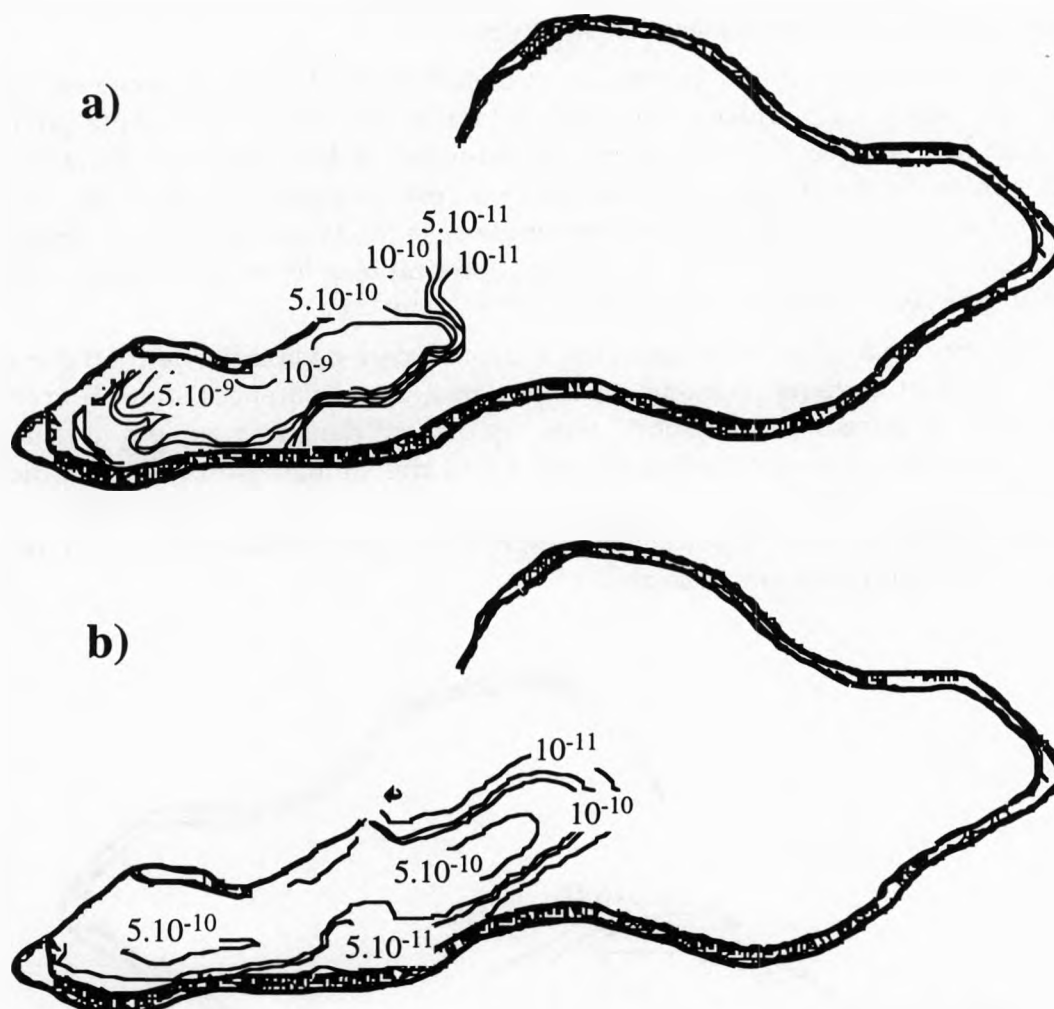


Figure 3.24: Concentrations en rhodamine B (g.cm^{-3}) 1 m sous la surface du lagon, a) mesurées et b) calculées au jour 5.

Au cinquième jour, la tache se dirige vers le centre du lagon. Les données produisent bien le fort gradient observé précédemment. Le modèle est encore en avance sur les données. Cependant, la position de l'iso-courbe de concentration $10^{-10} \text{ g.cm}^{-3}$ est assez similaire. Cette iso-courbe reflète aussi la pénétration d'eau non marquée en deux endroits. Au sud de la passe, l'eau océanique pénètre dans le lagon et se dirige vers le sud-ouest parallèlement à la côte. Cette eau est alors mélangée à l'eau marquée. Face à la zone Ara, une partie de l'eau non marquée longeant le platier sud est transportée vers le nord sous l'effet du vent du nord. Le modèle et les mesures montrent cette double pénétration au centre de la tache. Le modèle produit deux maxima locaux dont les concentrations sont supérieures à $5.10^{-10} \text{ g.cm}^{-3}$. Le premier, dans l'appendice sud-ouest, correspond au centre d'une cellule de circulation. Le second, à l'est de la passe, se trouve dans le lit du courant. La séparation entre les deux parties de la tache s'explique par l'existence de deux directions privilégiées d'advection de la rhodamine B. Contrairement à l'explication de Rancher et Maes (1994), la séparation de la tache en deux lobes n'est pas due aux apports d'eau océanique par les hoas du platier sud. Face à la passe, le modèle diffère légèrement des observations. Le modèle calcul une concentration en rhodamine B moyennée sur une journée alors que

les mesures sont instantanées et dépendent donc fortement de la marée. Les heures des mesures ne sont malheureusement pas disponibles.

Les données au jour 7 reproduisent bien la séparation de la tache en deux parties distinctes. Le premier maximum est localisé de manière identique pour le modèle et les mesures - dans l'appendice sud-ouest, le long du motu Dindon. Le modèle présente un second maximum situé à l'est du maximum produit par les données. Cela est dû au déplacement trop rapide de la rhodamine B vers le nord-est au cours des jours précédents. Enfin, le modèle reproduit bien le rapprochement vers le platier sud de l'iso-courbe de concentration $5.10^{-11} \text{ g.cm}^{-3}$.

Même si le modèle représente bien le déplacement de la tache de rhodamine B dans le lagon et certains phénomènes importants, des différences sont observées. Notamment, le traceur est transporté plus rapidement dans le modèle que dans la réalité. Les concentrations calculées au jour 3 sont très similaires aux concentrations mesurées au jour 5. Il en est de même entre les jours 5 et 7. Le modèle semble avoir deux jours d'avance sur le déplacement mesuré et cet écart diminue peu au cours du temps. Trois explications sont possibles.

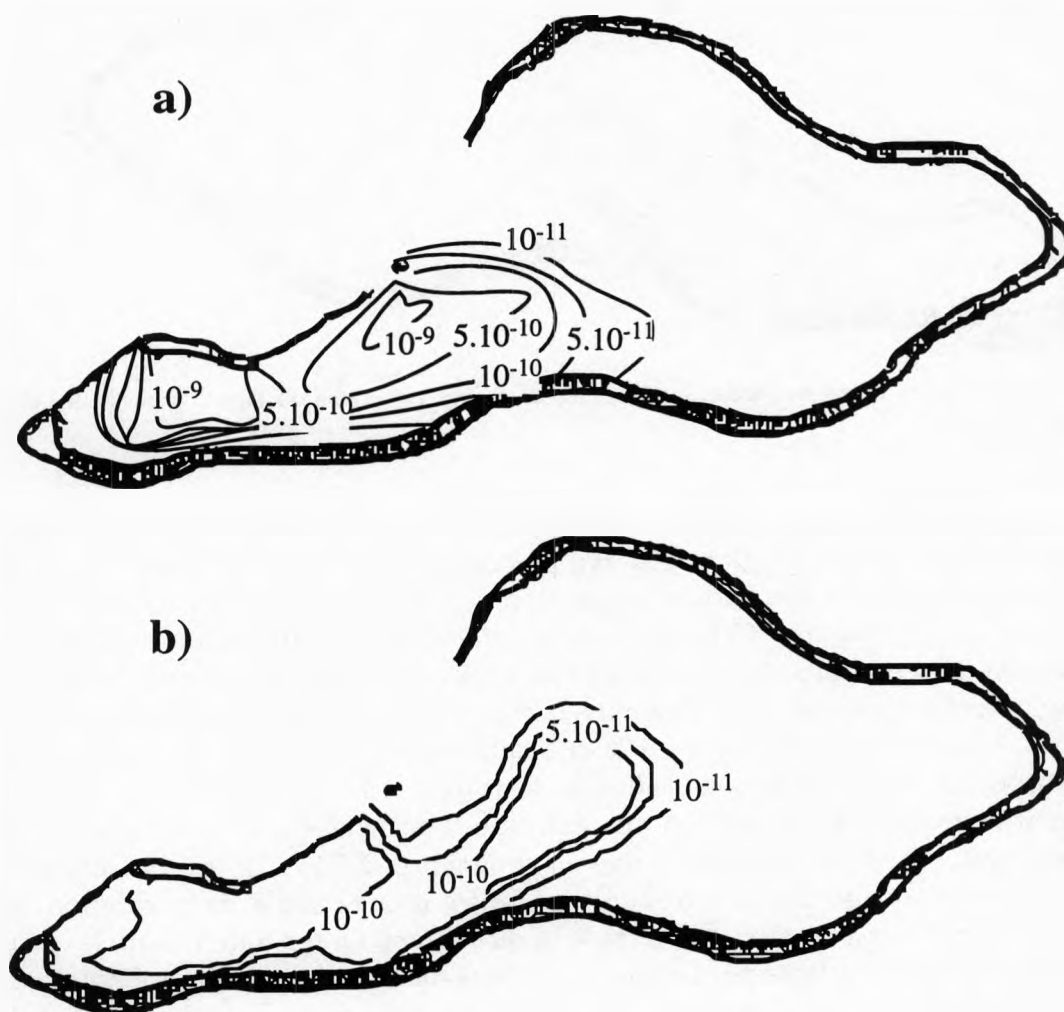


Figure 3.25: Concentrations en rhodamine B (g.cm^{-3}) 1 m sous la surface du lagon, a) mesurées et b) calculées au jour 7.

Comme nous l'avons noté précédemment, le modèle diffuse trop la tache de colorant les premiers jours. De plus, il part d'une situation initiale où la concentration en rhodamine B est homogène sur une maille carrée de 250 m de côté. Même si le rejet a duré plusieurs heures, sous des conditions de vent stable, il est peu probable que l'extension horizontale de la tache ait atteint une telle dimension. Il faudrait attendre encore quelques heures avant d'obtenir une tache de dimension suffisante. Ceci pourrait expliquer en partie l'avance du modèle.

Une deuxième explication réside dans le fait que la rhodamine B peut être adsorbée par les sédiments marins (Masson 1991). Lors du passage de la tache le long de la couronne récifale, le long des nombreux pâtés coralliens présents dans cette zone, ou près du fond du lagon, la rhodamine B est en contact avec les sédiments. Des phénomènes d'adsorption et de désorption peuvent entraîner un ralentissement du déplacement de la tache de colorant.

Enfin, cette avance du modèle peut être liée à une vitesse simulée trop importante. Il n'est malheureusement pas possible de conclure si cette différence constitue un biais du modèle ou est due aux conditions d'expérimentation.

Nous pouvons mettre en parallèle le déplacement de la tache de rhodamine B depuis l'appendice sud-ouest et la distribution de certaines espèces planctoniques rencontrées dans le lagon de l'atoll de Mururoa. Ainsi, les concentrations en *Sagitta oceanica* montrent un déplacement de cette espèce depuis la source, près des hoas de l'appendice sud-ouest, vers le centre du lagon (figure 25 dans Michel 1969). Cette espèce a besoin d'une eau fortement oxygénée fournie par le déferlement sur le récif de la houle océanique. Bien que la source soit continue dans le premier cas et instantanée dans le second, l'extension du nuage de *Sagitta oceanica* semble en accord avec les résultats du modèle au jour 3.

Au vu de ces résultats nous pouvons tirer quelques enseignements sur les performances du modèle numérique:

- la direction du déplacement de la tache de rhodamine B et la circulation dans l'appendice sud-ouest sont bien représentées,
- la dispersion de la tache de traceur est trop importante au début de l'expérience,
 - le fort gradient de concentration observé est bien reproduit,
 - les arrivées d'eau non marquée par le sud et le nord sont correctement représentées,
- la séparation de la tache de rhodamine B en deux parties et la position du premier maximum dans l'appendice sud-ouest sont bien reproduites,
- le second maximum se situe trop à l'est.

3.5.2. Déplacement d'un traceur dans le lagon.

L'équation (3.6) du transport d'un traceur est tridimensionnelle. Comme nous venons de le voir, sous l'effet du fort mélange turbulent et pour une source en surface, la concentration en rhodamine B est rapidement homogène sur la colonne d'eau. Nous pouvons donc simplifier l'équation (3.6) en cherchant à calculer la concentration moyenne sur la verticale

$$\Psi = \int_0^1 \psi^* d\sigma . \quad (3.7)$$

U et V sont les deux composantes du courant barotrope. Définissons les écarts par rapport à la valeur moyenne

$$u' = u - U , \quad (3.8)$$

$$v' = v - V , \quad (3.9)$$

$$\psi' = \psi^* - \Psi . \quad (3.10)$$

Alors, en négligeant les flux à l'interface lagon-air, l'intégration de (3.6) sur la verticale donne

$$\frac{\partial H\Psi}{\partial t} + \frac{\partial H\Psi U}{\partial x} + \frac{\partial H\Psi V}{\partial y} = - \int_0^1 \left(\frac{\partial H\Psi' u'}{\partial x} + \frac{\partial H\Psi' v'}{\partial y} \right) d\sigma . \quad (3.11)$$

Les termes de gauche représentent les variations temporelles de la concentration moyenne et le transport du traceur sous l'effet de la circulation barotrope. Le terme de droite - aussi noté $-H\Sigma$ - représente l'effet combiné de la composante barocline du courant et des inhomogénéités verticales de concentration. Il résulte du cisaillement vertical du courant et agit sur la distribution horizontale du traceur. Cet effet est appelé effet cisailant.

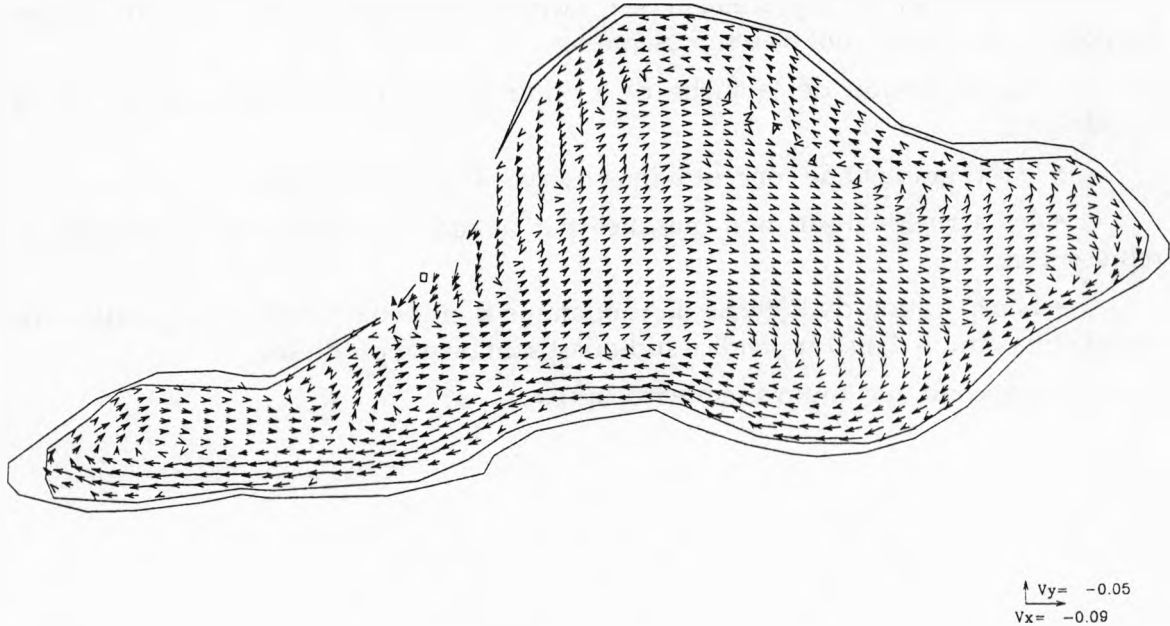


Figure 3.26: Circulation barotrope moyennée durant le troisième jour. Les vitesses maximales sont indiquées en m.s^{-1} .

Ainsi, la concentration moyenne sur la colonne d'eau est advectée par la composante barotrope du courant. La figure 3.26 décrit la circulation barotrope moyennée sur le troisième jour de la simulation précédente. On constate que le déplacement de la rhodamine B se fait dans la direction du courant barotrope, vers l'est puis le nord-est. Les maxima locaux se trouvent au centre d'une cellule de l'appendice sud-ouest et dans le lit du courant.

Nous allons essayer d'identifier le moteur de la circulation barotrope si importante au transport d'un traceur. Pour ce faire, et afin de simplifier les conditions aux limites, nous nous plaçons dans un domaine fermé de profondeur $h(x,y)$. La circulation est uniquement forcée par la tension de surface exercée par le vent et dirigée suivant l'axe x , τ_{sx} . Nous supposons avoir atteint un état stationnaire. Dans les équations barotropes du mouvement (2.44) et (2.45), les termes prépondérants sont la tension de surface et le gradient de pression qui s'équilibrent. Malheureusement, cet équilibre ne permet pas de reconstruire une circulation. Par une analyse d'ordre de grandeur, il est possible de montrer que les termes d'advection et de poussée sont négligeables par rapport à la force de Coriolis et la tension de fond. Les équations bi-dimensionnelles du mouvement se réduisent alors à

$$-fhV = -gh \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_{sx}}{\rho_0} - \frac{\tau_{fx}}{\rho_0}, \quad (3.12)$$

$$fhU = -gh \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\tau_{fy}}{\rho_0}, \quad (3.13)$$

où l'on suppose que l'élévation de la surface libre, η , est négligeable devant la profondeur, h , du domaine. La résolution de ce système d'équations nécessite de connaître la tension exercée au fond du lagon. La figure 3.27 représente les deux composantes de cette tension en fonction de la vitesse barotrope du courant. Toutes ces grandeurs sont des moyennes sur le troisième jour de simulation. Au vu de cette figure, il est possible d'extraire une relation linéaire entre la tension de fond et la vitesse barotrope du courant. Cette relation n'est pas valable pour des vitesses trop importantes. Cependant, une telle linéarisation est communément utilisée (Csanady 1984) et permet de simplifier notre problème. Ainsi nous avons

$$(\tau_{fx}; \tau_{fy}) = \rho_0 k(U; V), \quad (3.14)$$

où k est une constante positive. Une telle relation semble étrange dans la mesure où une circulation de renversement est présente. Cependant, la circulation au fond du lagon est qualitativement similaire à la circulation barotrope et présente les deux mêmes cellules. Les courbes d'iso-composante ouest-est du courant sont quasiment verticales au fond du lagon (figure 3.28). Ainsi, la composante barotrope du courant varie de la même manière que la vitesse au fond du lagon. En dérivant les équations (3.13) et (3.12) respectivement par x et y et en soustrayant ces deux équations nous obtenons

$$f \left(\frac{\partial hU}{\partial x} + \frac{\partial hV}{\partial y} \right) = g \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial x} - g \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial y} - k \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right). \quad (3.15)$$

La divergence du transport étant nulle, le terme de gauche de (3.15) est nul. Comme le gradient d'élévation est principalement causé par la tension de surface dirigée suivant l'axe x , les variations de η suivant l'axe y sont négligeables par rapport à ses variations suivant l'axe x . Ainsi, le deuxième terme du membre de droite est négligeable devant le

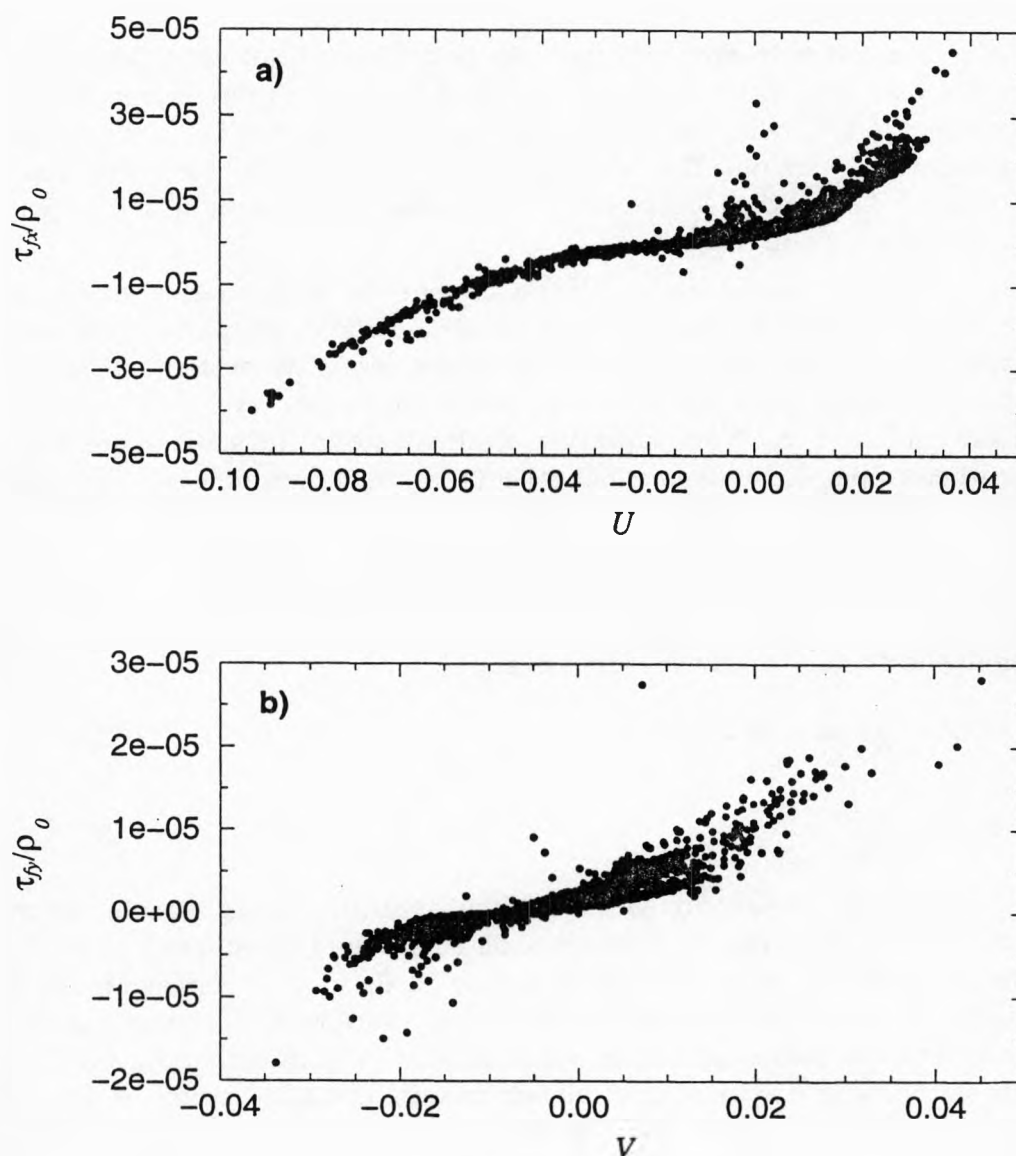


Figure 3.27: Relation entre les composantes de la vitesse barotrope (m.s^{-1}) et la tension de fond ($\text{m}^2.\text{s}^{-2}$) calculées et moyennées sur le troisième jour de simulation. a) composantes est-ouest et b) composantes nord-sud.

premier. Après avoir écrit l'équilibre entre le gradient d'élévation et la tension de surface, l'égalité entre les deux termes restant du membre de droite conduit à

$$\omega = \frac{\tau_{sx}}{\rho_0 k h} \frac{\partial h}{\partial y}, \quad (3.16)$$

où ω est le rotationnel du courant. Cette équation montre que le sens de rotation du courant dépend de la direction du vent et du gradient transversal de bathymétrie. Pour un domaine, de profondeur $h(y)$, soumis à une tension τ_{sx} positive, si le gradient de h par rapport à y est positif, alors la circulation se fait dans le sens horaire. Par contre, pour un gradient négatif, la circulation tourne dans l'autre sens. De plus, si $h(y)$ possède un maximum local, deux cellules de circulation sont présentes. Les vitesses barotropes vont dans le sens du vent près des parois et un courant de retour se trouve au centre du domaine. Une telle circulation a déjà été décrite pour certains lacs (Csanady 1973, Schwab 1983, Csanady 1984). L'équation (3.16) montre que le rotationnel du courant augmente si le frottement au fond du domaine ou sa profondeur

diminuent. Il en est de même si le gradient de bathymétrie augmente. Enfin, il ne dépend pas de la force de Coriolis. Ces résultats sont similaires à ceux présentés par Hunter et Hearn (1987).

Cette analyse est tout à fait en accord avec les résultats du modèle de circulation. Dans Tartinville *et al.* (1997), pour un vent stable, le modèle produit deux cellules de circulation. Pour la simulation présentée ici, où le vent d'est n'est pas parfaitement constant, le modèle reproduit bien les deux cellules. La zone où le rotationnel est positif correspond au nord du lagon alors qu'il est négatif dans le sud (figure 3.29). Dans les parties du lagon où le courant barotrope est dirigé dans la direction du vent, une grande partie de la colonne d'eau se déplace dans cette même direction. Par contre, à l'emplacement du courant de retour, la couche de surface est très fine, de l'ordre de 10 m. Comme le montrent les isocourbes des vitesses ouest-est qui sont quasiment verticales au fond du lagon (figure 3.28), la transition entre les zones est très brutale.

Au vu de la relation (3.16), la présence d'une cellule de circulation plus intense au sud est due à une différence de bathymétrie entre le nord et le sud du lagon. Le long du platier sud, le gradient transversal de bathymétrie est important et les courants sont forts. Par contre le long du platier nord le gradient de bathymétrie et les courants sont plus faibles (figure 3.28).

Au troisième jour de notre simulation numérique, la tension de vent moyenne exercée est de $3,7 \cdot 10^{-2} \text{ N.m}^{-2}$. Au vu de la figure 3.27, nous pouvons estimer $k = 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$. Au niveau de la pente interne, le gradient de bathymétrie est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-2}$ (figure 3.28). Pour une hauteur d'eau de 30 m, l'application de l'équation (3.16) conduit à $\omega \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Cette valeur est tout à fait similaire à la valeur du rotationnel de courant issue du modèle numérique (figure 3.29).

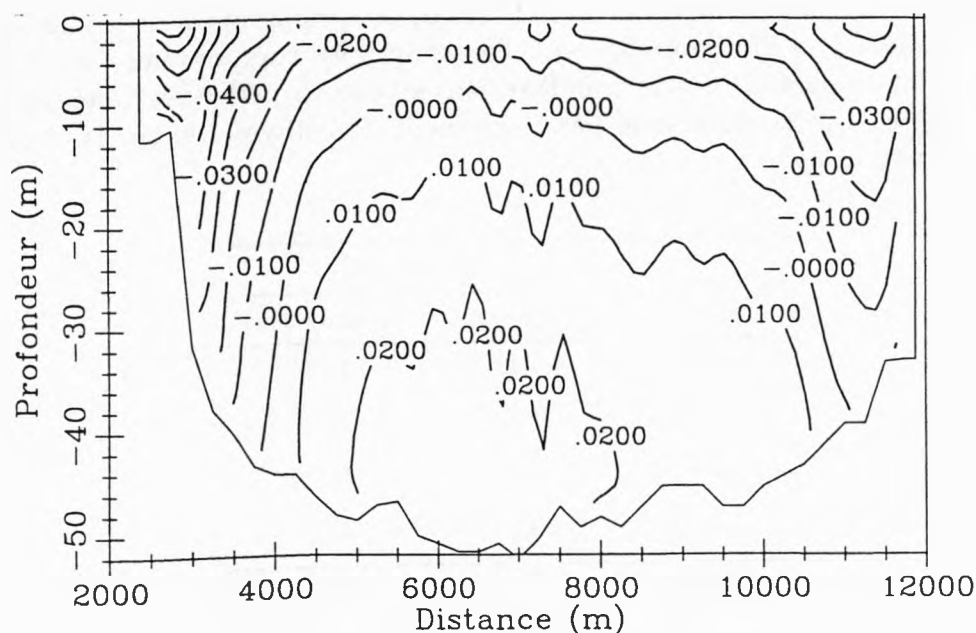


Figure 3.28: Section verticale sud-nord au centre du lagon de la composante est-ouest de la vitesse (m.s^{-1}) moyennée durant le troisième jour de la simulation. Une vitesse positive indique un courant sortant de la feuille alors qu'une vitesse négative indique un courant entrant.

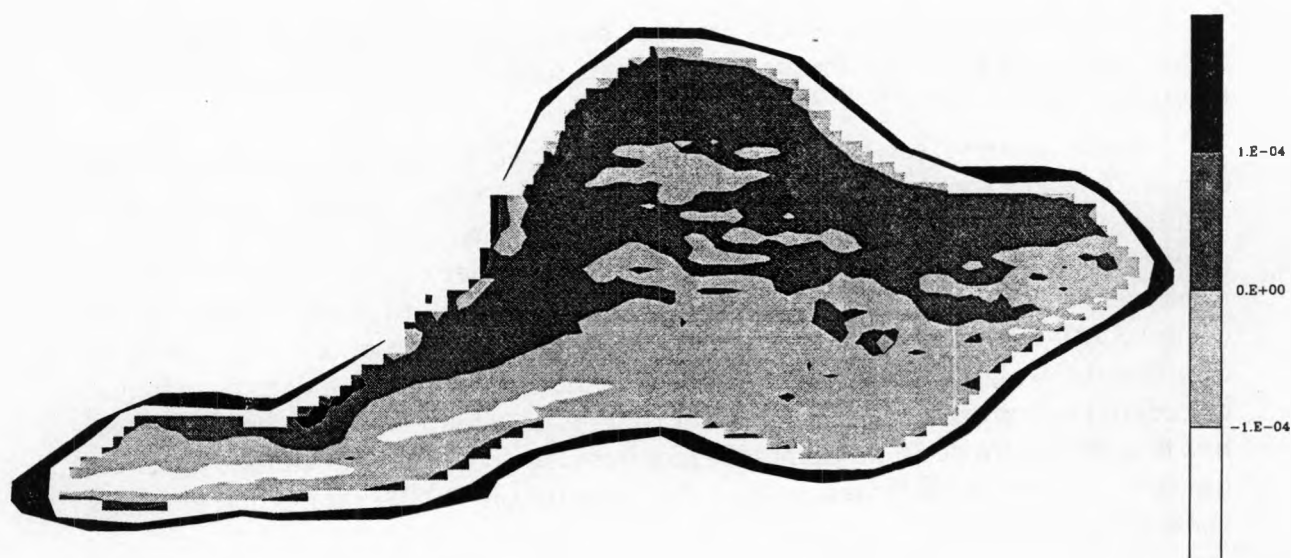


Figure 3.29: Rotationnel du courant barotrope moyenné durant le troisième jour (s^{-1}). Les zones blanches et gris claires indiquent une circulation horaire alors que les zones gris foncées et noires représentent une circulation anti-horaire.

Afin de tester les effets du gradient de bathymétrie, une expérience a été menée en utilisant un fond plat. La profondeur du domaine est alors de 30 m. Le courant ne présente plus deux cellules nord et sud bien distinctes, mais deux cellules est et ouest de moindre intensité. Le tableau 3.7 reprend les moyennes des valeurs absolues des vitesses calculées pour nos deux expériences. Les moyennes temporelles sont réalisées sur le troisième jour. Pour un vent d'est la simulation avec un fond plat présente des vitesses barotropes qui sont un ordre de grandeur en dessous de celles de la simulation standard. L'écart est très important dans le cas de la composante U de la vitesse, c'est-à-dire parallèle à la direction du vent. Par contre, les composantes baroclines du courants sont du même ordre de grandeur dans les deux expériences. Cette expérience confirme le rôle primordial joué par le gradient de bathymétrie sur la circulation barotrope dans le lagon.

	Expériences	
	Standard	avec fond plat
$ \overline{U}^* $	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$
$ \overline{V}^* $	$5,7 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$
$ \overline{(u-U)}^* $	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
$ \overline{(v-V)}^* $	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$

Tableau 3.7: Vitesses ($m \cdot s^{-1}$) calculées au jour trois pour nos deux expériences standard et avec un fond plat. L'astérisque désigne une moyenne temporelle (sur un jour) et la barre une moyenne spatiale (sur le volume du lagon).

Nous avons donc trouvé un modèle mathématique simple, basé sur les équations du mouvement, qui permet de reproduire les caractéristiques de la circulation barotrope dans le lagon. De plus, ce modèle produit un rotationnel de courant dont la valeur est comparable à celui issu de la modélisation numérique.

Après avoir abordé l'advection d'un traceur dans l'équation (3.11), nous allons maintenant aborder le terme produisant l'effet cisailant. En retranchant (3.11) de (3.6), en supposant que les variations de ψ^* sont faibles par rapport à sa valeur moyenne et en négligeant l'advection verticale, nous obtenons

$$\frac{\partial H\Psi u'}{\partial x} + \frac{\partial H\Psi v'}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\lambda_t}{H^2} \frac{\partial H\Psi'}{\partial \sigma} \right). \quad (3.17)$$

Dans cette équation, on remarque que les disparités verticales de ψ^* sont créées par la présence du cisaillement vertical. En intégrant deux fois cette équation, il est possible de calculer le terme Σ (Nihoul, 1975). Pour ce faire, un certain nombre d'hypothèses sont nécessaires. Il faut définir le champ vertical de la diffusivité turbulente ainsi que la composante barocline du courant. Supposons que la diffusivité turbulente suive un profil parabolique

$$\lambda_t = 6\Lambda(1 - \sigma)\sigma. \quad (3.18)$$

Comme il est difficile de résoudre notre problème en considérant plus d'une dimension horizontale, nous traiterons ici une seule direction et nous supposons que $v' = 0$. Pour une masse d'eau soumise à une tension de surface, la composante barocline de la vitesse suit un profil parabolique (Huang et Spaulding 1996) s'annulant au fond du lagon

$$u' = u'_s(3\sigma - 2)\sigma, \quad (3.19)$$

où u'_s représente la vitesse barocline à la surface. La double intégration de (3.17) donne

$$\psi' = \frac{u'_s H}{12\Lambda} \left(\frac{1}{3} - \sigma^2 \right) \frac{\partial H\Psi'}{\partial x}. \quad (3.20)$$

Il est alors possible de calculer $H\Sigma$. On peut montrer que cette grandeur prend une forme équivalente à une diffusion horizontale

$$H\Sigma = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_c \frac{\partial H\Psi'}{\partial x} \right), \quad (3.21)$$

où λ_c est la diffusion horizontale correspondant à l'effet cisailant qui vaut

$$\lambda_c = \frac{u_s'^2 H^2}{120\Lambda}. \quad (3.22)$$

Ce résultat est cohérent avec ceux de Bowden (1965) et Nihoul (1975). Toute chose égale par ailleurs, la diffusion horizontale résultant de l'effet cisailant est proportionnelle à la profondeur et au cisaillement à la surface du lagon. Par contre, elle est inversement proportionnelle à la diffusion verticale. Plus les échanges verticaux sont rapides, moins la dispersion horizontale de la tache est importante. Pour une vitesse de surface de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$, une profondeur moyenne de 30 m et une diffusivité turbulente de $10^{-2} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, l'application numérique de l'équation (3.22) conduit à une diffusion horizontale de l'ordre de $2 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Cette valeur est importante, ce qui nous laisse supposer que le mélange par effet cisailant peut être important dans une grande partie du lagon.

Une simulation additionnelle a été menée en utilisant la seule vitesse barotrope pour advecter la rhodamine B. La distribution au troisième jour du colorant est très

similaire à celle obtenue précédemment. Le déplacement et l'extension horizontale de la tache de colorant à la surface du lagon sont identiques. Si nous définissons l'écart type de la dispersion horizontale de la tache comme étant

$$\sigma_h = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}, \quad (3.23)$$

avec

$$\sigma_x^2 = \frac{\iiint \psi^* (x - x_c)^2 dx dy dz}{\iiint \psi^* dx dy dz}, \quad (3.24)$$

$$\sigma_y^2 = \frac{\iiint \psi^* (y - y_c)^2 dx dy dz}{\iiint \psi^* dx dy dz}, \quad (3.25)$$

où x_c et y_c désignent les coordonnées du centre de masse sur nos deux axes de référence. A la fin du troisième jour, $\sigma_h = 2\,820$ m pour l'expérience standard. Pour l'expérience avec la seule advection barotrope $\sigma_h = 2\,540$ m. Ces deux grandeurs sont très similaires. L'effet du cisaillement vertical sur la dispersion horizontale dans cette partie du lagon est négligeable. La dispersion résultante peut s'expliquer de différentes façons. L'utilisation d'une source en surface conduit à une dispersion de la tache avant que la colonne d'eau ne soit homogène. La marée et la variabilité du forçage éolien vont avoir tendance à accroître cette dispersion. Le modèle possède sa propre diffusion numérique qui est importante dans le cas d'une source ponctuelle. Enfin, d'après notre critère, l'écoulement barotrope produit aussi une dispersion de la tache. La diffusion produite lors de notre expérience additionnelle n'est donc pas purement numérique.

3.5.3. Expérience Denise

Pour cette expérience, une tonne de rhodamine B a été rejetée en surface, dans la partie nord du lagon, face au PEA Dindon, le 12 juin 1964. Le rejet a duré 3 heures et notre simulation débute à la fin de ce dernier. Le modèle est forcé par la tension de surface et la marée à la passe (figure 3.30). Les conditions aux limites sont identiques à celles de l'expérience précédente. Le lagon est supposé homogène en salinité et en température. Le rejet a lieu à marée basse et les conditions de vent sont stables les jours précédents. Malheureusement, un fort coup de vent de nord-ouest débute lors du rejet. Une situation stable de vent n'est retrouvée que plusieurs jours après. Dans la mesure où le vent a tourné extrêmement rapidement au moment du rejet, cette expérience est beaucoup plus difficile à modéliser que la précédente. De plus, les données journalières de vent ne permettent pas de reconstruire de manière satisfaisante le forçage éolien.

La rhodamine B est lâchée dans la maille de surface. Comme pour l'expérience précédente, le mélange vertical se fait très rapidement et la concentration en colorant devient quasiment homogène sur la verticale.

Les concentrations en Rhodamine B mesurées et calculées, en g.cm^{-3} , un mètre sous la surface du lagon, aux jours 3 et 5, sont représentées sur les figures 3.31 et 3.32.

Au jour 3, les données montrent un déplacement de la tache depuis le point de rejet vers l'est, puis vers le sud-est, le long de la pente interne du lagon. Le modèle

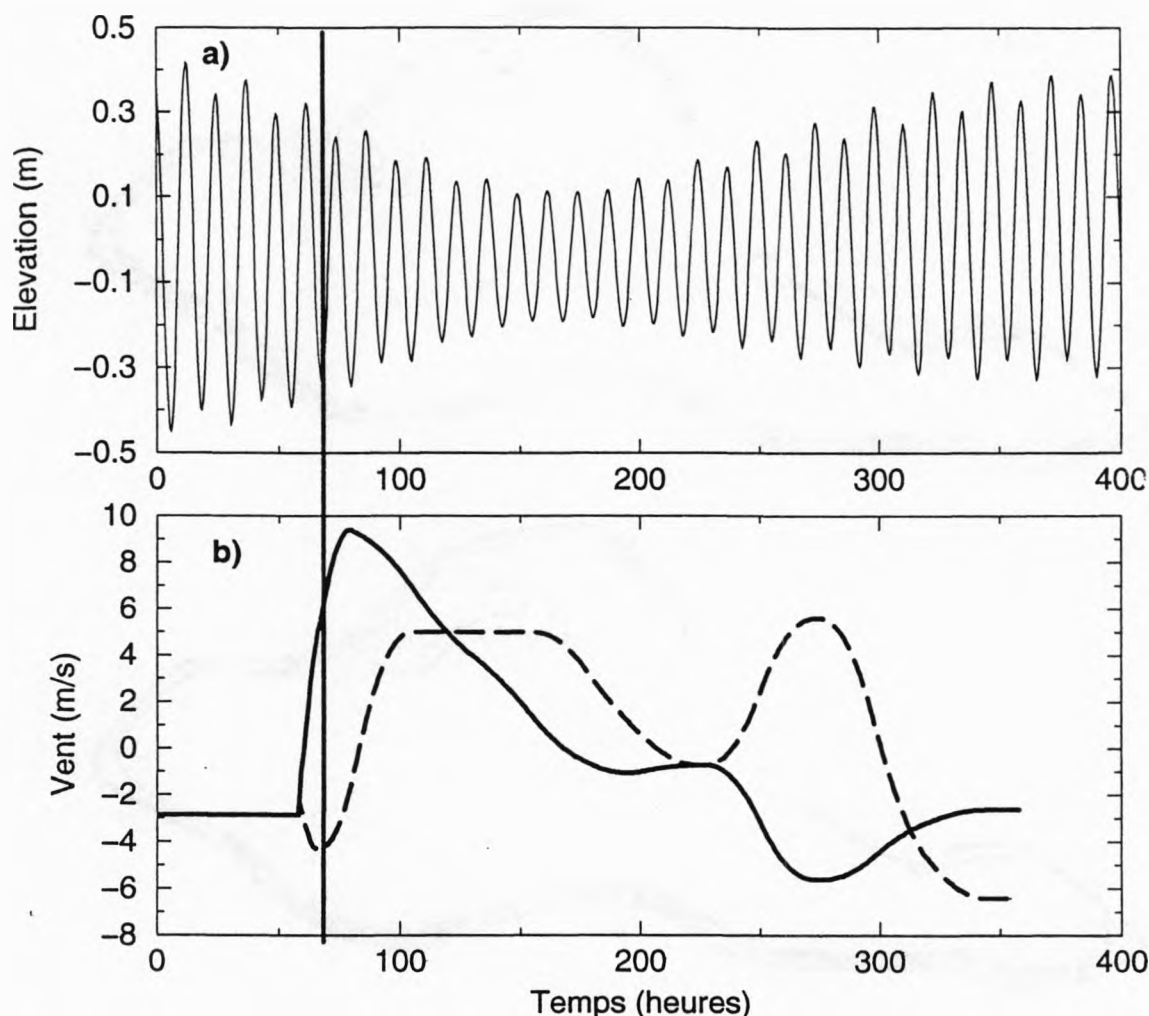


Figure 3.30: Evolutions temporelles a) du forçage de marée et b) des composantes du vent mesuré à Mururoa et interpolé. Le trait plein désigne la composante ouest-est et les tirets la composante sud-nord. La ligne verticale représente la fin du rejet en Denise et le début de la simulation numérique.

reproduit qualitativement bien ce phénomène et les concentrations observées correspondent à la circulation barotrope simulée (figure 3.33). Dans la zone nord du lagon, la circulation se fait dans le sens horaire. Depuis la zone Denise, le courant suit la côte vers le sud-est. Le maximum de concentration se trouve à l'endroit où le modèle produit une cellule de recirculation. Le courant est ensuite dirigé vers le centre du lagon. Le fort gradient de concentration observé correspond à la rencontre des eaux marquées provenant du nord et celles non marquées provenant de l'est. Cependant, la tache simulée se déplace moins rapidement que la tache mesurée. Alors que le point de concentration maximale mesurée se trouve à 5 km du point de rejet, la simulation produit un déplacement du maximum de seulement 2,5 km. La concentration maximale mesurée en surface dépasse $10^{-8} \text{ g.cm}^{-3}$, alors que le modèle produit une concentration maximale de $3.10^{-9} \text{ g.cm}^{-3}$. Deux explications des faibles vitesses rencontrées dans le modèle sont possibles. Le coefficient de frottement utilisé pour calculer la tension de vent est tiré de Smith et Banke (1975). Cette formulation se base sur des données mesurées en mer ouverte et sur le lac Ontario. Pour un vent de vitesse 10 m.s^{-1} , le coefficient de frottement vaut $1,29.10^{-3}$. Cette valeur est comparable aux

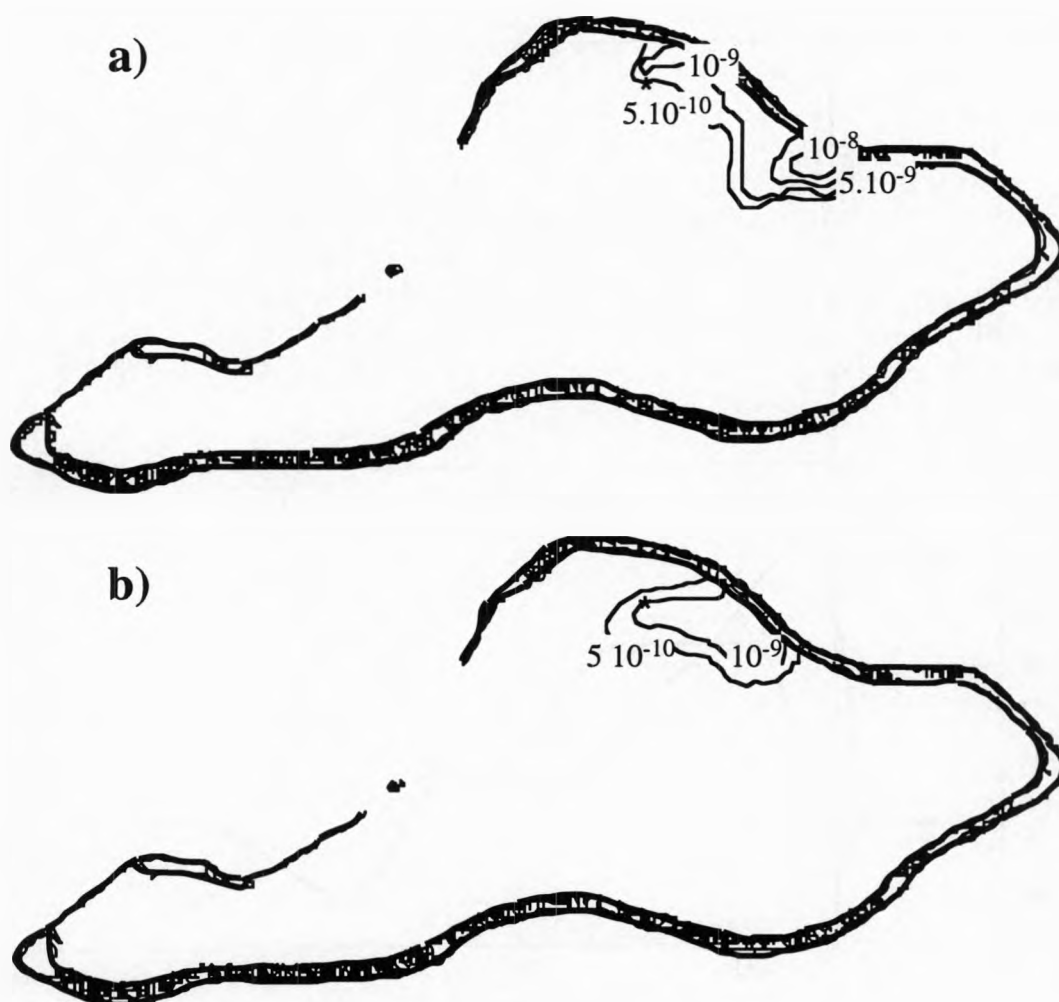


Figure 3.31: Concentrations en rhodamine B (g.cm^{-3}) 1 m sous la surface du lagon, a) mesurées et b) calculées au jour 3. L'étoile représente la position du point de rejet.

autres valeurs disponibles dans la littérature (Blanc 1985). Ces formules, obtenues à partir de mesures réalisées pour des fortes valeurs de la longueur d'action du vent, ne sont plus applicables si cette longueur diminue. Wu (1985) propose une formulation faisant varier le coefficient de frottement de manière inverse au fetch. Plus récemment, pour un vent fort, Mahrt *et al.* (1996) ont montré que le coefficient de frottement pouvait être 50% plus important pour un fetch court ($< 4 \text{ km}$) que pour un fetch long ($> 15 \text{ km}$). Dans le premier cas, la rugosité à la surface de la mer est importante et le transfert de quantité de mouvement est maximal. Enfin, les données de Graf *et al.* (1984) confirment, pour le lac Lemman, cette relation entre la longueur d'action du vent et le coefficient de frottement. Dans notre cas, un vent de vitesse supérieure à 8 m.s^{-1} souffle sur le lagon le lendemain du rejet. En accord avec l'équation (3.16) régissant le transport barotrope dans le lagon, une sous-estimation de la tension de vent conduit à un affaiblissement du courant barotrope et à un déplacement plus lent de la tache de rhodamine B. Malheureusement, aucune formulation satisfaisante du coefficient de frottement en fonction du fetch n'est actuellement disponible. De plus, pour un vent de 8 m.s^{-1} , une erreur sur cette vitesse de 1 m.s^{-1} correspond à une erreur de 30% sur la tension de surface. Les incertitudes sur la tension de vent sont donc importantes.

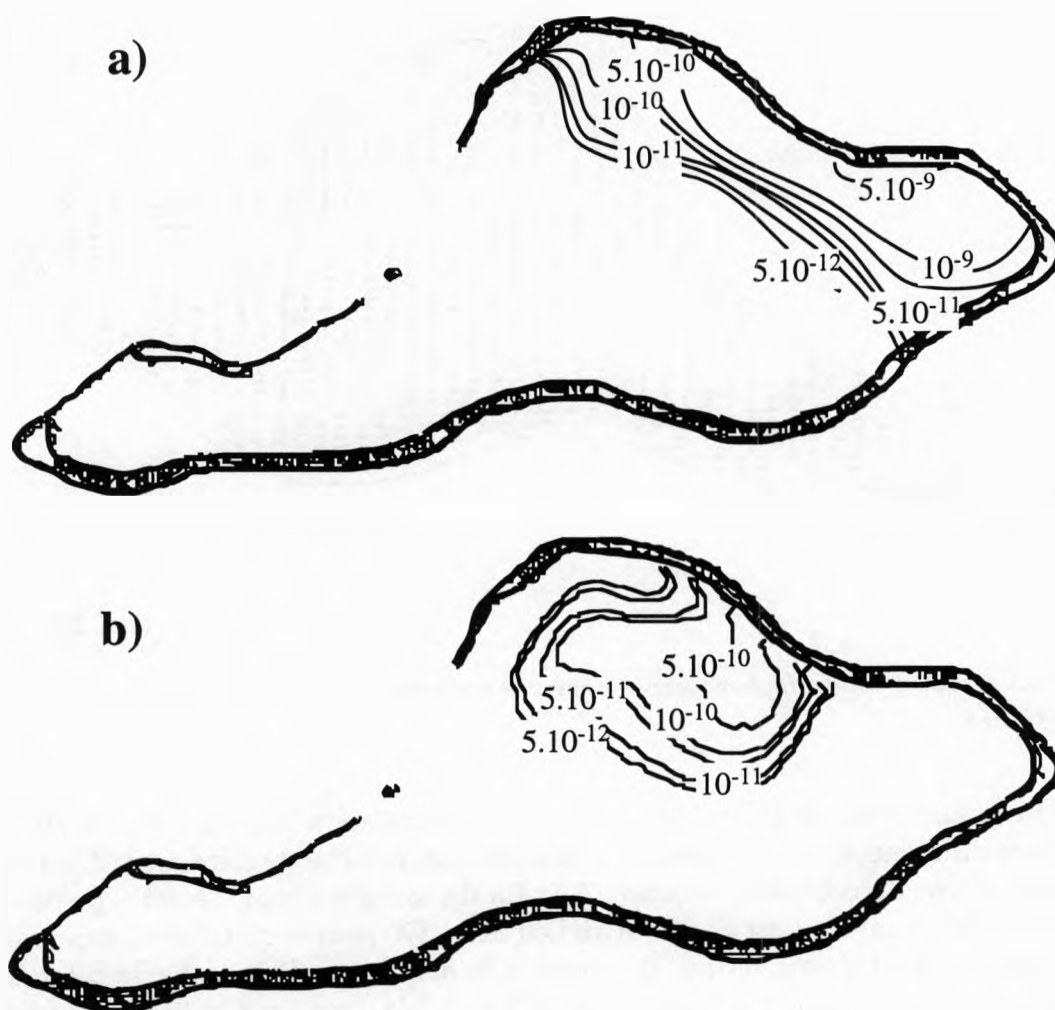


Figure 3.32: Concentrations en rhodamine B (g.cm^{-3}) 1 m sous la surface du lagon, a) mesurées et b) calculées au jour 5.

D'après l'équation (3.16), la vitesse du courant barotrope dépend aussi du gradient de bathymétrie. Un gradient transversal trop faible conduit à une sous-estimation de la vitesse. Une bonne représentation de ce gradient près des côtes, et donc des vitesses, nécessiterait une diminution locale de la taille de la maille numérique et l'abandon de la grille régulière.

Au cinquième jour, les courbes de concentration 5.10^{-11} , 10^{-11} et $5.10^{-12} \text{ g.cm}^{-3}$ sont assez similaires dans la zone centrale du lagon. Le modèle produit une dispersion de la tache vers l'ouest légèrement plus importante que les mesures. Dans les données, la tache s'est déplacée vers la zone vie alors que le modèle ne reproduit pas ce mouvement. Comme il a déjà été noté, la tache n'est pas advectée suffisamment vers l'est du domaine. A l'extrémité est du lagon, le modèle produit un courant anti-horaire, c'est à dire de la zone vie vers le centre du lagon. Ceci est en désaccord avec le mouvement de la tache de rhodamine B. Cependant, la tache de colorant peut se déplacer vers l'extrémité est du lagon en passant par la bordure sud du domaine, c'est à dire en contournant la cellule de circulation présente à l'est du lagon. Les mesures de concentrations réalisées au jour 4 semblent confirmer cette hypothèse.

Une expérience additionnelle a été réalisée en utilisant uniquement la vitesse

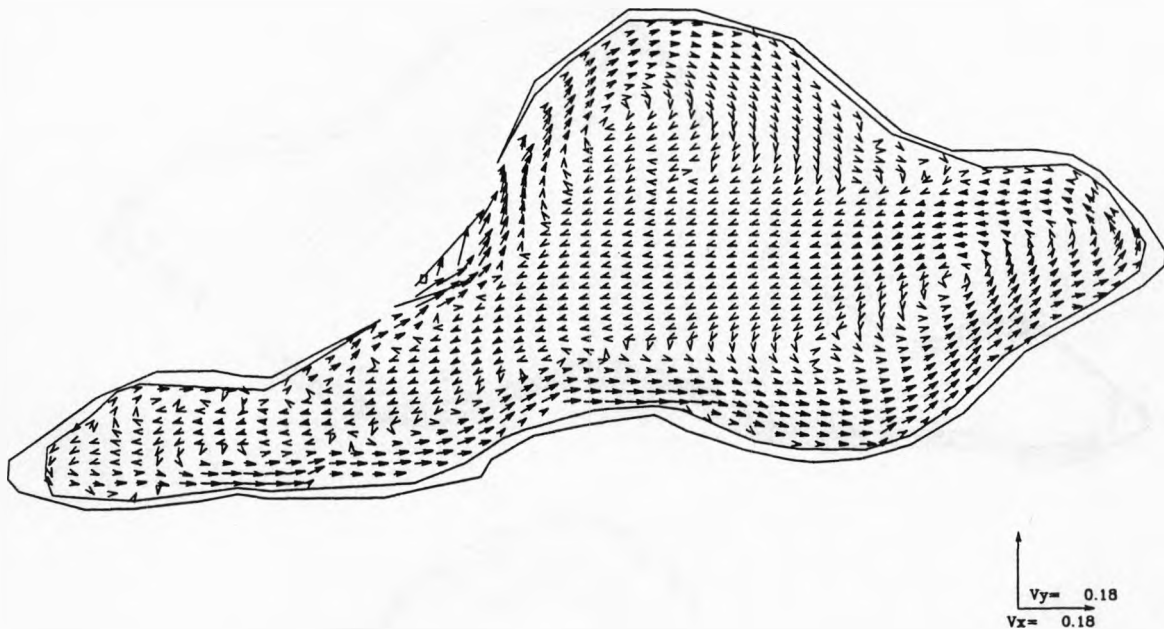


Figure 3.33: Circulation barotrope moyennée durant le troisième jour. Les vitesses maximales sont indiquées en m.s^{-1} .

barotrope pour advecter la rhodamine B. Cette simulation produit des résultats légèrement différents de ceux présentés avant. En effet, la tache de colorant se disperse nettement moins dans cette expérience. A la fin du troisième jour, l'écart type de la dispersion horizontale, σ_h , est de 980 m au lieu des 1 590 pour la simulation standard. Sous l'effet du cisaillement vertical du courant, la dispersion de la tache de colorant augmente de plus de 60%. Cet effet, qui était très faible dans l'appendice sud-ouest, semble jouer un rôle important sur la dispersion dans cette zone du lagon.

A la lumière de ces résultats, nous pouvons conclure que:

- le modèle reproduit le mouvement de la tache de rhodamine B vers le sud-est, le long du platier,
- la tache simulée se déplace cependant trop lentement.

3.6. DISPERSION DU SODIUM-24 DE L'EAU DE MER APRES LES EXPERIMENTATIONS AERIENNES

De 1966 à 1976, 34 expérimentations nucléaires aériennes ont été menées sur l'atoll de Mururoa (Bouchez et Lecomte 1995). Certains radioéléments peuvent constituer de bons traceurs marins (Dahlgaard 1995, England 1997) et plus particulièrement de l'hydrodynamique des lagons (Ford 1949). Suite à ces expérimentations, l'activité présente dans l'eau du lagon est principalement due aux produits d'activation des sels solubles de l'eau de mer: ^{38}Cl , ^{24}Na et ^{35}S . Ce sont notamment des émetteurs γ de période 37 minutes, 15 heures et 88 jours respectivement. A l'échelle de quelques jours, l'activité mesurée est principalement due à l'activation du ^{24}Na créé suite à la capture de deux neutrons par le noyau de sodium. Nous nous intéressons au déplacement de la tache de ce radioélément durant les cinq jours suivant l'expérimentation. Au delà, sa concentration n'est plus décelable. Après un tir, des mesures routinières du débit de dose à la surface du lagon ou de l'activité de l'eau ont été réalisées lors de missions de reconnaissance radiologique. Ces données sont très utiles afin de vérifier la capacité du modèle à représenter le déplacement d'un traceur radioactif dissous. Cependant, ces mesures après tir n'ont pas été menées afin de réaliser des expériences de traçage. Leur but était de déterminer à quel instant l'activité maximale dans le lagon était en dessous d'un certain seuil permettant aux navires de revenir dans le lagon.

Deux types de mesures sont disponibles:

- l'irradiation (mesure du débit de dose) de l'eau du lagon mesurée avec des contaminamètres CAB TROP ou UNIGET placés à un mètre au-dessus de la surface de l'eau et étalonnés pour cette distance. Le débit de dose s'exprime en rad par heure. Le rad correspond à la quantité d'énergie cédée par kilogramme de matière ($1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J.kg}^{-1}$).

- l'activité de l'eau du lagon en surface et à différents niveaux dans la colonne d'eau mesurée à partir de prélèvements d'eau de mer. L'activation s'exprime en Becquerel par m^3 . Le Bq est la quantité de matière radioactive dans laquelle se produit une désintégration par seconde. Cette unité est homogène à l'inverse d'un temps.

Les grandeurs ont été transformées en unités arbitraires - uadd pour l'unité arbitraire de débit de dose et uaa pour l'unité arbitraire d'activité - de telle sorte que la plus grande valeur mesurée après une expérience est ramenée à une valeur de l'ordre de l'unité. Les valeurs données dans les figures sont directement issues de mesures, sans avoir été corrigées de la décroissance du ^{24}Na . Les dates, noms et localisations précises des tirs ne sont pas repris ici. Deux séries de mesures sont utilisées, chacune correspondant à une zone de tir différente.

3.6.1. Expérience Dindon

Ces mesures sont issues d'une expérimentation nucléaire aérienne en zone Dindon (figure 3.19). Le modèle est forcé de la même façon que pour les expériences de traçage (figure 3.34) et les conditions aux limites sont identiques. Le lagon est supposé homogène en salinité et en température. Les jours précédents le tir et les cinq jours suivants, le vent provenait de l'est. Dans le modèle, seule la maille de surface contient

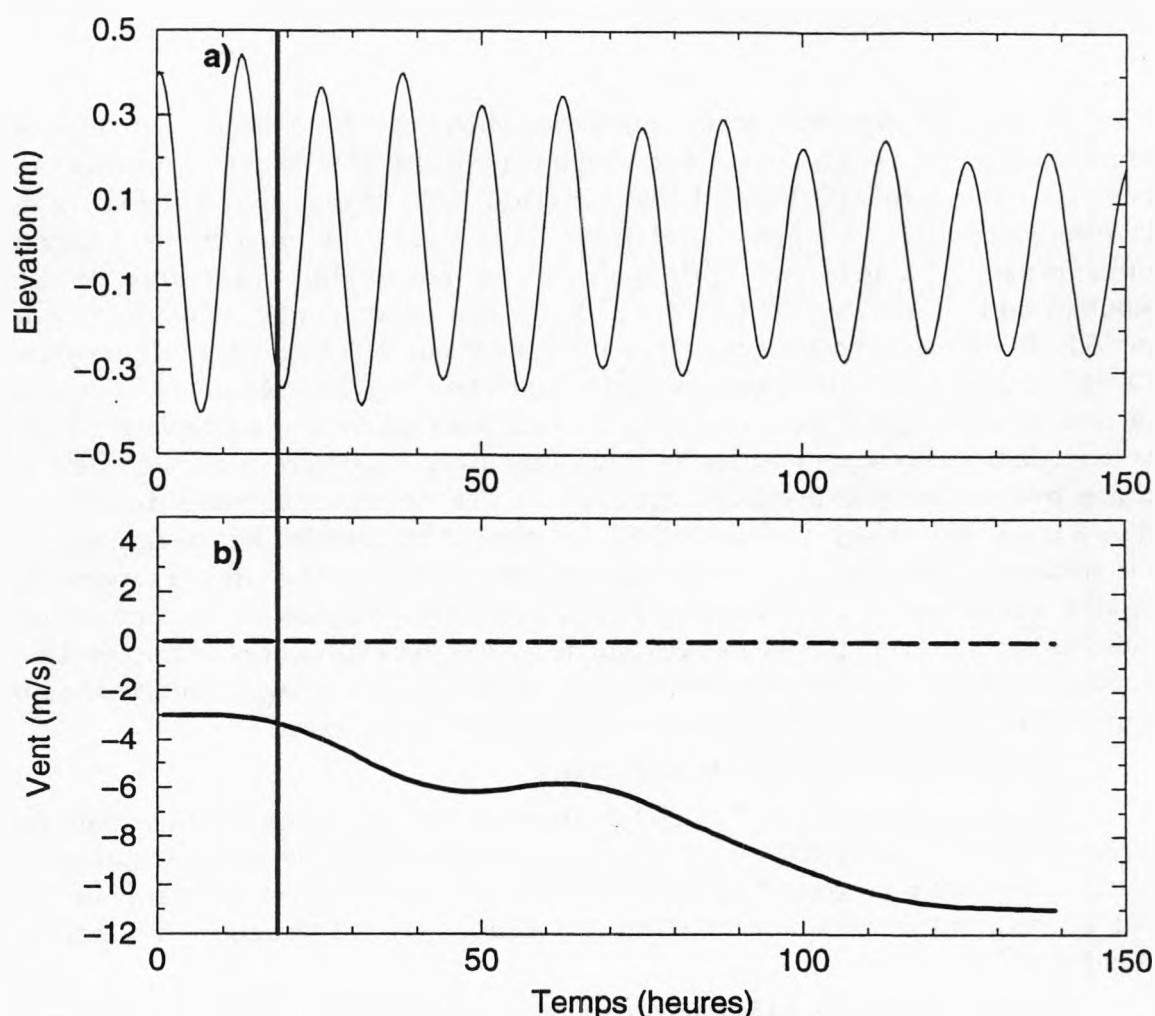


Figure 3.34: Evolutions temporelles a) du forçage de marée et b) des composantes du vent mesuré à Mururoa et interpolé. Le trait plein désigne la composante ouest-est et les tirets la composante sud-nord. La ligne verticale représente le moment de l'expérimentation nucléaire en Dindon et le début de la simulation numérique.

le sodium actif à l'instant initial. La dispersion du ^{24}Na dépend de l'altitude du tir. Plus son altitude est importante, plus la dispersion est forte et l'activité maximale faible. La distribution initiale de ^{24}Na (en uaa) en surface est de la forme

$$\psi_{(t=0)} = \psi_0 \cdot e^{-\left(\frac{d}{D}\right)^2}, \quad (3.26)$$

où d est la distance au point zéro, D une grandeur caractéristique de la dispersion lors de l'expérimentation - $D \approx 700$ m - et ψ_0 est la concentration en ^{24}Na au centre de la tache. Malheureusement, il est impossible de connaître la masse totale de sodium activé suite à l'expérience aérienne. ψ_0 doit être calibré à posteriori à partir des données de concentration disponibles.

Pour cette expérience, seules des cartes d'irradiation de l'eau de mer sont disponibles les trois premiers jours suivant le tir. Au delà, des données d'activité du ^{24}Na sont disponibles puisque, compte tenu des périodes des autres radioéléments, ils ont disparu. On peut raisonnablement imputer au seul ^{24}Na l'irradiation mesurée en surface. C'est pourquoi, nous pouvons comparer le mouvement de cette tache avec

celui de la tache d'activité du ^{24}Na calculée à la surface du lagon. Des données d'activité sont disponibles à partir du quatrième jour.

L'activité de l'eau du lagon a cependant été mesurée de manière régulière approximativement au centre de la tache d'activité. A partir de ces données, il est possible de décrire l'évolution temporelle de la concentration maximale. Les activités corrigées de la décroissance radioactive du ^{24}Na sont reportées sur le tableau 3.8.

Pour calibrer les activités simulées sur celles mesurées, ψ_0 a été calculé par la méthode des moindres carrés, en utilisant les données d'activité maximale sur les trois premiers jours, afin de minimiser la fonction

$$f_{ct} = \sum \left[\ln(\psi e^{t/T})_{\text{donné}} - \ln(\psi_0(\psi^*)_{\text{calculé}}) \right]^2. \quad (3.27)$$

Le minimum de f_{ct} est obtenu pour

$$\ln(\psi_0) = \frac{1}{5} \sum \ln \left(\frac{(\psi e^{t/T})_{\text{donné}}}{(\psi^*)_{\text{calculé}}} \right), \quad (3.28)$$

c'est à dire $\psi_0 = 33,5$ uaa. Cette méthode de calibration a un désavantage majeur, elle suppose que l'activité maximale mesurée est bien l'activité maximale présente dans le lagon et que le modèle reproduit bien les variations de ce maximum. Une autre méthode aurait été d'estimer la quantité de sodium-24 activé à partir des activités mesurées au jour quatre. Cependant, une telle estimation nécessite de reconstruire les activités à partir des courbes d'iso-activité disponibles. Elle suppose aussi qu'une partie du ^{24}Na n'a pas quitté le lagon à cette date. Comme notre calibration est imparfaite, nous nous focaliserons principalement sur le déplacement de la tache et nous ne nous attarderons pas sur les comparaisons d'activité.

L'évolution temporelle simulée du maximum de concentration corrigé de la décroissance est reportée sur la figure 3.35. Au début de la simulation, l'activité maximum décroît très rapidement sous l'effet du fort mélange vertical et horizontal. A partir du jour 2, le maximum de concentration mesuré n'évolue plus. Au cinquième jour après le tir, les données montrent une activité corrigée maximale importante de 2,6 uaa. Ce doublement de l'activité maximale entre le troisième et le cinquième jour n'est pas acceptable. En effet, une reconcentration du ^{24}Na est dynamiquement et physiquement impossible et une réactivation du sodium de l'eau de mer par les sédiments marins actifs n'est pas concevable. Ce doublement ne peut s'expliquer que par la faible résolution spatiale des mesures. Ainsi, la zone de concentration maximale a été manquée les trois premiers jours après le tir. Le calibrage du modèle ayant été fait

Temps après tir (heures)	activité (uaa)
1,45	4,75
7,15	2,84
25,4	1,3
49	1,16
73	1,06
125	2,6

Tableau 3.8: Activité (uaa) du prélèvement d'eau de mer le plus actif en ^{24}Na . L'activité est corrigée de la décroissance radioactive.

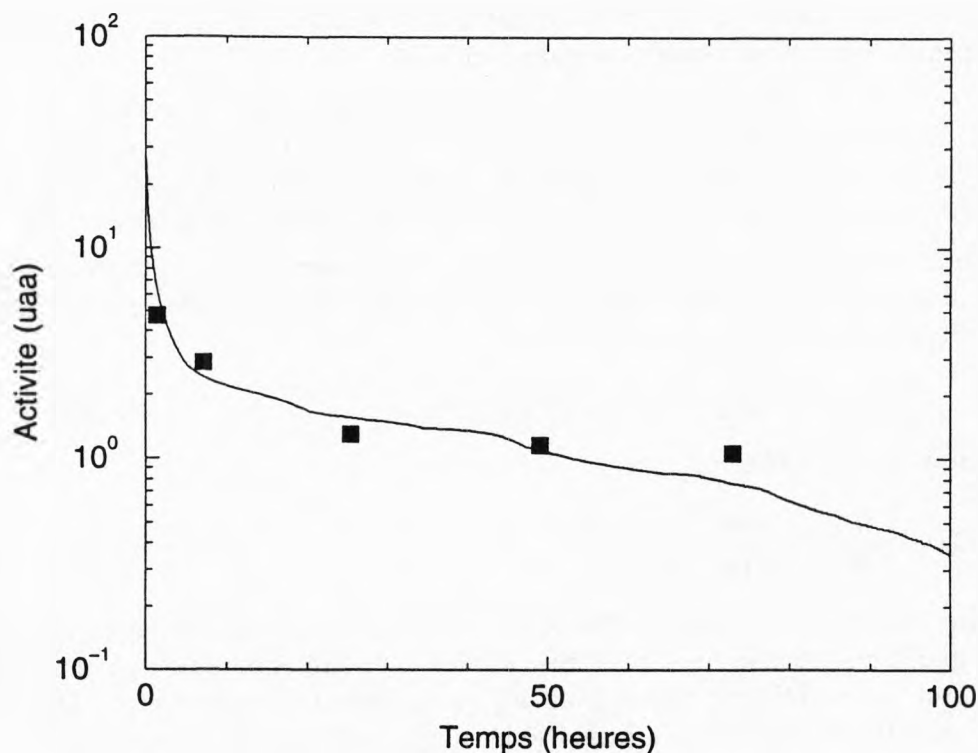


Figure 3.35: Evolutions temporelles des activités maximales (uaa) mesurée (carrés) et de celle calculée par le modèle (trait continu) corrigées de la décroissance radioactive.

à partir des activités maximales mesurées les trois premiers jours, il est probable que notre modèle produise une activité du lagon beaucoup plus faible que la réalité.

Les données d'irradiation ou d'activité ont été mesurées quotidiennement. Nous nous focaliserons sur les mesures réalisées 7 heures, 2 jours et 4 jours après le tir (figures 3.36, 3.37 et 3.38).

Juste après l'expérience nucléaire aérienne, les données montrent une irradiation maximale autour du point zéro. Sous l'action du mélange turbulent, la concentration s'homogénéise rapidement sur la verticale. Sept heures après le tir, le centre de masse de la tache se situe en $\sigma = 0,52$. Le modèle produit une tache de concentration assez similaire à la tache d'irradiation. La localisation des concentrations maximales correspond bien aux zones dont l'irradiation est maximale.

Deux jours après le tir, la tache s'est déplacée vers l'est. Le débit de dose le plus important est localisé au nord de l'appendice sud-ouest, près du motu Dindon. Le modèle reproduit ce déplacement. Des concentrations faibles - inférieures à 10^{-2} uaa - se trouvent près du platier sud, alors que les concentrations les plus fortes sont situées plus au nord. Cette différence importante entre ces deux zones a déjà été expliquée précédemment et correspond à une arrivée d'eau le long du platier sud. Le modèle produit une zone de concentration maximum en ^{24}Na au centre de l'appendice sud-ouest. A cet emplacement l'activité maximale est de 0,1 uaa. L'extension modélisée de la tache vers le centre du lagon est proche de celle observée. De plus, les résultats du modèle montrent encore ici l'arrivée d'eau non contaminée depuis le sud de la passe vers le sud-ouest en suivant le platier récifal.

Au jour 4, la tache de radioactivité s'est déplacée vers l'est du lagon en suivant

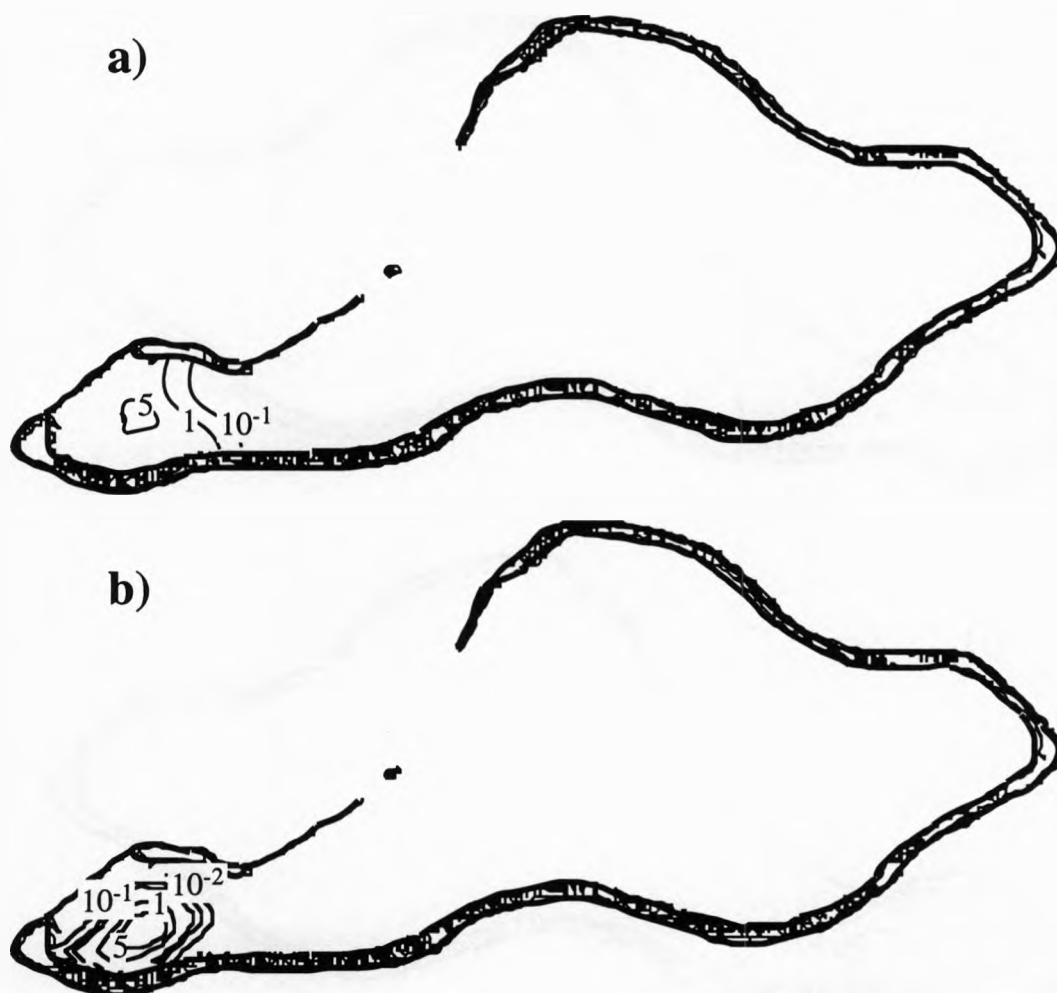


Figure 3.36: a) Irradiation mesurée à la surface du lagon (uadd) et b) concentrations en ^{24}Na calculées (uaa) à la surface du lagon 7 heures après l'expérience.

la bordure nord de l'appendice sud-ouest. Les données montrent une activité maximale située au sud de la passe et une absence de radioactivité le long du platier sud. Les résultats du modèle sont en accord avec ce déplacement et l'extension calculée de la tache de ^{24}Na est similaire à celle mesurée. Cependant, les activités ont été mesurées avec une discrétisation spatiale de l'ordre du kilomètre et ces données ne permettent pas de distinguer des phénomènes à l'échelle de quelques centaines mètres. La comparaison entre les données et le modèle s'arrête donc à cette dernière échelle. Le modèle produit trois maximums locaux d'activité. Les deux premiers, dans l'appendice sud-ouest, correspondent aux centres de cellules de circulation où le ^{24}Na est piégé. Le dernier maximum se trouve au sud de la passe, dans le lit du courant barotrope. Il est similaire à celui déjà observé dans l'expérience de traçage avec la rhodamine B. A cause de notre calibrage imparfait, les activités calculées au jour 4 sont beaucoup plus faibles que celles mesurées.

Au cours de la série de mesures, le vent reste stable en direction mais sa vitesse augmente progressivement pendant 5 jours. Durant cette période, la tension exercée par le vent à la surface du lagon augmente. En accord avec l'équation (3.16) régissant la circulation barotrope dans le lagon, si le forçage éolien augmente alors le rotationnel du

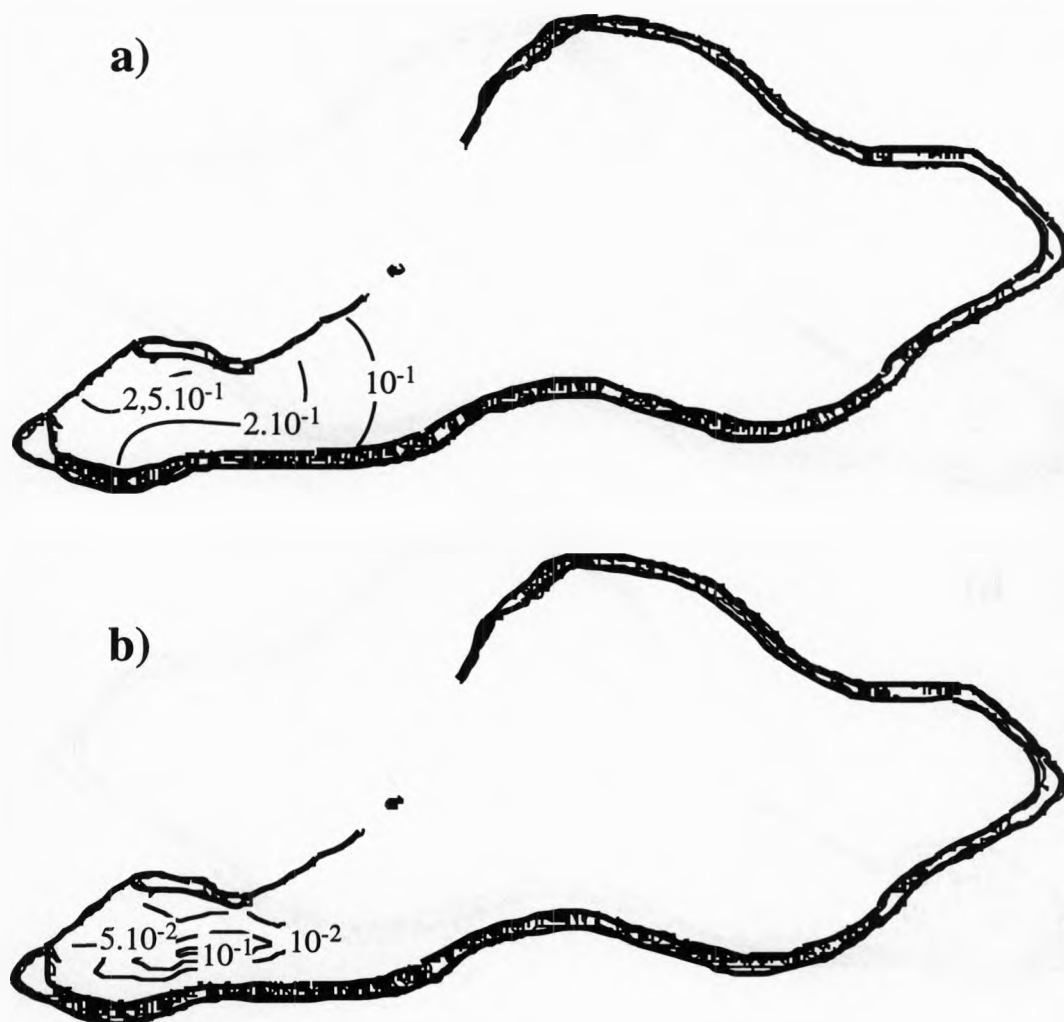


Figure 3.37: a) Irradiation mesurée à la surface du lagon (uadd) et b) concentrations en ^{24}Na calculées (uaa) à la surface du lagon 2 jours après l'expérience.

courant augmente ainsi que le transport barotrope. Il est possible de vérifier cette relation à partir des résultats du modèle. Pour cette expérience, nous avons calculé le transport sortant de l'appendice sud-ouest (figure 3.39). Ce transport est influencé par le forçage de marée. Néanmoins, il apparaît que le flux sortant de l'appendice sud-ouest augmente avec le forçage éolien. Pour une tension faible - de l'ordre de 10^{-2} N.m^{-2} - le flux sortant est de l'ordre de $500 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. Par contre pour une tension de plus de 10^{-1} N.m^{-2} ce flux dépasse $1\,000 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. Ce résultats semble confirmer que le transport s'intensifie sous l'effet de la tension de surface.

L'expérience numérique présentée ici met en avant et confirme un certain nombre de propriétés du modèle déjà évoquées:

- il reproduit qualitativement le déplacement d'une tache de radioactivité depuis l'appendice sud-ouest vers le centre du lagon,
- il représente l'absence de radioactivité le long du platier sud.

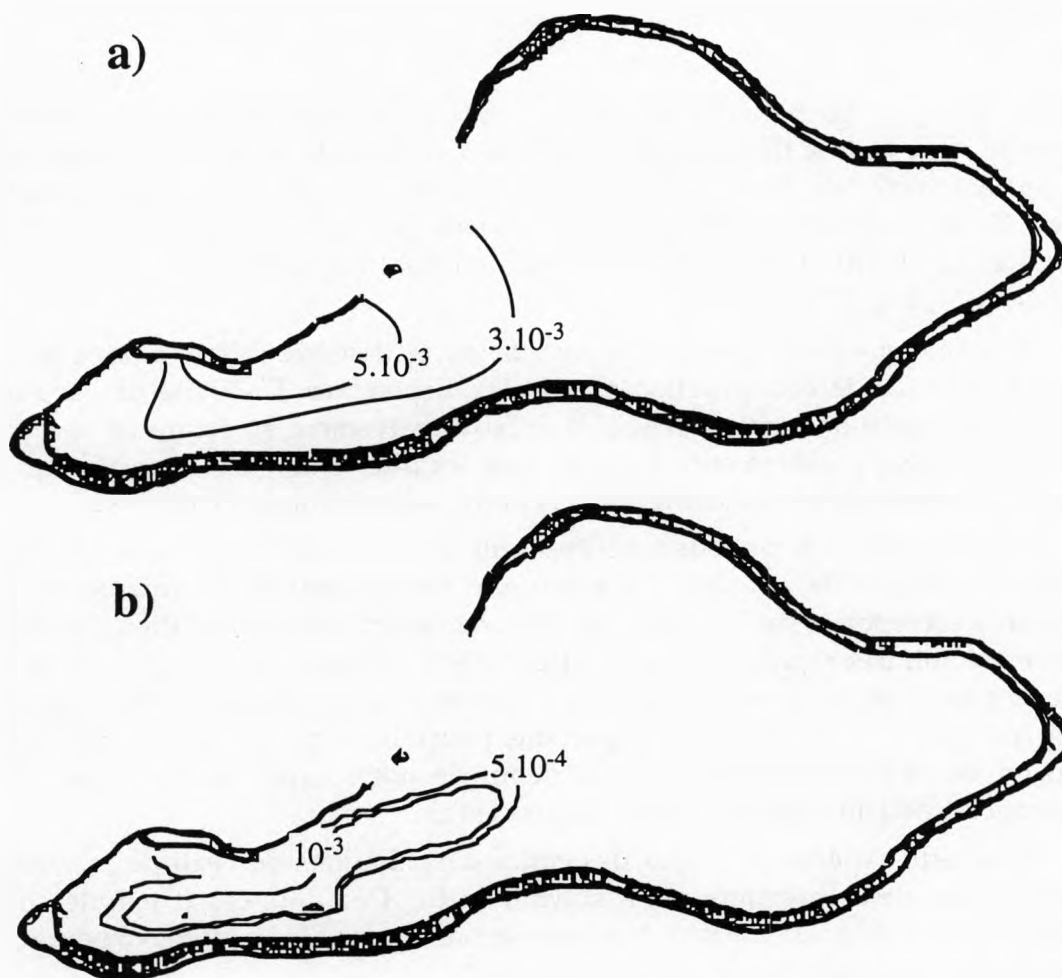


Figure 3.38: Concentrations en ^{24}Na (uaa) à la surface du lagon, a) mesurées et b) calculées 4 jours après l'expérience.

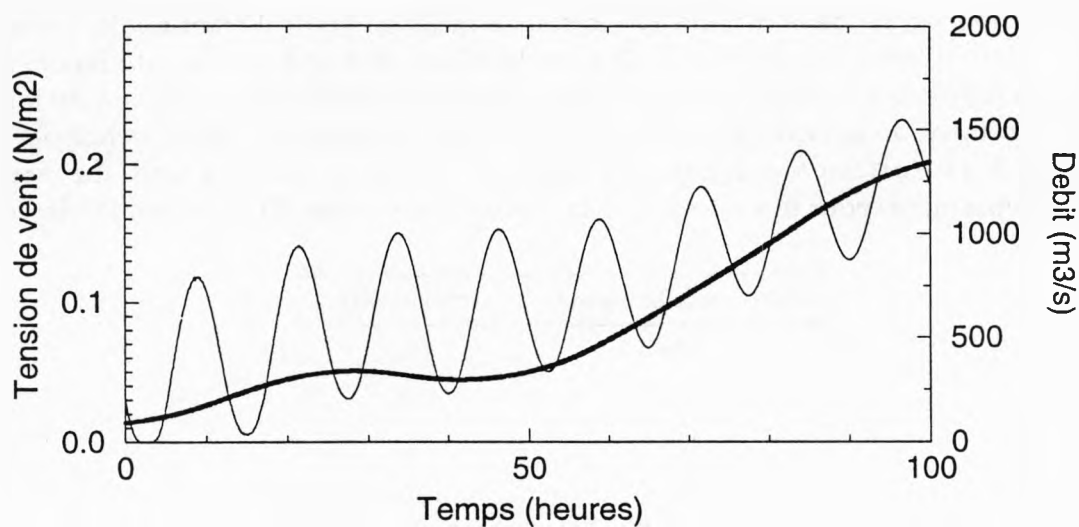


Figure 3.39: Evolutions temporelles de la tension de vent (courbe grasse) (N.m^{-2}) et du transport sortant de l'appendice sud-ouest ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$).

3.6.2. Expérience Denise

De même que pour l'expérience précédente, suite à une expérimentation nucléaire aérienne en zone Denise (figure 3.19) l'irradiation et l'activité de l'eau de surface du lagon ont été mesurées. Le modèle est forcé de la même façon que précédemment (figure 3.40) et les conditions limites sont identiques. Le lagon est supposé homogène en densité. La distribution initiale de ^{24}Na (en uaa) en surface est donnée par l'équation (3.26) avec $D \approx 1\,300\text{ m}$.

De même que pour l'expérience précédente, ψ_0 doit être calibré à posteriori à partir des données de concentration maximales disponibles. L'activité de l'eau du lagon a été mesurée de manière régulière approximativement au centre de la tache d'activité. Les cinq prélèvements d'eau de mer les plus actifs sont reportés sur le tableau 3.9; les activités ont été corrigées de la décroissance radioactive du ^{24}Na .

La méthode décrite précédemment est utilisée ici afin de calculer $\psi_0 = 1,76\text{ uaa}$. L'évolution temporelle simulée du maximum de concentration corrigé de la décroissance est reportée sur la figure 3.41. Au premier jour de la simulation, l'activité maximale décroît très rapidement sous l'effet du fort mélange. Entre le premier et le quatrième jour, l'activité maximale calculée a été divisée par 6, alors que celle mesurée a été divisée par 60. Cette différence importante pourrait s'expliquer par la trop forte dispersion de la tache simulée au tout début de notre expérience et donc une concentration trop faible calculée 5 heures après le tir.

Pour cette expérience, seules des cartes d'irradiations de l'eau de mer sont disponibles les deux premiers jours suivant le tir. Des données d'activité sont utilisables à partir du troisième jour. Nous utiliserons les données mesurées 5 heures, 2 jours et 4 jours après le tir (figures 3.42, 3.43 et 3.44).

5 heures après le tir, la tache de radioactivité n'a pas eu le temps de se déplacer beaucoup. La vitesse du vent soufflant sur le lagon étant de l'ordre de 1 m.s^{-1} , le flux turbulent à l'interface air-mer est faible. Ainsi, la diffusivité turbulente dans le lagon est peu importante - de l'ordre de $10^{-3}\text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Le mélange vertical étant faible, après 5 heures de simulation, la tache de ^{24}Na reste localisée près de la surface du lagon. Le centre de masse se trouve en $\sigma = 0,85$ et l'écart type de sa répartition verticale vaut 0,12. Le déplacement de la tache de radioactivité est donc principalement influencé par le courant à la surface du lagon. Ce dernier est créé sous l'action du vent. Malheureusement, pour le vent mesuré la vitesse à la surface du lagon est faible - de

Temps après tir (heures)	activité (uaa)
5,54	1,92
26,4	0,22
49,0	0,12
71,3	0,036
93,3,	0,032

Tableau 3.9: Activité (uaa) du prélèvement d'eau de mer le plus actif en ^{24}Na . L'activité est corrigée de la décroissance radioactive.

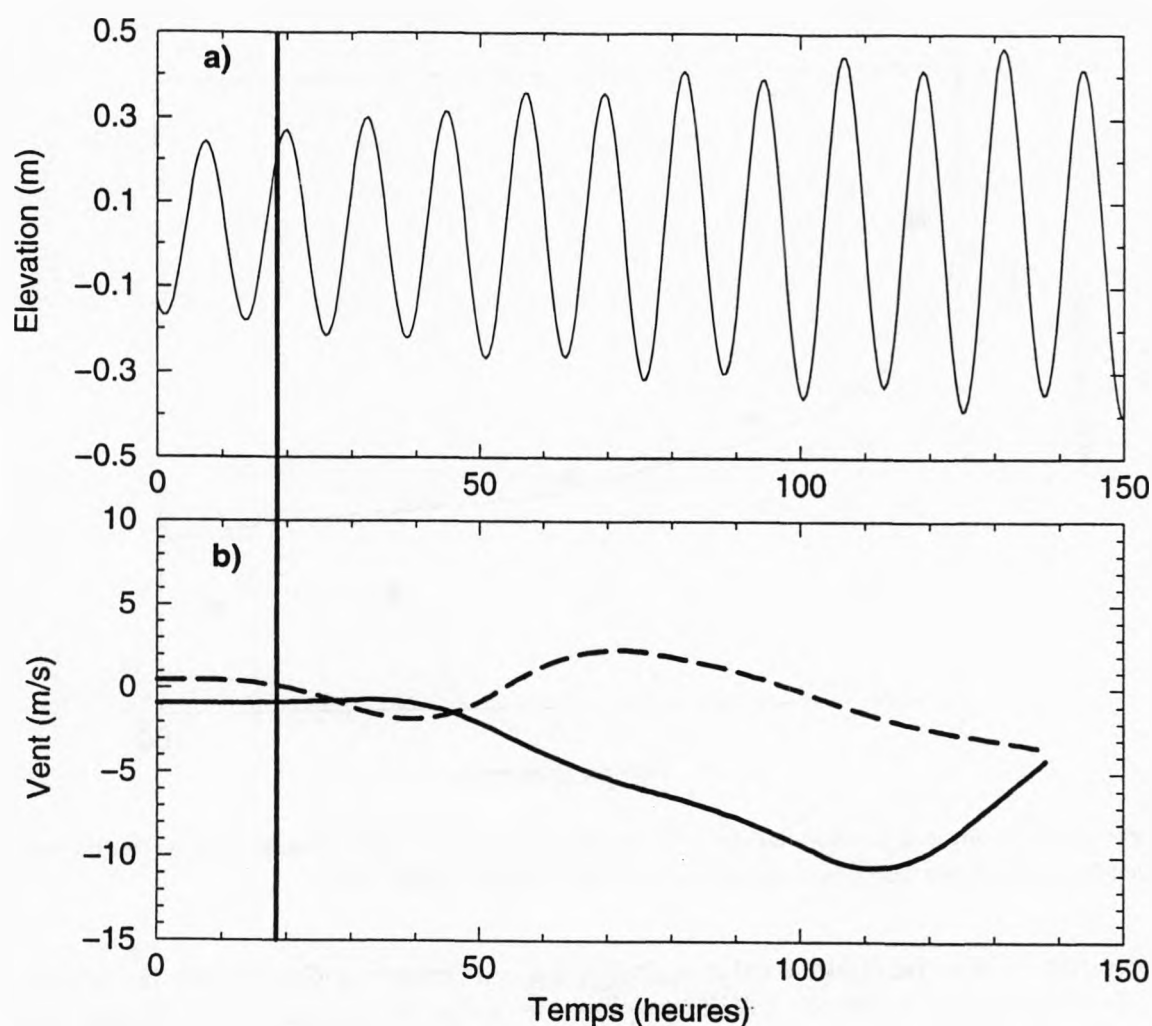


Figure 3.40: Evolutions temporelles a) du forçage de marée et b) des composantes du vent mesuré à Mururoa et interpolé. Le trait plein désigne la composante ouest-est et les tirets la composante sud-nord. La ligne verticale représente le moment de l'expérimentation nucléaire en Denise et le début de la simulation numérique.

l'ordre de $5 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ - et le mouvement est lent. Pour cette vitesse, le déplacement en cinq heures est de 90 m; c'est bien moins que la dimension horizontale de la maille numérique. C'est pourquoi, la tache d'irradiation calculée reste proche du point zéro. Il en est de même pour la tache d'activité observée.

Au jour 2, les mesures montrent une zone d'irradiation maximale localisée le long du platier nord et se déplaçant vers la passe. Le modèle produit un léger déplacement vers l'ouest, le long de la côte. Cependant, la tache de ^{24}Na calculée en surface est beaucoup plus diffuse que la tache d'irradiation. Des activités supérieures à 10^{-3} uaa se rencontrent à quelques kilomètres de la côte. A la fin du deuxième jour, le ^{24}Na est réparti de manière quasi-homogène sur la verticale. Le centre de masse de la tache se trouve en $\sigma = 0,51$.

Quatre jours après l'activation du sodium de l'eau de mer, la tache de radioactivité se déplace toujours vers l'ouest, vers la passe. Les mesures montrent qu'elle a abordé le nord de la passe. Le modèle reproduit bien ce déplacement et

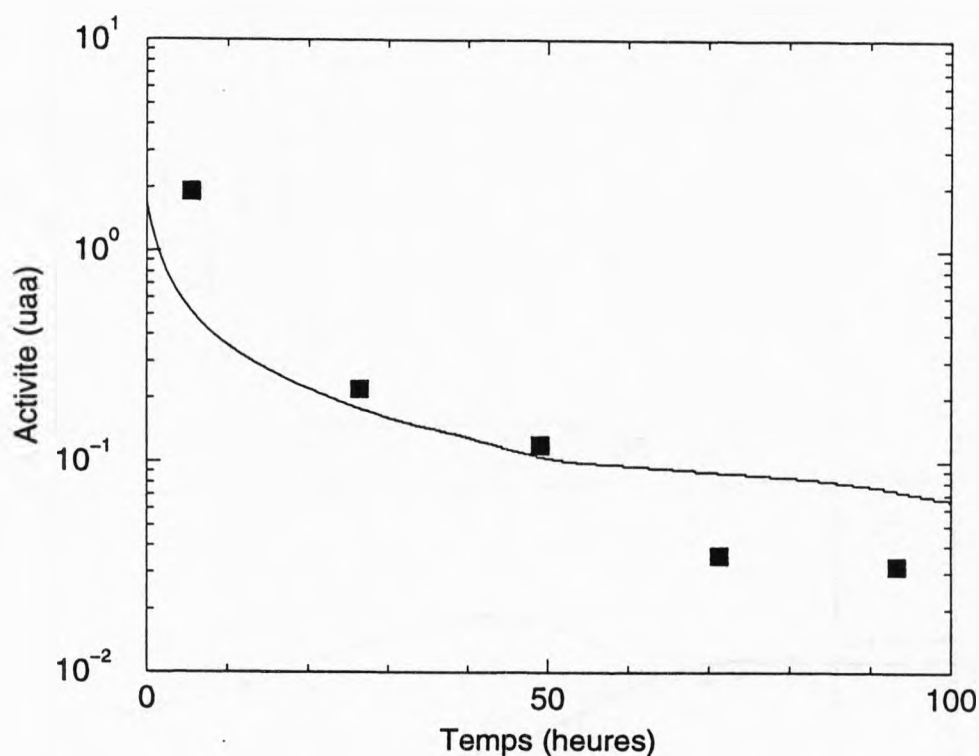


Figure 3.41: Evolutions temporelles de la concentration maximale (uaa) mesurée (carrés) et de celle calculée par le modèle (trait continu) corrigées de la décroissance radioactive.

l'étendue de la tache simulée est très similaire à celle mesurée. Cependant, la tache de ^{24}Na produite par le modèle s'étend trop vers le centre de la zone nord du lagon, loin de la côte.

La tache de ^{24}Na est advectée par les courants barotropes et, pour un vent d'est, soumise à une circulation anti-horaire. Le ^{24}Na se dirige vers l'ouest en suivant le platier nord. Il est probable qu'une grande partie de l'activité passe du lagon à l'océan. Par contre, pour l'expérience de traçage avec la rhodamine B, sous l'effet d'un vent de sud sud-ouest, la tache de colorant se déplace vers la zone vie en longeant la côte. Cette tache reste donc plus longtemps dans le lagon. Cette différence, observée et modélisée, s'explique par le forçage éolien utilisé. Comme le montre l'équation (3.16) la direction du déplacement de la tache dépend de la direction du vent. Pour un vent de sud sud-ouest la tache se déplace vers la zone vie, alors qu'elle prend la direction de la passe pour un vent d'est. Cette différence de comportement est importante. En effet, après une expérimentation aérienne et le retour dans le lagon de la flottille des navires basés à Mururoa, la tache de radioactivité pouvait se trouver dans les zones d'ancrage ou près de la zone portuaire. Pour des raisons sanitaires, il était donc souhaitable de pouvoir localiser les parties du lagon les plus affectées par la tache de radioactivité.

Cette expérience numérique avec le ^{24}Na permet de constater que:

- le modèle reproduit le déplacement d'une tache de radioactivité depuis la zone Denise vers la passe,
- il est capable de reproduire les différentes directions du transport en fonction du forçage éolien.

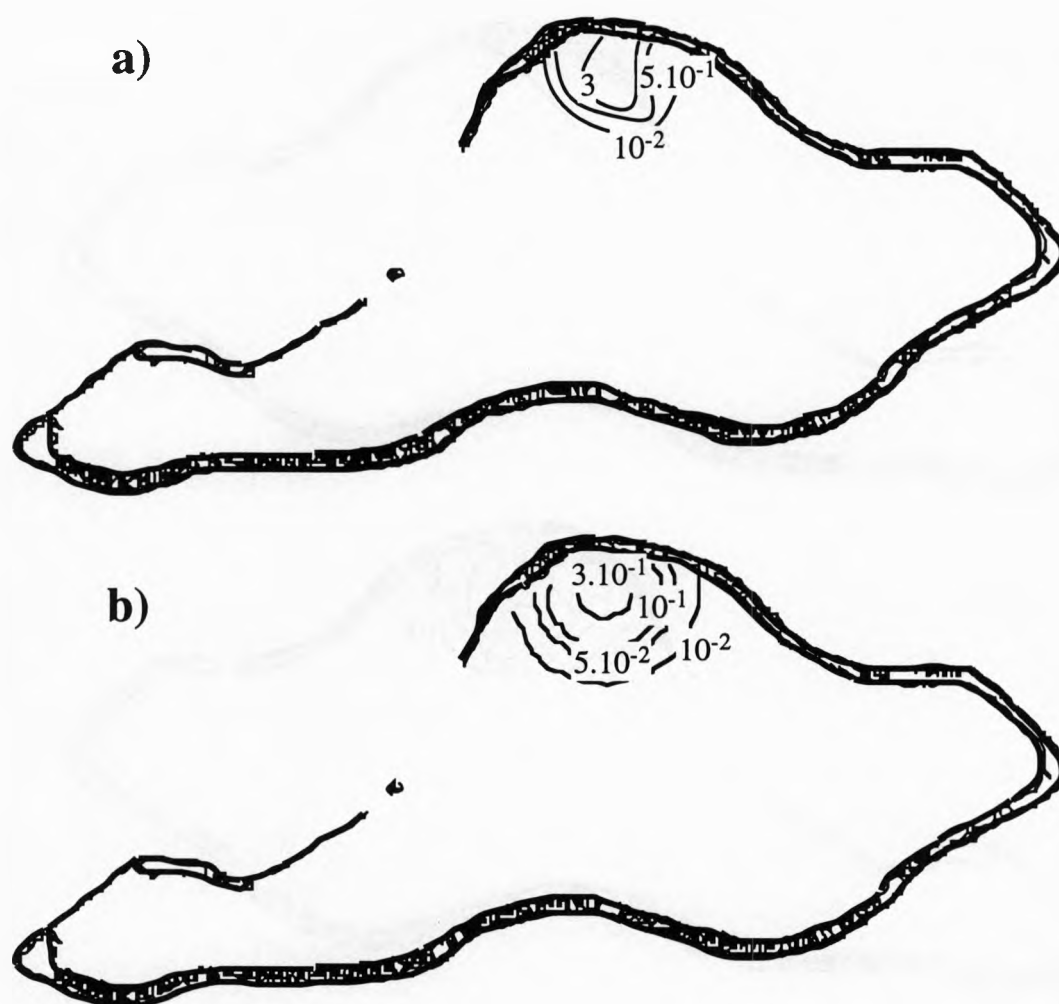


Figure 3.42: a) Irradiation mesurée à la surface du lagon (uadd) et b) concentrations en ^{24}Na calculées (uaa) à la surface du lagon 5 heures après l'expérience.

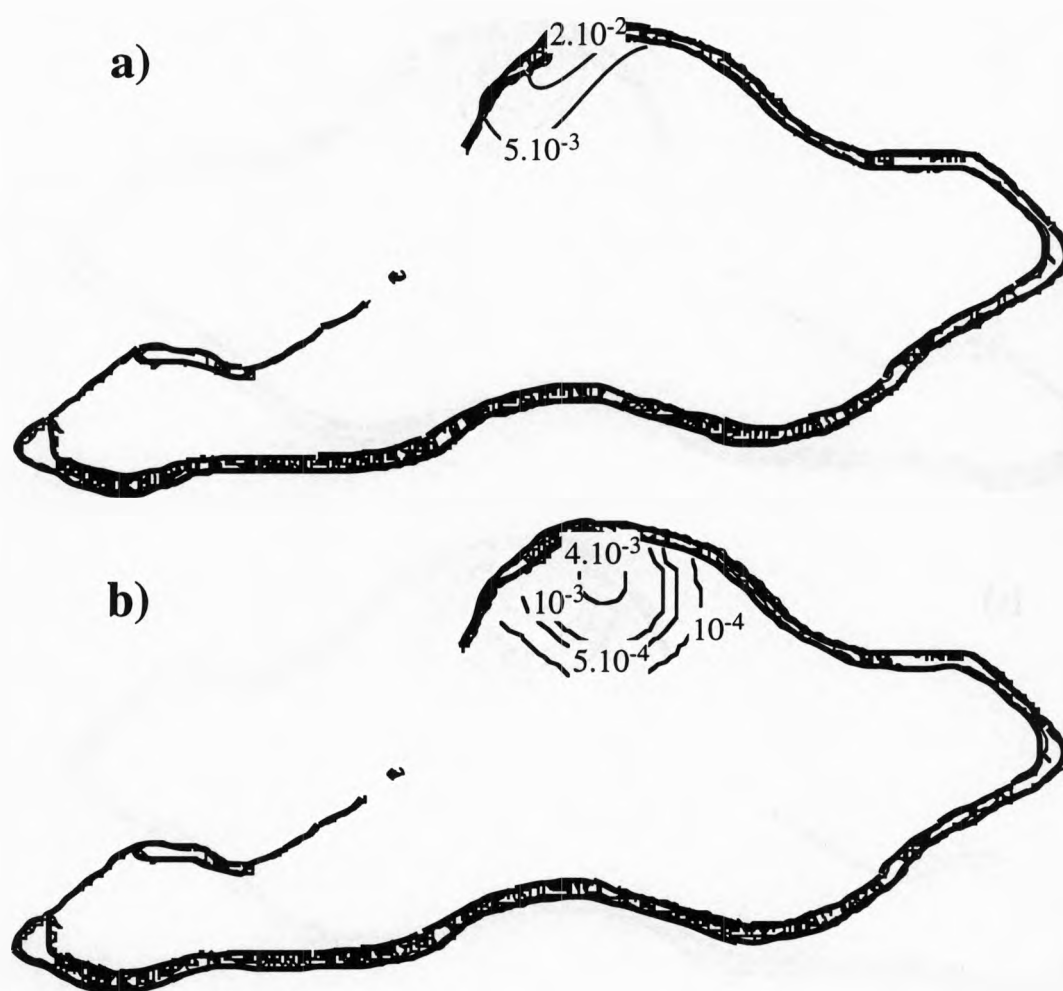


Figure 3.43: a) Irradiation mesurée à la surface du lagon (uadd) et b) concentrations en ^{24}Na calculées (uaa) à la surface du lagon 2 jours après l'expérience.

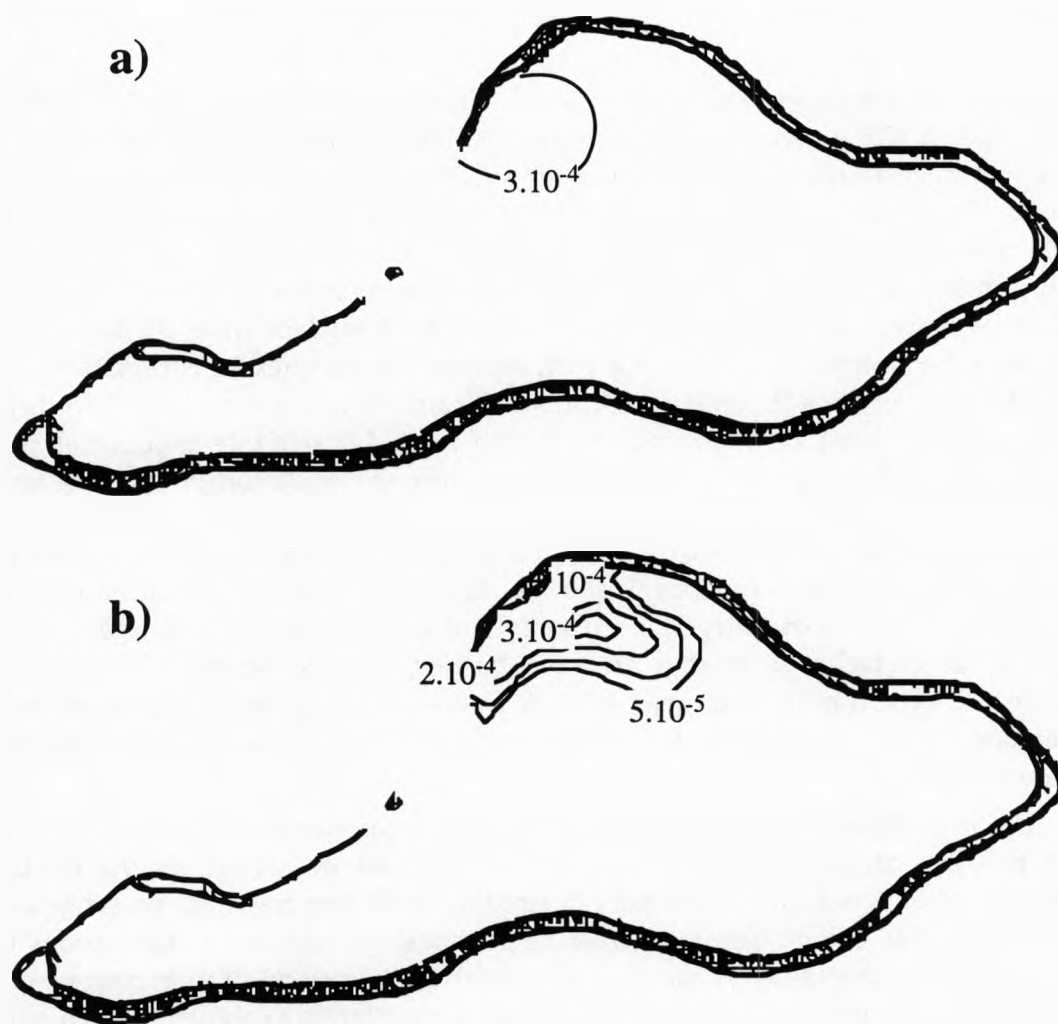


Figure 3.44: Concentrations en ^{24}Na (uaa) à la surface du lagon, a) mesurées et b) calculées 4 jours après l'expérience.

3.7 CONCLUSION

Nous venons de présenter le processus de validation du modèle à partir des données collectées par le C.E.A. Seules quelques séries de données sont disponibles et tous les paramètres nécessaires afin de réaliser les simulations numériques n'ont pas été mesurés. Cependant, malgré les incertitudes sur les mesures et les déficiences du modèle numérique, ce dernier permet de reproduire de manière satisfaisante un certain nombre de données de courant et le transport d'un traceur dans le lagon de l'atoll de Mururoa. Les variations de l'élévation de la surface libre du lagon sont reproduites par le modèle. Il réussit à bien représenter les vitesses enregistrées à la surface du lagon et dans la passe. Les profils verticaux du courant mesurés à l'aide du courantomètre à effet Doppler sont en partie reproduits par le modèle et plus particulièrement dans la zone centrale du lagon où une circulation de renversement peut être mise en évidence. De plus, il permet de simuler le transport de deux traceurs - rhodamine B et ^{24}Na - à l'échelle du lagon. La direction du mouvement de la tache est bien reproduite. Des phénomènes à plus petite échelle, comme les différences de concentrations observées entre le nord et le sud de l'appendice sud-ouest, où la séparation de la tache de traceur en deux parties, sont représentés. Suivant les conditions de vent, à partir d'un rejet en zone Denise, le nuage de traceur est advecté vers la zone vie ou vers la passe. Le modèle est capable de reproduire cette différence de comportement.

Un autre objectif de cette partie est de mieux appréhender la circulation et le transport dans ce lagon. Avec l'aide des données et des résultats du modèle numérique, nous avons mis en évidence la circulation de renversement présente sous l'action du forçage éolien. Comme le mélange vertical est important, nous avons vu que le transport dans le lagon est principalement dû à la circulation barotrope et à l'effet cisailant. Un modèle mathématique simple permettant d'expliquer la circulation barotrope a été mis sur pied. Il montre que, en présence d'un gradient de bathymétrie, cette circulation se décompose en deux cellules contrarotatives forcées par la tension de vent. Le rotationnel de courant est fourni par la relation (3.16). Ce modèle simple de la circulation dans un lagon permet d'expliquer les différents comportements observés lors des expériences de traçage en zone Denise.

*"Celui qui regarde du dehors à travers une fenêtre ouverte,
ne voit jamais autant de choses que celui qui regarde une fenêtre fermée."*

C. Baudelaire

Le Spleen de Paris

Chapitre 4

Temps de résidence des eaux du lagon de l'atoll de Mururoa

4.1. CONCEPT DE TEMPS D'ECHANGE

La circulation de la masse d'eau contenue dans un réservoir est difficile à appréhender à cause des interactions complexes pouvant intervenir entre les différents processus physiques. Il en est de même pour le déplacement d'une tache d'un traceur passif qui est advecté et diffusé à l'intérieur de ce réservoir. A plus long terme, l'évolution de la masse totale de traceur encore présent dans le domaine est extrêmement difficile à estimer sans l'aide d'outils performants tels que les outils numériques ou une bonne instrumentation. La résolution de cette problématique est liée à l'estimation du flux de matière depuis le réservoir vers l'extérieur.

Certains domaines de recherche requièrent une grandeur utilisable de manière simple caractérisant la dispersion d'un traceur, plutôt qu'une description détaillée de la circulation. On utilise souvent le concept de temps d'échange qui permet d'évaluer la vitesse de renouvellement du réservoir. La qualité des eaux dépend de ce paramètre. Plus le temps d'échange est long, plus la rétention est grande et plus le réservoir est sensible à un rejet de polluants. Un temps d'échange est, par exemple, une grandeur utile à l'étude des effets des rejets anthropiques.

A la suite des expérimentations nucléaires souterraines, les isotopes radioactifs sont piégés dans les cavités de tir (Bouchez et Lecomte 1995). Ainsi, la présence de radioéléments dans ces cavités localisées dans le substrat basaltique de l'atoll de Mururoa est avérée. Les roches volcaniques et carbonatées sont perméables et, sous l'action du flux géothermique, une circulation s'établit permettant à l'eau océanique froide de pénétrer dans l'atoll par ses flancs et de se déplacer horizontalement et verticalement vers le lagon (Rougerie et Wauthy 1993, Bouchez et Lecomte 1995, Leclerc 1995). Cette circulation se déroule autour des emplacements des essais souterrains. Même si le confinement est presque parfait, le risque d'une contamination du lagon par une partie de ces radioéléments dissous dans l'eau interstitielle ne peut pas être totalement rejeté (Atkinson *et al.* 1983). Dans cette hypothèse, il est souhaitable

d'estimer la dose de radiations que les populations locales pourraient absorber ainsi que le flux de matière radioactive vers le Pacifique. Une connaissance du temps d'échange du lagon de l'atoll de Mururoa pourrait permettre de calculer l'activité moyenne de ce lagon ainsi que le flux de radioéléments vers l'océan.

Depuis 30 ans, l'activité humaine sur l'atoll de Mururoa est importante. Elle entraîne aussi bien une action mécanique sur le biotope - construction d'installations portuaires, élargissement de la passe - qu'une modification indirecte de l'écosystème du lagon liée aux rejets d'effluents des bateaux et des barges de forage. Afin d'évaluer l'impact de l'ensemble des activités humaines sur cet écosystème corallien, les études écologiques ont besoin d'une grandeur simple permettant de caractériser la dynamique du lagon et ses échanges avec l'océan (Hatcher *et al.* 1987, Hatcher 1997).

Certains temps d'échange ont été définis mathématiquement sur base de fonctions statistiques (Bolin et Rhode 1973). Ces grandeurs caractérisent l'ensemble du réservoir. Zimmerman (1976) et Takeoka (1984) font une différence entre ces grandeurs intégrales et les grandeurs locales. Les secondes dépendent de la position de la particule fluide considérée. Cette différenciation prend en compte une forte variabilité spatiale des temps d'échange. Ces études ne considèrent que les états stables des échanges et ne traitent malheureusement pas des phénomènes périodiques ou transitoires. En appliquant ce concept au Plateau Continental Nord-Ouest Européen, Prandtl (1984) calcule un temps d'échange pour chacune des mailles numériques d'un modèle à deux dimensions. Depuis, d'autres études ont utilisé des outils numériques afin de calculer des temps d'échange dans un état stable (England 1995) ou transitoire (Salomon *et al.* 1995).

4.1.1. Temps de résidence des lagons

Le concept de temps d'échange peut être appliqué à un réservoir semi-fermé tel qu'un lagon d'atoll ou d'île haute. Dans ce cadre, le vocable temps de résidence a souvent été employé. La notion contenue derrière ce terme est mal définie. Pour certains, il représente un temps de renouvellement de 99% ou 37% des eaux du lagon, pour d'autres, c'est un temps de sortie, un temps d'entrée ou un temps de transit d'une particule fluide. Le problème ne réside pas dans l'utilisation d'un terme plutôt qu'un autre, mais, bien souvent, le terme temps de résidence a été employé sans être clairement défini. En plus de ce problème de définition, vient s'ajouter un problème de méthode de calcul. Plusieurs formulations du temps de résidence, τ_r , d'un lagon ont été proposées. La manière la plus simple consiste à calculer le rapport du volume du lagon, V , sur le flux journalier d'eau sortant, F_s ,

$$\tau_r = \frac{V}{F_s} . \quad (4.1)$$

Le volume est supposé connu. Pour un lagon d'atoll avec une ou plusieurs passes, le flux d'eau est estimé à partir de l'amplitude du signal de marée. Pour un lagon d'île haute, il dépend du flux d'eau océanique par dessus le récif. Ce calcul suppose que le mélange dans le lagon est extrêmement rapide, beaucoup plus rapide que les échanges avec l'océan proche (von Arx 1948). Malheureusement, cette hypothèse est rarement vérifiée. Si le temps caractéristique des échanges est celui de la marée semi-diurne (≈ 12 heures), pour un lagon dont la dimension est de l'ordre de 10 km, la diffusion horizontale équivalente doit être alors supérieure à $2\,000\text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, soit trois ordres de

grandeur au dessus des valeurs proposées par Okubo (1971) pour une même longueur caractéristique. L'équation (4.1) fournit une limite inférieure du temps de résidence (Gallagher *et al.* 1971). En réalité, lors des échanges entre un lagon d'atoll et l'océan, il sort lors du jusant une part d'eau lagonaire mais aussi une part d'eau d'origine océanique entrée dans le lagon lors du flot précédent. Cette proportion d'eau océanique, non mélangée à l'eau du lagon, est généralement estimée à 70% du flux sortant (von Arx 1948, Smith et Pesret 1974, Atkinson *et al.* 1981).

Une seconde méthode consiste à utiliser le bilan de sel à l'intérieur du lagon. Si un tel calcul a déjà été décrit par ailleurs (Smith et Pesret 1974), il est bon de rappeler ses principales hypothèses. On suppose avoir atteint un état stable de la salinité moyenne du lagon S_l . S_o est la salinité à la surface de l'océan proche, $(p-e)$ est le bilan précipitation moins évaporation du lagon de profondeur moyenne H . F_e et F_s sont les flux journaliers entrant et sortant du lagon, respectivement. En écrivant les bilans d'eau et de sel nous avons:

$$(p-e) + F_e = F_s, \quad (4.2 \text{ a})$$

$$F_e S_o = F_s S_l, \quad (4.2 \text{ b})$$

En combinant ces équations avec l'équation (4.1) on obtient une nouvelle formulation du temps de résidence

$$\tau_r = \frac{H(S_o - S_l)}{S_o(p-e)}. \quad (4.3)$$

Si cette méthode a l'avantage de ne pas utiliser le flux d'eau depuis le lagon vers l'océan - l'équation du bilan de sel permet de s'affranchir de cette grandeur - elle a le désavantage d'utiliser le bilan précipitation/évaporation. Ce flux d'eau à l'interface atmosphère-lagon est difficile à estimer car les mesures de l'évaporation n'ont pas atteint un niveau de fiabilité suffisant. De plus, le calcul de la salinité moyenne du lagon nécessite une série de mesures rapprochées et la différence entre les salinités de l'océan et du lagon doit être suffisamment marquée. Bien souvent, les applications de l'équation (4.3) se sont contentées de quelques mesures de salinité dans le lagon. Certains auteurs ont même calculé une distribution de temps de résidence. Pour ce faire, ils ont utilisé une série de mesures de salinités locales et appliqué l'équation (4.3) pour chacune d'elles (Kimmerer et Walsh 1981, Rougerie *et al.* 1984). Le temps de résidence peut aussi être estimé à l'aide d'une formule similaire à (4.3) utilisant la concentration en un autre traceur des eaux du lagon (Smith et Jokiel 1978). Comme il a été montré au chapitre 1, la température est un bon traceur des eaux du lagon et une estimation du temps de résidence sur base de cette donnée semble convenir. Malheureusement, le flux de chaleur de l'atmosphère vers le lagon est une grandeur difficilement mesurable.

Une relation du type de (4.3) peut aussi être utilisée afin d'estimer un flux de matière ou une production à l'intérieur d'un lagon. Ainsi, pour les espèces biologiques couramment rencontrées dans les lagons, la production nette est difficilement mesurable. A partir de la connaissance du temps de résidence et des concentrations du lagon et de l'océan, une relation similaire à (4.3) est utilisable afin d'estimer cette production nette.

Enfin, une nouvelle méthode basée sur les propriétés optiques de l'eau permet d'estimer les variations de la vitesse de renouvellement. Une étude du spectre d'absorption de la lumière des eaux de 16 lagons d'atoll de Polynésie Française a permis de définir un Indice d'Ouverture Océanique (Pagès *et al.* 1997). Plus cet indice

est important, plus l'eau du lagon a des caractéristiques proches de celles de l'océan. Cette méthode permet de mettre en évidence l'hétérogénéité de certains lagons. Cet indice peut constituer un bon estimateur des variations du temps résidence. Cependant, un calage entre ces deux grandeurs est encore nécessaire.

Le tableau 4.1 fournit une liste des temps de résidences calculés à partir des deux équations précédentes; la dernière colonne donne le temps de résidence estimé à partir du taux d'exportation de radioéléments depuis le lagon de l'atoll de Enewetak (Atkinson *et al.* 1981). L'équation (4.3) produit un temps de résidence qui est 3 à 7 fois plus important que celui calculé par (4.1). On constate, de plus, d'importantes différences pour une même équation et un même atoll. Ceci peut s'expliquer par les variations spatiales du temps de résidence. Ainsi, Kimmerer et Walsh (1981) calculent le temps de résidence en trois emplacements dans le lagon de l'atoll de Tarawa. Il semble évident que le temps de résidence d'une particule d'eau proche d'une passe sera plus faible que celui d'une particule fluide située loin de toute sortie. Si les processus de mélange ne sont pas assez rapides, le temps de résidence peut varier de manière importante à l'intérieur d'un même réservoir. Une autre cause de différence réside dans les variations temporelles du temps de résidence. Lenhardt (1991) calcule le temps de résidence en été et en hiver austral dans le lagon de l'atoll de Tikehau. Suivant le régime des vents et des houles prédominant à chaque saison, on remarque un rapport deux entre ces grandeurs. Les échanges sont plus rapides en hiver austral qu'en été. Enfin, les écarts peuvent être aussi attribués aux incertitudes liées aux méthodes de calcul. Le temps de résidence du lagon de l'atoll de Mururoa a été calculé à l'aide des nos deux équations (Rougerie *et al.* 1984), les résultats sont fournis dans le tableau 4.1. La valeur de 92 jours est obtenue à partir de la mesure de la salinité à l'extrémité est du lagon, près du fond.

Comme nous l'avons vu en introduction à ce chapitre, les temps d'échange sont des paramètres importants quant à l'évolution d'un polluant. Ils permettent aussi de déterminer quels sont les processus influençant les populations planctoniques (Hatcher *et al.* 1987, Hamner et Wolanski 1988). Par exemple, la biomasse de phytoplancton dans les lagons semble reliée au temps de résidence (Delesalle 1990, Delesalle et Sournia 1992). Plus le temps de résidence augmente, plus le phytoplancton profite du stock d'éléments nutritifs présent dans le lagon et sa biomasse augmente. Pour un temps de résidence trop long, la biomasse de phytoplancton atteint un seuil lié à l'épuisement de la réserve en éléments nutritifs ou à une trop forte prédation. Si le raisonnement de Delesalle et Sournia (1992) semble juste, cette étude ne se base malheureusement pas sur une définition unifiée du temps de résidence. Le taux de sédimentation peut aussi

Atoll	Equation		Autre
	(4.1)	(4.3)	
Mururoa (Rougerie <i>et al.</i> 1984)	23	92	
Tarawa (Kimmerer et Walsh 1981)	2	10;11;15	
Fanning (Smith et Pesret 1974)	10	32	
Enewetak (Atkinson <i>et al.</i> 1981)	33		120
Tikehau (Lenhardt 1991)	105;230		

Tableau 4.1: Temps de résidence (jours) calculés à partir des équations (4.1) et (4.2).

être relié au temps de résidence (Hamner et Wolanski 1988). Ainsi, un grand nombre de processus dépendent de l'hydrodynamique du lagon, de ces échanges avec l'océan, et donc d'un temps d'échange.

4.1.2. Définitions

Comme les définitions sont confuses, nous allons chercher à définir de manière précise certains temps d'échange. Pour cela, nous nous basons sur les définitions de Zimmerman (1976) et Takeoka (1984).

- Le temps de résidence, τ_r , est le temps nécessaire à une particule fluide pour atteindre la sortie du lagon. C'est une grandeur locale attachée à la position de la particule fluide (figure 4.1).

- L'âge est le temps que la particule a passé dans le lagon, il est lié à la position de la particule.

- Le temps de transit est le temps total que la particule passe dans le lagon. C'est la somme de l'âge et du temps de résidence. Cette grandeur dépend aussi de la position.

- Enfin, une grandeur intégrale utile est le temps de renouvellement définie comme étant le temps de résidence moyen de la masse d'eau

$$\theta = \frac{1}{V} \iiint \tau_r dv . \quad (4.4)$$

Ces définitions peuvent être appliquées à un canal unidimensionnel de longueur L , possédant une entrée en $x = 0$ et un sortie en $x = L$. La vitesse dans le canal est uniforme et égale à u . Le temps de résidence dépend de la position, x , et est égal à $(L-x)/u$. L'âge est égal à x/u et le temps de transit vaut L/u . Dans ce cas, il n'est pas égal au temps de renouvellement du canal qui vaut $L/(2u)$. Ce simple exemple montre les différences qui peuvent exister entre nos définitions et la nécessité de ne pas les confondre.

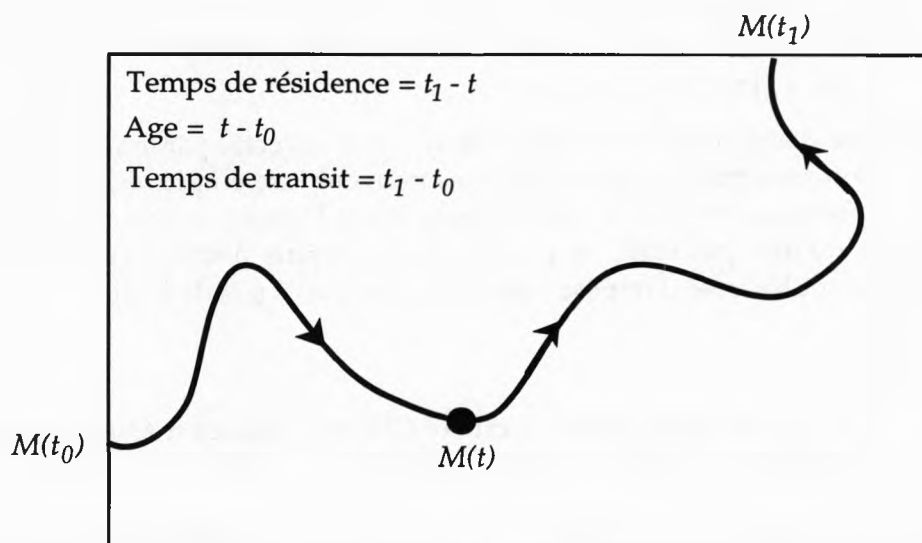


Figure 4.1: Définitions des temps d'échange d'une particule fluide située en $M(t)$. La particule entre dans le réservoir à $t = t_0$ et en ressort à $t = t_1$ (d'après Zimmerman 1976).

4.2. CALCUL DU TEMPS DE RESIDENCE

4.2.1. Déplacement d'une particule fluide

Nous avons abordé la difficulté d'estimer le temps de résidence à l'intérieur d'un lagon à partir des équations (4.1) et (4.3). Ce problème peut être contourné en utilisant le modèle décrit dans les chapitres précédents. A l'aide des résultats - vitesses et diffusivités turbulentes - fournis par le modèle, il est possible de calculer le déplacement d'une particule fluide et donc le temps nécessaire à sa sortie, c'est-à-dire son temps de résidence. Cette approche lagrangienne a l'avantage de ne pas nécessiter de conditions aux limites à la sortie du lagon contrairement à l'approche eulérienne.

Une particule fluide est un ensemble de molécules d'eau de dimension suffisamment grande par rapport à la taille d'une molécule - de l'ordre de l'Angström - et à la distance intermoléculaire, mais suffisamment petite pour être influencée par les processus turbulents à petite échelle. Cette particule est advectée par le courant et diffusée par la diffusion verticale turbulente et la diffusion horizontale. La particule fluide dont nous suivons le déplacement est marquée au début de l'expérience. Sa définition est équivalente à celle d'une particule d'un traceur passif reconnaissable à l'une de ses propriétés physico-chimiques (radioactivité, coloration, ...).

L'équation du mouvement d'une telle particule, sous l'effet d'un vecteur vitesse $\vec{u}$, s'écrit

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{u}(\vec{M}, t), \quad (4.5)$$

où $\vec{M}$ désigne le vecteur position. Cette équation est résolue numériquement. Pour un grand nombre de particules, la méthode lagrangienne est plus coûteuse en temps de calcul que la méthode eulérienne. Par contre, dès que le nombre de particules décroît, la méthode lagrangienne se révèle moins coûteuse. Même si les méthodes lagrangiennes sont moins contraignantes que les méthodes eulériennes, le schéma numérique employé pour discrétiser (4.5) doit avoir certaines propriétés. Il doit être précis, peu coûteux en temps de calcul et éviter que les particules puissent se retrouver sur un point de terre. Nous employons le schéma Euler du premier ordre suivant

$$\vec{M}(t + \Delta t) = \vec{M}(t) + \vec{u}(\vec{M}(t), t)\Delta t, \quad (4.6)$$

qui a l'avantage d'être simple. Une particule est ainsi advectée par la vitesse à son point d'origine. D'autres schémas plus complexes peuvent être employés, ils peuvent être aussi plus coûteux en temps de calcul (Ramsden et Holloway 1991, Schönfeld 1995). Afin d'éviter qu'une particule ne puisse traverser plus d'une maille en une seule itération, il est souhaitable d'imposer une limitation sur le pas de temps:

$$\frac{\|\vec{u}\|\Delta t}{\Delta x} < 1. \quad (4.7)$$

Cette limitation, qui est équivalente au critère CFL de certaines méthodes eulériennes, permet d'éviter, dans de nombreux cas, que la particule fluide vienne s'échouer sur le côte.

Les phénomènes sous maille sont paramétrisés par un déplacement aléatoire de la particule fluide. Le déplacement vertical dépend de la diffusivité turbulente, λ_t , issue du modèle hydrodynamique. Le déplacement aléatoire, δz , est calculé de la manière suivante:

$$\delta z = r(-1; +1) \cdot \sqrt{6\lambda_t \Delta t} + \frac{\partial \lambda_t}{\partial z} \Delta t, \quad (4.8)$$

où $r(-1; +1)$ est nombre aléatoire uniformément distribué entre -1 et +1. La variance de ce processus aléatoire est alors $2\lambda_t \Delta t$. Le second terme du membre de droite de cette équation est un terme d'advection verticale. Il permet de tenir compte de la variabilité de la diffusivité turbulente sur la colonne d'eau (Hunter *et al.* 1993). Sans ce terme, les particules auront tendance à se concentrer dans les zones de faible diffusivité. Dans le cas présent, sous l'action du forçage éolien, le profil de diffusivité turbulente est presque parabolique avec des diffusivités faibles près des deux frontières verticales. Les particules auront tendance à s'accumuler à la surface et au fond de la colonne d'eau, laissant libre de toute particule le centre de cette même colonne. Des tests unidimensionnels, utilisant un profil parabolique de diffusivité et une source ponctuelle de particules, montrent que ce terme est absolument nécessaire afin de tendre vers une répartition uniforme des particules sur la verticale. Au fond et la surface, afin d'éviter qu'une particule ne sorte de la masse liquide, le principe de réflexion est utilisé.

Le déplacement horizontal aléatoire suivant l'axe x , δx , est calculé de la même façon en utilisant une diffusivité horizontale constante, λ_h , telle que

$$\delta x = r(-1; +1) \cdot \sqrt{6\lambda_h \Delta t}. \quad (4.9)$$

Cette diffusivité est fixée en suivant Okubo (1971) - $\lambda_h = 0,02 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Le déplacement dans l'autre direction, δy , est calculé de la même façon. En accord avec l'inégalité (4.7), pour une vitesse maximale du courant ne dépassant pas $0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, le pas de temps du module lagrangien est fixé à 300 s.

4.2.2. Application à un grand nombre de particules

Dans le cadre de nos expériences numériques, nous sommes intéressés par des statistiques concernant un grand nombre de particules plutôt que par le déplacement d'une unique particule fluide. Trois particules par maille ont été lâchées au même instant dans le lagon. Leur poids respectif dépend de la taille de la maille considérée et leur distribution est uniforme. Nous étudions le déplacement d'un total de plus de 10^5 particules dans le lagon. Le déplacement de chaque particule est calculé jusqu'à ce qu'elle atteigne la passe et sorte du lagon. Nous supposons qu'une particule fluide qui quitte le domaine ne peut plus revenir ultérieurement. Le temps mis pour atteindre cette sortie est le temps de résidence assigné à la position initiale de la particule.

Le processus de déplacement est un processus aléatoire et deux particules initialement proches ne vont pas avoir une trajectoire similaire. De ce fait, ces particules n'auront pas le même temps de résidence. Le nombre de particules initialement réparties dans le lagon est suffisamment grand pour que le temps de renouvellement calculé par le module lagrangien soit significatif. Pour calculer le temps de résidence local, une moyenne sur les points entourant la maille considérée est employée. Une expérience numérique avec 10 particules par maille donne des résultats semblables à ceux présentés ici.

4.3. EXPERIENCES DE SENSIBILITE AUX FORCAGES

Comme il a été évoqué précédemment, dans le calcul de l'équation (4.1), qui permet de calculer un temps d'échange entre les eaux du lagon et celles de l'océan proche, le flux quotidien de marée est souvent utilisé. Cette relation suppose que le mélange à l'intérieur du lagon est beaucoup plus rapide que la période de la marée. Elle suppose, de plus, que la marée est le forçage principal régissant les échanges entre l'eau du lagon et celles de l'océan et donc le temps de renouvellement du lagon.

Il semble important de vérifier cette hypothèse dans le cas de l'atoll de Mururoa. Pour ce faire nous utilisons les résultats de notre modèle numérique. Cela nous permettra d'identifier si un autre forçage n'intervient pas de manière plus importante dans le renouvellement des eaux du lagon de cet atoll. Cette partie reprend les résultats présentés dans Tartinville *et al.* (1997). La version du code utilisée ici est plus ancienne que celle décrite et employée précédemment. La bathymétrie a été légèrement modifiée, la formulation de la fonction de proximité est celle de Mellor et Yamada (1982) et certaines méthodes numériques ont été améliorées depuis. Les conclusions, quant à l'influence des différents forçages, devraient être valables dans la version standard du modèle.

Nos expériences de sensibilité se basent sur quatre expériences numériques qui diffèrent uniquement par le type de forçage employé. Pour la première simulation, nommée T, seul le forçage de marée à la passe est utilisé. Pour la deuxième, TW, le forçage éolien est ajouté. Pour la troisième, TWH, les forçages de marée, éoliens et le flux d'eau à travers les hoa sont utilisés. Une quatrième expérience a été réalisée afin de tester l'effet de la stratification de la colonne d'eau sur le temps de renouvellement des eaux du lagon. Pour cette expérience, TWHS, une stratification stable est imposée dans toute la masse liquide.

4.3.1. Définition des forçages

L'amplitude des différents forçages dépend des données collectées sur le terrain. Pour des raisons de simplification, seule l'onde de marée M2 est prise en compte. Son amplitude est fixée à 0,3 m. Ce choix représente un compromis acceptable entre la réalité terrain et notre désir de simplifier nos expériences (voir chapitre 3).

La tension de vent appliquée à la surface du lagon est de $6,4 \cdot 10^{-2} \text{ Kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$. Elle correspond à un vent d'est de vitesse de l'ordre de 8 m.s^{-1} .

Pour calculer le flux imposé aux hoa, nous employons des données mesurées en hiver austral 1995. Du premier juillet au 2 septembre de cette année, un courantomètre a été mouillé à la sortie d'un hoa en zone Ara. Les vitesses et directions des courants ont été enregistrées toutes les quinze minutes. Dans cette zone, les hoa débitant ont un axe orienté nord-sud. La figure 4.2 représente les variations de la vitesse avec la direction du courant. Un courant entrant perpendiculairement à la côte correspond à un angle α de zéro degré. Elle montre que le courant est principalement entrant et perpendiculaire à la côte. La vitesse moyenne mesurée est de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$. Pour nos expériences, un débit de $500 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ est imposé sur les 5 000 m de platier débitant. Cette valeur est en accord avec celle de Rancher (communication personnelle) qui estime que

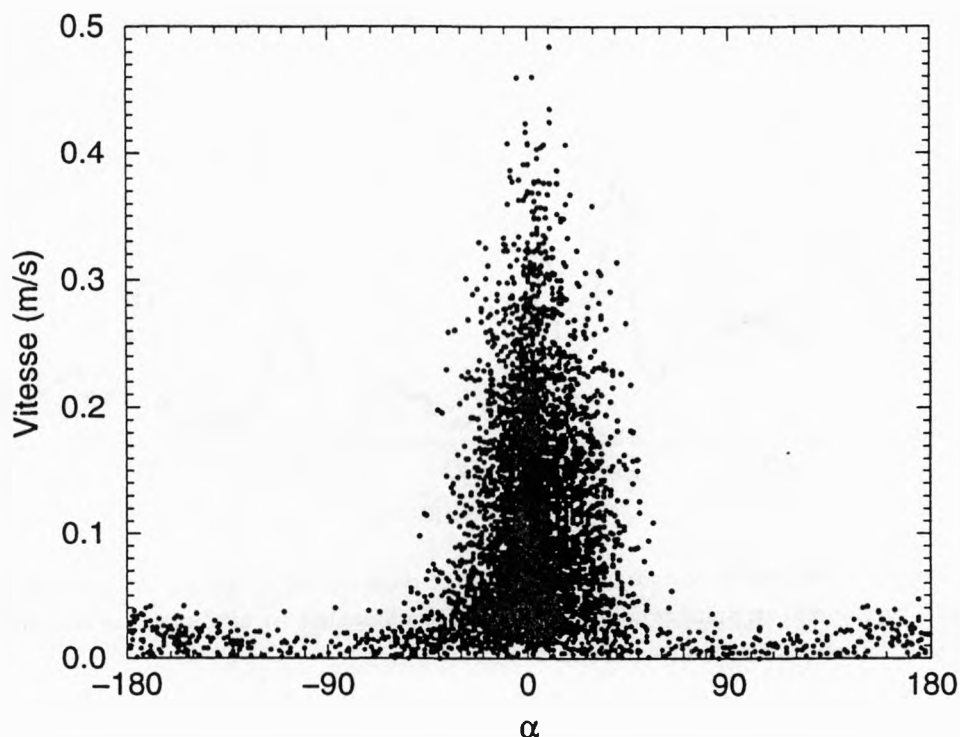


Figure 4.2: Vitesse (m.s^{-1}) et direction α (degrés) du courant mesuré en juillet et août 1995 dans un hoa de la zone Ara. Une entrée d'eau correspond à un angle α compris entre -90 et 90° .

le flux journalier d'eau océanique entrant par les hoa est de $40 \cdot 10^6 \text{ m}^3$. L'évolution temporelle du courant mesuré dans les hoa montre des variations de quelques jours liées aux passages de trains de houles provenant des dépressions polaires sud (figure 4.3). Elle montre aussi un signal à plus haute fréquence, de périodes 12 et 6 heures. Ce signal, est lié aux variations du niveau de la mer sous l'effet de la marée. À marée haute, la houle océanique peut plus facilement déferler par dessus la crête algale qu'à marée basse. Le forçage employé ici ne tient pas compte des variations à hautes et basses fréquences du débit aux hoa.

Pour la dernière expérience, une stratification stable de la colonne d'eau est imposée. Elle pourra avoir un effet, entre autres, sur les diffusivités et viscosités verticales calculées par le modèle de turbulence. En accord avec Rancher (1995), le carré de la fréquence de Brunt-Väisälä est fixé à 10^{-5} s^{-2} .

Le forçage de marée étant périodique, les temps de résidence et temps de renouvellement pourraient varier avec l'instant initial choisi. Une série d'expériences numériques préliminaires ont montré que, dans une très grande partie du lagon, le temps de résidence est indépendant de ce choix. Cela est confirmé par le fait que les temps de résidence calculés sont plusieurs ordres de grandeur plus importants que la période de l'onde M2.

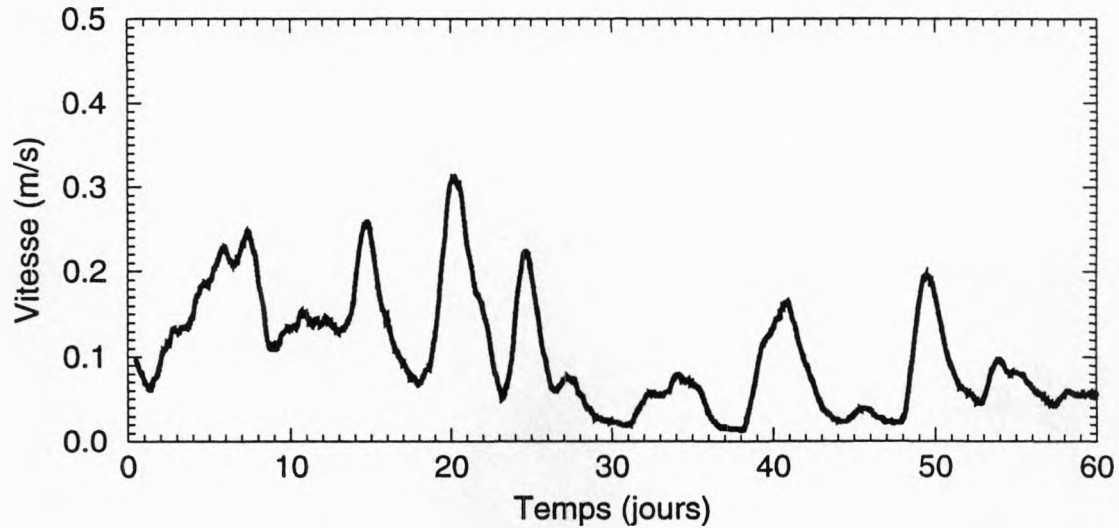


Figure 4.3: Evolution temporelle du courant (m.s^{-1}) mesuré dans un hoa en ara en juillet et août 1995. La date de départ correspond au premier juillet. Une moyenne glissante a été appliquée sur les valeurs afin de supprimer les variations à hautes fréquences.

4.3.2. Circulation

Le modèle de circulation produit des courants qui sont modulés par la marée semi-diurne M2. Nous ne nous intéresserons ici qu'aux grandeurs résiduelles, c'est-à-dire moyennées sur un cycle de marée. Le tableau 4.2 reprend les grandeurs résiduelles caractéristiques issues de chacune de nos quatre simulations et moyennées sur le volume du lagon.

L'expérience T, où seul le forçage de marée est appliqué, produit des vitesses, des diffusivités et de viscosités turbulentes qui sont quelques ordres de grandeur plus faibles que celles obtenues pour les simulations où le vent est actif. Si le forçage éolien est appliqué, les courants horizontaux et verticaux s'intensifient et le lagon devient plus turbulent. Pour les simulations TW et TWH, les grandeurs sont très similaires. Cela montre le peu d'effet du forçage par les hoa. Pour la simulation TWHS,

Grandeur	T	TW	TWH	TWHS
$U (10^{-2} \text{ m.s}^{-1})$	0,095	1,1	1,1	1,4
$u' (10^{-2} \text{ m.s}^{-1})$	0,015	1,9	1,9	2,3
$V (10^{-2} \text{ m.s}^{-1})$	0,074	0,48	0,51	0,75
$v' (10^{-2} \text{ m.s}^{-1})$	0,0088	0,92	0,92	3,1
$w (10^{-4} \text{ m.s}^{-1})$	0,070	1,1	1,1	2,1
$\nu_t (10^{-2} \text{ m}^2.\text{s}^{-1})$	0,023	1,1	1,1	0,18
$\lambda_t (10^{-2} \text{ m}^2.\text{s}^{-1})$	0,028	1,4	1,4	0,20

Tableau 4.2: Résiduels sur une période de marée de la moyennes sur le volume du lagon des valeurs absolues des composantes barotropes et baroclines de la vitesse horizontale, de la vitesse verticale et des viscosités et diffusivités turbulentes.

l'utilisation d'une stratification stable fixée réduit d'un ordre de grandeur les diffusivités et viscosités turbulentes. La composante barocline du courant est augmentée de façon notable, surtout dans la direction nord-sud. Si le cisaillement du courant est principalement dû à la tension de surface, alors, l'équilibre entre cette tension et la contrainte de cisaillement permet un cisaillement plus important dans le cas où la viscosité verticale est faible. Ceci explique l'augmentation de la composante barocline du courant dans le cas TWHS par rapport aux deux simulations précédentes.

Comme la divergence du transport résiduel barotrope est nulle, nous pouvons calculer des lignes de courant horizontales (figure 4.4). La simulation T produit deux petites cellules de circulation devant la passe. La cellule la plus active - $500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ - se trouve au sud de l'îlot Giroflée. Si le forçage éolien est activé, le courant résiduel horizontal est amplifié. Deux cellules de circulation contrarotatives sont présentes dans le lagon. Au sud, existe une intense cellule tournant dans le sens horaire. Alors que, dans la partie nord du lagon, se trouve une cellule tournant dans le sens anti-horaire et moins intense. L'ajout du flux par les hoa modifie légèrement la circulation résiduelle horizontale dans l'appendice sud-ouest. L'eau océanique entrant dans le lagon par les hoa suit la pente interne vers l'ouest puis vers le nord-est. Elle aborde la zone proche de la passe et sort du lagon sous l'effet de la marée. Enfin, la simulation TWHS produit une circulation légèrement différente de celle produite précédemment. L'intensité des cellules nord et sud reste cependant similaire.

Les deux cellules contrarotatives rencontrées dans nos simulations forcées par le vent correspondent bien au type de circulation décrite dans le chapitre 3. Ces cellules permettent d'expliquer le déplacement d'un traceur à l'intérieur du lagon de l'atoll de Mururoa. La différence d'intensité observée entre les cellules nord et sud s'explique par des différences dans le gradient nord-sud de bathymétrie. Dans le lagon des atolls de Bikini et de Enewetak, von Arx (1948) avait mis en évidence une telle circulation dans la direction du vent le long de la côte et dans la direction opposée au centre de la masse d'eau. Il en est de même dans le lagon de l'atoll de Tikehau (Intès et Caillart 1994).

Un second type de circulation mis en évidence par von Arx (1948) est la circulation de renversement. Près de la surface existe un courant dirigé dans la direction du vent. La couche de retour se situe plus profondément dans la colonne d'eau.

La figure 4.5 représente les fonctions de courant est-ouest calculées dans la partie orientale du lagon. Pour la simulation où seul le forçage de marée est employé, on constate l'existence d'une faible cellule horaire face à la passe. Dans le reste du lagon la circulation de renversement est inexistante. Si la tension de vent est appliquée, alors, il existe une forte circulation de renversement dans le sens anti-horaire. La fonction de transport maximal vaut alors $4\,000 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. La couche de surface, où les courants sont dirigés dans la direction du vent, fait une vingtaine de mètres de profondeur. La couche de retour occupe le reste de la colonne d'eau. Comme nous l'avons déjà décrit, le flux d'eau par les hoa n'a pas d'effet sur la circulation dans la partie orientale du lagon. L'ajout de la stratification modifie sensiblement la circulation de renversement. La couche de surface s'est amincie et n'englobe plus que les 10 premiers mètres de la colonne d'eau. Une couche de retour intense se situe entre -10 et -25 m. Plus profondément existe une couche de retour où les courants sont plus faibles. L'examen du transport nord-sud intégré dans la partie orientale du lagon confirme

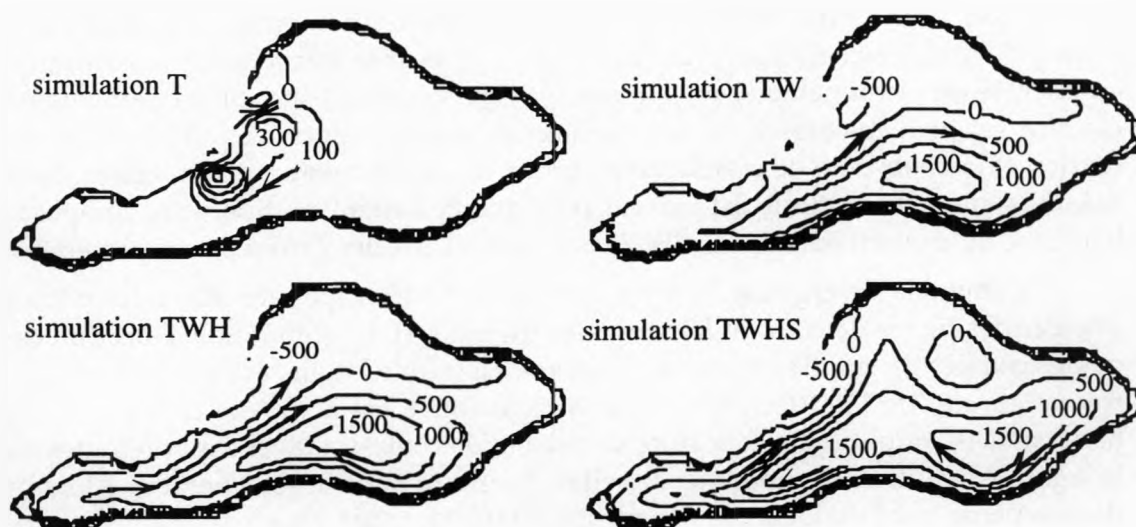


Figure 4.4: Fonctions de courant de la circulation barotrope ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$) obtenues à partir de la circulation résiduelle pour nos quatre expériences numériques. Les flèches indiquent la direction du courant.

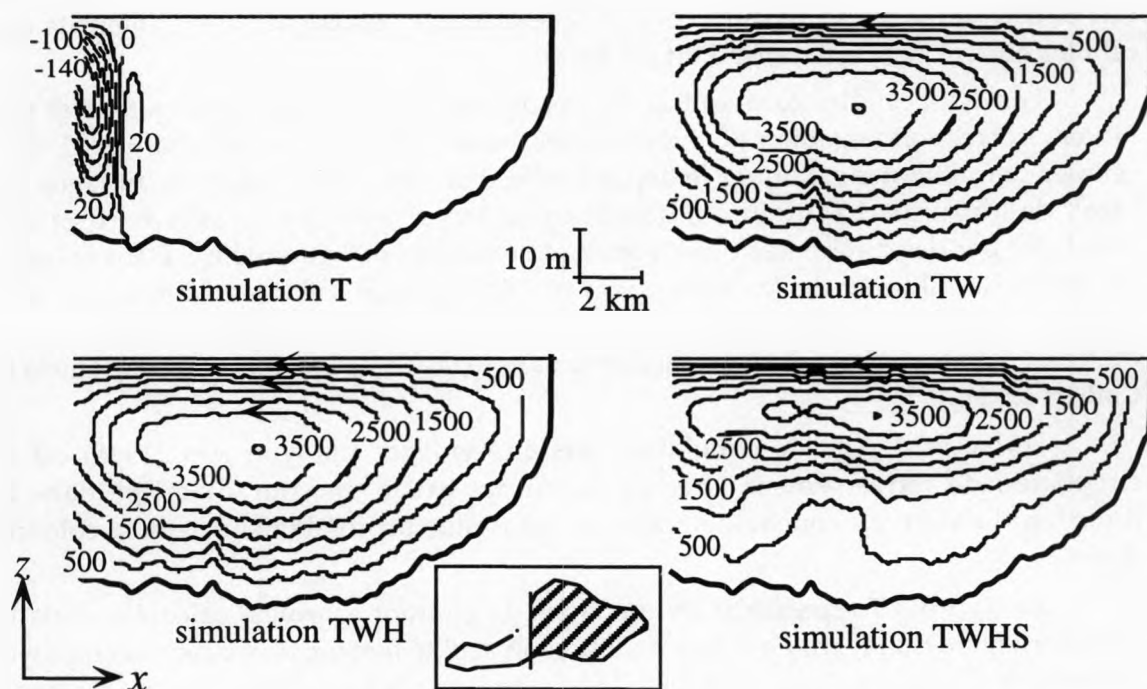


Figure 4.5: Fonctions de courant de la circulation de renversement dans la zone hachurée ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$) obtenues à partir de la circulation résiduelle pour nos quatre expériences numériques. Les flèches indiquent la direction du courant.

l'effet prépondérant du forçage éolien. Il montre, de plus, une intensification des courants nord-sud pour la simulation TWHS. Cette intensification de la circulation de renversement pour cette simulation est due à la diminution de la viscosité turbulente sous l'effet de la stratification stable imposée.

4.3.3. Temps de résidence

A partir des résultats du modèle hydrodynamique, nous cherchons à calculer le déplacement des particules fluides à l'intérieur du lagon de l'atoll de Mururoa et leur temps de résidence. Le modèle hydrodynamique montre l'existence de deux types de circulation: de renversement et barotrope. Une première approche simple consiste à supposer que le déplacement des particules suit ces lignes de courant, sans savoir, a priori, laquelle de ces deux circulations est prédominante. En l'absence de toute diffusion turbulente, il est probable que la circulation verticale joue un rôle important sur le déplacement des particules fluides et que celles-ci soient entraînées dans un mouvement de renversement induit par le forçage éolien. Cependant, un certain nombre d'autres phénomènes viennent perturber ce mouvement; ce sont les diffusions verticale et horizontale et la périodicité du flux de marée. Nous allons essayer ici de faire la part entre tous ces phénomènes et d'identifier lesquels sont prépondérants dans le déplacement d'une particule fluide à l'intérieur du lagon de l'atoll de Mururoa.

Pour chacun des processus influençant le mouvement des particules dans le lagon, nous pouvons attribuer un temps caractéristique. Plus ce temps est court, plus ce processus a une influence sur le déplacement des particules fluides. Nous pouvons séparer ces processus en cinq classes: l'advection horizontale sous l'effet de la composante barotrope du courant, l'advection horizontale sous l'effet de la composante barocline du courant, l'advection verticale, la diffusion horizontale et la diffusion verticale. Le temps caractéristique de l'advection horizontale barotrope est de l'ordre d'une centaine de jours pour l'expérience T et d'une dizaine de jours avec le forçage éolien (tableau 4.3). Celui de la circulation barocline est du même ordre de grandeur. Il est plus faible pour l'advection verticale - de 1 à 30 jours. Par contre, le temps caractéristique de la diffusion horizontale est important - au delà de 1 000 jours. Enfin, c'est la diffusion turbulente qui a le temps caractéristique le plus faible - moins de un jour pour les simulations forcées avec le vent. Ainsi, le mélange vertical est beaucoup plus rapide que le déplacement horizontal des particules. Afin d'illustrer cette constatation, considérons un nuage de particules localisé à une certaine profondeur sur la colonne d'eau. Au bout d'un temps suffisamment long les particules seront réparties

Temps	T	TW	TWH	TWHS
L_x/U	120	11	11	8,3
L_x/u'	770	6,1	6,1	5,3
L_y/V	78	12	11	7,7
L_y/v'	660	6,3	6,3	1,9
H/w	33	2,1	2,1	1,1
$L_x^2/(\pi^2 \lambda_h)$	5 900	5 900	5 900	5 900
$L_y^2/(\pi^2 \lambda_h)$	1 500	1 500	1 500	1 500
$H^2/(\pi^2 \lambda_t)$	3,8	0,075	0,075	0,53

Tableau 4.3: Temps caractéristiques (en jours) des différents processus ayant une influence sur le déplacement des particules fluides. Les grandeurs utilisées dans le calcul sont celles du tableau 4.2. Les dimensions du lagon sont $L_x = 10^4$ m, $L_y = 5.10^3$ m et $H = 30$ m.

de manière homogène sur la verticale, alors que le déplacement horizontal du nuage sera faible par rapport à la dimension du lagon.

Les particules fluides se déplacent dans le lagon aussi longtemps qu'elles n'ont pas atteint la passe. A partir du moment où elles franchissent cette passe, les conditions aux limites sont telles qu'elles ne sont plus susceptibles de rentrer dans le lagon. En accord avec notre définition, le temps mis par une particule pour aller de sa position initiale à la passe est le temps de résidence associé à sa position initiale.

Compte tenu du mélange vertical rapide sous l'action du forçage éolien, les particules fluides initialement positionnées sur la même verticale vont avoir un temps de résidence similaire. Pour la simulation TW, l'écart moyen entre le temps de résidence local et le temps de résidence moyen sur la verticale est de 4 jours. C'est bien inférieur aux variations horizontales du temps de résidence. C'est pourquoi nous présentons ici des cartes de temps de résidence moyen sur la hauteur d'eau (figure 4.6).

Pour la simulation T, le temps de résidence présente une forte variabilité spatiale depuis la passe vers les extrémités est et ouest du lagon. Le temps de résidence est important et la simulation n'a pas été prolongée au-delà de 500 jours. Cette forte valeur du temps d'échange peut s'expliquer par les temps caractéristiques longs pour le transport horizontal dans le cas de cette simulation.

Par contre, dès que le forçage éolien est appliqué, le temps caractéristique des mouvements horizontaux et le temps de résidence diminuent. Pour les simulations TW, TWH et TWHS la distribution du temps de résidence est totalement différente de celle avec l'unique forçage de marée. Pour les expériences TW et TWH, il semble exister une correspondance entre les cellules de circulation horizontale mises en évidence précédemment (figure 4.4) et la distribution de temps de résidence. Les deux cellules piègent les particules fluides dans deux mouvements contrarotatifs. Le temps de résidence maximal - au-delà de 120 jours - est observé au centre de la cellule sud, alors que les particules de la cellule nord, en liaison directe avec la passe, ont un temps de résidence ne dépassant pas 60 jours. Les particules initialement localisées au centre de la cellule sud peuvent s'échapper grâce à la diffusion horizontale, au caractère périodique du courant de marée et aussi à l'effet combiné entre la diffusion verticale et

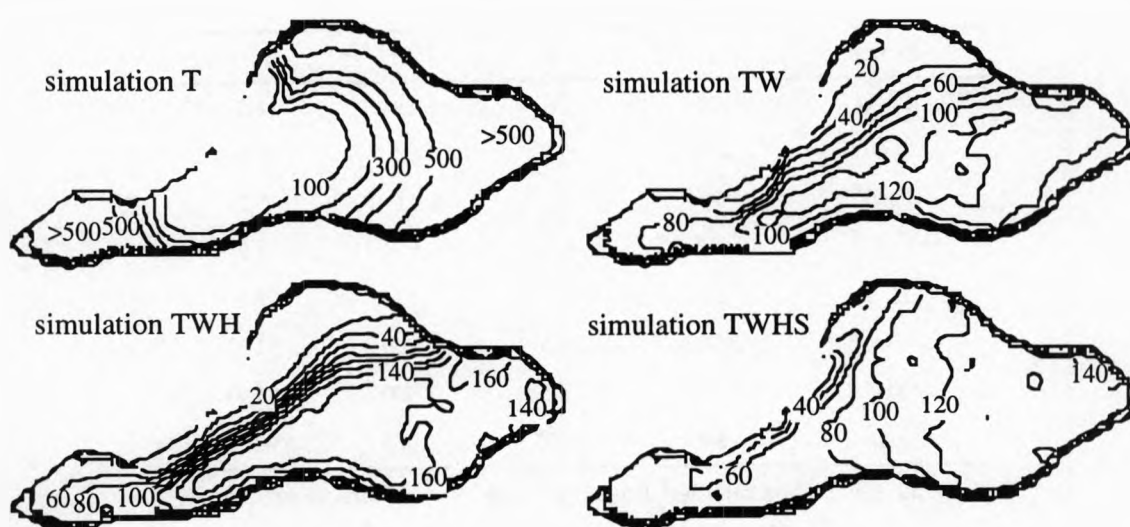


Figure 4.6: Temps de résidence moyens sur la colonne d'eau (jours) pour nos quatre expériences numériques.

la composante barocline du courant - ou effet cisailant (Bowden 1965).

Même si les résultats des deux simulations TW et TWH sont très similaires, on remarque une augmentation du temps de résidence de la cellule sud dans la simulation TWH et une diminution de ce même temps de résidence dans les parties nord et ouest du lagon (figure 4.7). Ces différences sont liées à l'apport d'eau océanique par les hoa du sud-ouest. Cette eau, libre de toute particule fluide marquée, se dirige directement vers la passe et sort rapidement du lagon. La figure 4.8 représente schématiquement le transport et le piégeage des particules originaires de la partie sud du lagon dans les deux cas: avec et sans débit aux hoa. Avec un flux d'eau océanique par les hoa, le piégeage dans la partie sud du lagon est augmenté. Ainsi, la masse liquide contenue dans cette partie du lagon a un temps de résidence qui augmente. Sous l'effet de l'apport additionnel d'eau océanique, les échanges entre la cellule nord et l'océan augmentent et le temps de résidence diminue dans la partie nord du lagon.

Si une stratification stable de la colonne d'eau est imposée, la distribution du temps de résidence montre une dépendance à la distance à la passe. Sous l'effet d'une diffusivité turbulente plus faible, l'effet cisailant devient plus important. Ainsi, les déplacements nord-sud, c'est-à-dire perpendiculaires à l'axe du vent, sont amplifiés. Ceci est consistant avec les valeurs numériques présentées dans le tableau 4.3 où le temps caractéristique associé au transport barocline sud-nord est faible pour l'expérience TWHS - de l'ordre de 2 jours.

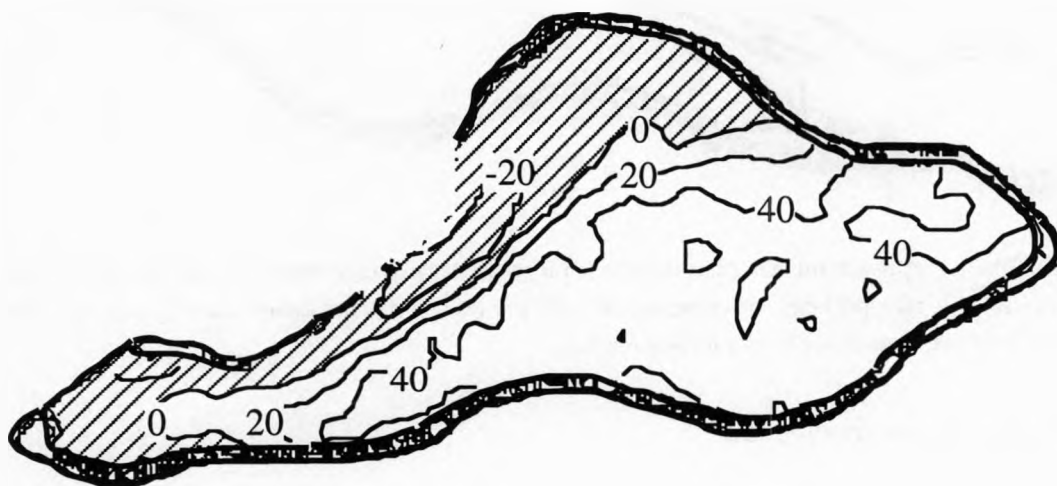


Figure 4.7: Différence des temps de résidence moyens sur la colonne d'eau (jours) entre les simulations TWH et TW. La zone hachurée correspond à une différence négative.

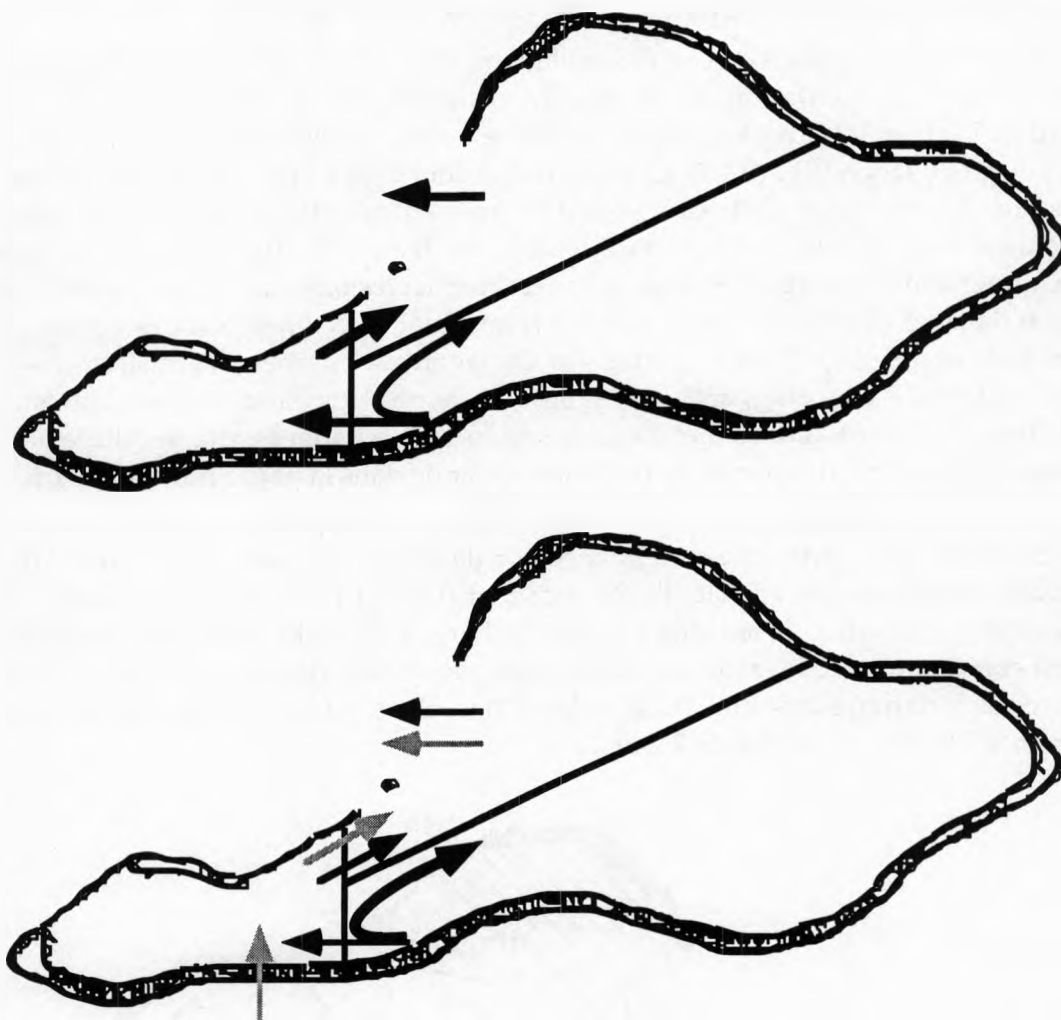


Figure 4.8: Schéma représentant le déplacement et le piégeage de l'eau originaire de la partie sud du lagon (flèches noires) et le transport de l'eau océanique entrant par les hoa (flèches grises) dans le cas sans le flux par les hoa (en haut) et avec le flux par les hoa (en bas).

4.3.4. Temps de renouvellement

A partir de la définition (4.4) du temps de renouvellement et à l'aide des temps de résidence calculés par le module lagrangien, il est possible de calculer le temps de renouvellement des eaux du lagon de l'atoll de Mururoa. Cependant, pour toutes nos expériences numériques - et surtout la simulation T - certaines particules restent piégées très longtemps dans le lagon. Le temps de résidence associé à ces particules va avoir tendance à créer une surestimation du temps de renouvellement. Une autre méthode de calcul du temps de renouvellement est ici employée.

Posons $m(t)$ la masse totale des particules lagrangiennes présentes dans le lagon à l'instant t . La masse totale des particules dont le temps de résidence est compris entre t et $t+\delta t$ est alors $-\delta t dm/dt$. Le temps de renouvellement peut alors s'écrire

$$\theta = -\frac{1}{m(0)} \int_0^{\infty} t \frac{dm}{dt} dt . \quad (4.10)$$

Pour les expériences TW et TWH, à chaque instant de la simulation la concentration des particules fluides dans le lagon est quasiment homogène. Cela est dû à un mélange horizontal efficace principalement dans la partie sud du lagon, qui représente une portion importante de la masse d'eau. Ainsi, nous pouvons supposer que la probabilité qu'une particule quitte le lagon est proportionnelle à la masse totale des particules restantes:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{m(t)}{\tau}, \quad (4.11)$$

où τ est une constante positive. La solution de cette équation différentielle est de la forme

$$m(t) = m(0)e^{-t/\tau}. \quad (4.12)$$

Ainsi, la masse totale des particules fluides présentes dans le lagon décroît en suivant une loi exponentielle de temps caractéristique τ . En combinant (4.10) et (4.11) nous obtenons l'égalité entre le temps de renouvellement et τ :

$$\theta = \tau. \quad (4.13)$$

Il est intéressant de constater l'équivalence entre les équations (4.1) et (4.11). En effet, dans ces deux équations, le flux de matière sortant du lagon est proportionnel à la masse totale divisée par le temps de résidence moyen. L'évolution de la masse totale des particules présentes dans le lagon suit une loi exponentielle pour toutes nos simulations forcées par le vent (figure 4.9). Ceci confirme la validité de la relation (4.11). Par une régression, au sens des moindres carrés entre la courbe expérimentale et la relation théorique (4.12) nous pouvons estimer le temps de renouvellement pour chacune de nos expériences (tableau 4.4).

On constate donc une forte différence au niveau du temps de renouvellement entre la simulation T et les simulations où le forçage éolien est appliqué. Pour ces dernières le temps de renouvellement est de l'ordre d'une centaine de jours. Ce résultat montre que la tension à la surface du lagon joue un rôle important non seulement sur la dynamique à l'intérieur de la masse d'eau mais aussi sur ses échanges avec l'océan proche. Il apparaît que, contrairement aux hypothèses généralement formulées, la marée n'a qu'un rôle mineur sur le temps de renouvellement des eaux du lagon. Elle permet les échanges avec le Pacifique mais participe peu au mélange à l'intérieur de la masse liquide. Enfin, il est généralement admis que le flux d'eau océanique entrant par les hoas a tendance à diminuer le temps de renouvellement (Wolanski *et al.* 1994). Notre expérience numérique montre que ce flux additionnel diminue localement le temps de résidence dans l'appendice sud-ouest et dans la zone nord. Son effet à l'échelle du lagon correspond à une augmentation du temps de renouvellement de l'ordre de un

simulation	θ
T	512
TW	94
TWH	128
TWHS	114

Tableau 4.4: Temps de renouvellement (jours) pour nos quatre simulations.

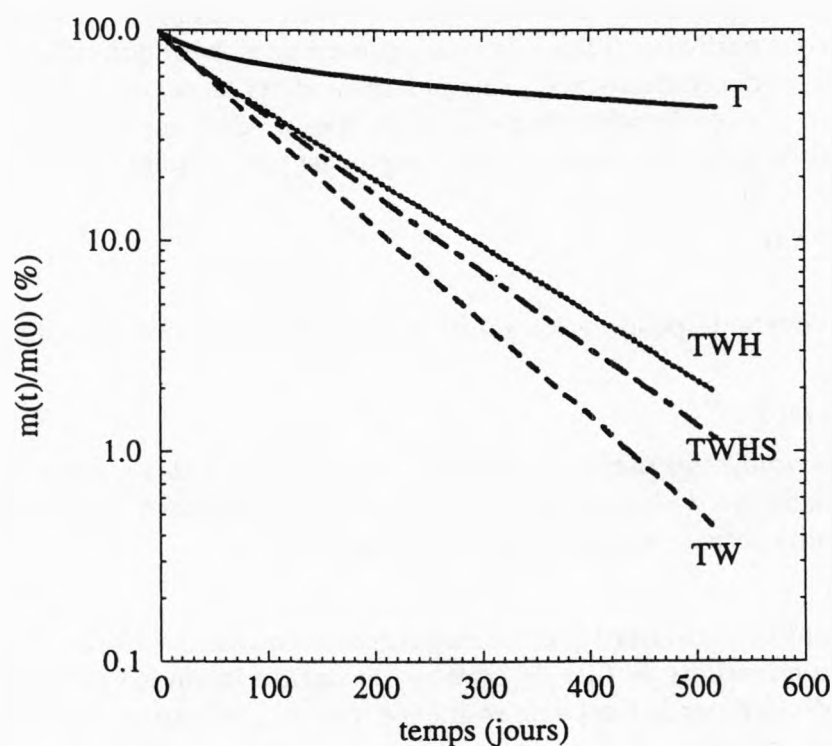


Figure 4.9: Evolutions temporelles de la masse totale des particules fluides présentes dans le lagon $m(t)$ par rapport à la masse initiale $m(0)$ pour nos quatre expériences numériques.

mois. Cette augmentation est liée à un piégeage plus important dans la zone sud du lagon. Si les hoa étaient placés différemment, par exemple près de la zone vie, il est probable que notre conclusion serait différente. Enfin, l'ajout d'une stratification stable augmente l'importance de l'effet cisailant qui permet un mélange plus rapide du lagon et réduit sensiblement le temps de renouvellement.

4.4. VARIATIONS DU TEMPS DE RENOUVELLEMENT

Nous venons de voir que le temps de renouvellement des eaux du lagon de l'atoll de Mururoa dépend principalement du forçage éolien. Il varie aussi avec le flux imposé aux hoa et la stratification de la colonne d'eau. Pour ces expériences, un vent constant d'est et de vitesse 8 m.s^{-1} était employé. Ce vent ne souffle pas de manière régulière toute l'année sur cet atoll (figure 1.9) et le forçage éolien varie au cours de l'année. De même, certaines saisons sont plus propices aux entrées d'eau océanique par dessus la couronne récifale et à une forte stratification de la colonne d'eau. En été austral, les dépressions polaires sont peu actives. Le flux par les hoa est faible et, sous l'effet du flux de chaleur à l'interface air-mer, le lagon peut être stratifié. En hiver austral, les dépressions polaires sont actives. Elles engendrent une forte houle du sud-ouest qui aborde perpendiculairement la zone la plus basse du platier récifal de l'atoll de Mururoa. Le flux par les hoa est alors maximal. En cette saison, le lagon est, par contre, homogène en densité. De telles variations des conditions atmosphériques et océaniques, et donc des forçages de la circulation du lagon, vont être capables d'engendrer des variations sur le temps de renouvellement. Une telle constatation avait

déjà été faite par Lenhardt (1991) pour le lagon de l'atoll de Tikehau. Les cyclones tropicaux sont aussi susceptibles de modifier de manière importante la dynamique des échanges entre le lagon et l'océan. Lors de ces événements, une grande partie du platier récifal est submergé. Il n'est pas tenu compte de ces événements exceptionnels dans cette étude.

Afin de comprendre la façon dont varie le temps de renouvellement avec la saison mais aussi avec la vitesse et la direction du vent, nous avons réalisé une série d'expériences complémentaires. Nous considérons deux situations extrêmes correspondant aux deux saisons d'été et d'hiver austral. En été, le flux par les hoa est nul et la stratification du lagon correspond au carré d'une fréquence de Brunt-Väisälä de 10^{-4} s^{-2} . En hiver, le lagon est homogène en densité et le flux par les hoa est figé à $500 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. Pour chacune de ces situations nous avons fait une série d'expériences en changeant la vitesse et la direction du vent. Deux vitesses ont été retenues: 5 et 8 m.s^{-1} . Trois directions du vent ont été choisies: sud-est, est et nord-est. Elles correspondent aux conditions généralement rencontrées sur cet atoll. Cela fait un total de 12 expériences. Pour chacune, le temps de renouvellement a été calculé par la méthode décrite précédemment (tableau 4.5).

Le temps de renouvellement moyen pour ces expériences est de 98 jours. Il est minimal en été austral - 44 jours - et maximal en hiver - 164 jours. Ainsi, le temps de renouvellement peut varier d'un facteur 3 à 4 suivant les conditions rencontrées. L'écart type sur cette valeur est de 37 jours. Le temps de renouvellement moyen est de 79 et de 117 jours respectivement en été et en hiver austral. L'écart type sur ces grandeurs est de l'ordre d'une trentaine de jours. A part pour les simulations par un vent de nord-est de vitesse 5 m.s^{-1} , le temps de renouvellement en été austral est inférieur à celui en hiver. Ceci correspond aux effets combinés du flux par le hoa qui

flux par les hoa ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$)	N^2 (s^{-2})	Vent		Temps de renouvellement (jours)
		vitesse (m.s^{-1})	direction	
-	10^{-4}	5	est	77
-	10^{-4}	8	est	70
-	10^{-4}	5	nord-est	135
-	10^{-4}	8	nord-est	56
-	10^{-4}	5	sud-est	44
-	10^{-4}	8	sud-est	86
500	-	5	est	164
500	-	8	est	128
500	-	5	nord-est	99
500	-	8	nord-est	61
500	-	5	sud-est	147
500	-	8	sud-est	104

Tableau 4.5: Forçages et temps de renouvellement des 12 expériences numériques.

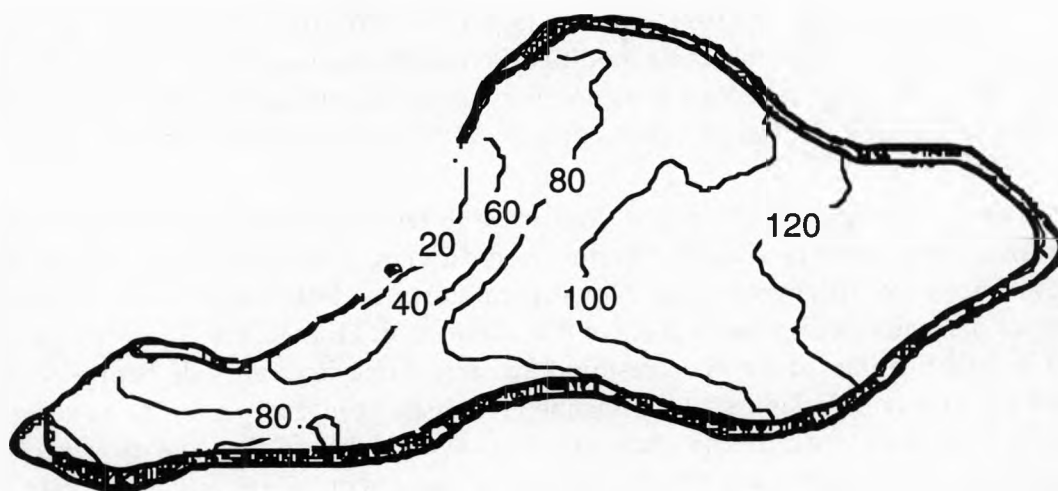


Figure 4.10: Temps de résidence moyen sur la colonne d'eau (jours) pour les 12 expériences numériques.

ralentit les échanges avec l'océan et de la stratification qui tend à activer ces échanges par l'augmentation de l'effet cisailant. Ces deux effets s'ajoutent et produisent un écart important entre les temps de renouvellement en été et en hiver austral.

Pour la plupart des expériences, le temps de renouvellement diminue si la vitesse du vent augmente. Le rapport moyen entre le temps de renouvellement pour un vent de 5 m.s^{-1} et celui pour un vent de 8 m.s^{-1} est de 1,4. Ainsi, une augmentation de la vitesse du vent correspond à une augmentation des échanges entre le lagon et l'océan proche. Cette constatation est en accord avec l'idée que le vent est le forçage principal influençant le mélange des eaux du lagon.

Au vu de ces résultats, il n'est pas possible de dégager une variation du temps de renouvellement avec la direction du vent. Cependant, pour chacune de nos deux vitesses de vent, le temps de renouvellement le plus long est obtenu en hiver austral avec un vent d'est. Suivant les conditions de houle et de stratification rencontrées, les échanges avec le Pacifique vont être favorisés par des vents de direction différente.

La figure 4.10 représente la distribution spatiale du temps de résidence moyen sur l'ensemble de nos 12 expériences. On constate l'existence d'un fort gradient est-ouest. Le temps de résidence le plus faible se trouve près de la passe alors que le plus important se trouve face à la zone vie. Ainsi, un groupe de particules fluides, ou tout traceur passif, relâché depuis la zone vie mettra plus de 120 jours pour atteindre la passe et sortir du lagon.

Depuis l'aménagement de la zone vie, près de 2 000 personnes ont vécu en permanence dans cette partie de l'atoll (Bablet *et al.* 1995). L'installation d'une petite ville sur un atoll engendre des désagréments qui peuvent avoir un impact sur le fragile écosystème corallien. Ainsi, le rejet d'effluents entraîne une modification de la qualité des eaux. De tels rejets à Mururoa induisent une eutrophisation du lagon qui agit sur le peuplement corallien et une insalubrité temporaire des eaux le long des installations portuaires. L'impact anthropique non lié aux expérimentations nucléaires est nettement visible dans la partie est du lagon (Bablet *et al.* 1995). La cause en est double. L'impact des expérimentations nucléaires est faible dans cette zone et donc les autres effets anthropiques sont plus facilement identifiables. Mais aussi, le fort temps de résidence, mis en évidence ici, rend cette partie du lagon très sensible aux rejets humains depuis la zone vie.

4.5. MODELISATION DES ECHANGES AVEC L'OCEAN

4.5.1. Le modèle simple des échanges avec l'océan

Le concept de temps d'échange, tel que nous l'avons défini, vise à simplifier le problème complexe des échanges entre le lagon et l'océan proche. Nous avons utilisé un modèle numérique tridimensionnel afin d'estimer les temps de résidence et de renouvellement des eaux du lagon de l'atoll de Mururoa. Nous allons maintenant appliquer ces résultats dans le cadre d'un modèle simple à zéro dimension. Ce modèle doit nous permettre d'évaluer la concentration moyenne en un traceur dans le lagon et le flux de ce traceur vers l'océan Pacifique (Deleersnijder *et al.* 1997 b).

Considérons un traceur passif dont la masse totale présente dans le lagon à l'instant t est $m(t)$. L'équation d'évolution de cette grandeur est

$$\frac{dm}{dt} = s - q, \quad (4.14)$$

où s et q sont les termes source et puits, respectivement. Pour un traceur n'interagissant pas avec le milieu, le terme source, q , représente le flux de matière quittant le lagon. Ce terme dépend des processus d'advection et de diffusion à l'intérieur du lagon. Si les particules sont réparties de manière uniforme dans le lagon, nous avons remarqué précédemment qu'il peut s'écrire

$$q = \frac{m}{\theta}, \quad (4.15)$$

où θ est le temps de renouvellement de la masse d'eau. Il est intéressant de noter que des relations similaires sont aussi employées dans le cadre d'autres études non reliées au cas particulier du lagon de l'atoll de Mururoa (Prandle 1984, Black *et al.* 1990, Deleersnijder *et al.* 1998). Nous supposons, de plus, que le terme source, s , ne dépend pas de l'hydrodynamique du lagon. Nous sommes alors amenés à résoudre l'équation différentielle suivante

$$\frac{dm}{dt} = s - \frac{m}{\theta}, \quad (4.16)$$

dont la solution est

$$m(t) = m(0)e^{-t/\theta} + \int_0^t s(\gamma)e^{((\gamma-t)/\theta)} d\gamma, \quad (4.17)$$

où $m(0)$ est la masse totale de traceur à l'instant initial $t = 0$. Cette équation nous permet de calculer la concentration moyenne en un traceur considéré, et, avec l'aide de l'équation (4.15), le flux de matière vers le Pacifique. De plus, cette expression indique que le temps de renouvellement, θ , est le paramètre principal de notre modèle régissant l'évolution de la masse d'un traceur à l'intérieur du lagon.

4.5.2. La validation du modèle pour une source ponctuelle

Le modèle simple que nous venons de décrire se base sur les résultats du modèle tridimensionnel dans le cadre d'une source répartie de manière uniforme dans le lagon. Compte tenu du temps caractéristique du mélange vertical, qui est beaucoup plus faible que le temps de renouvellement des eaux du lagon, notre modèle peut être

appliqué aussi dans le cas d'un rejet uniforme au fond ou à la surface du lagon. Cependant, nous devons vérifier si ce modèle est applicable à un traceur dont la source est ponctuelle.

Pour ce faire, le modèle tridimensionnel a été utilisé afin de simuler l'évolution de la masse totale de particules depuis trois points sources, A, B et C, situés en différents emplacements au fond du lagon (figure 4.11). Les forçages employés sont ceux de la simulation TW décrite précédemment. L'évolution de la masse totale de particules dans le lagon est très similaire à celle fournie par le modèle simple pour les rejets en A et B (figure 4.12). Pour le point C, situé dans la zone nord du lagon, cette évolution diffère sensiblement de la courbe théorique. Une grande partie de la masse des particules sort très rapidement du lagon en raison du faible temps de résidence au point C. Après une centaine de jours la courbe d'évolution devient parallèle à la courbe théorique. Ceci indique que les particules restantes sont réparties de manière uniforme dans le lagon et que la relation (4.15) est alors applicable.

Cette expérience permet de mettre en évidence un certain nombre d'échelles temporelles qui interviennent dans les échanges entre le lagon et l'océan. La plus petite échelle résolue par notre module de transport est celle de l'onde de marée semi-diurne. Une seconde échelle à considérer est celle du mélange tridimensionnel dans le lagon. Le mélange turbulent vertical est extrêmement rapide. Les distributions du temps de résidence montrent que le mélange horizontal à l'intérieur d'une cellule de circulation est bien plus rapide que ses échanges avec l'autre cellule. Le phénomène limitatif est donc le mélange entre nos deux cellules adjacentes. Ce temps de mélange est égal à la différence de temps de résidence entre les cellules sud et nord. Comme la cellule nord a un temps de résidence beaucoup plus faible que la cellule sud, l'échelle de temps du mélange est de l'ordre du temps de résidence de la cellule sud, c'est-à-dire proche du temps de renouvellement des eaux du lagon. Elle est aussi similaire au temps à partir duquel l'évolution de la masse totale des particules rejetées en C suit la relation (4.17). Enfin, la dernière échelle temporelle considérée est celle dont le temps est bien supérieur à celui du mélange dans le domaine. C'est à cette dernière échelle de temps que les relations (4.15) et (4.17) sont applicables.

L'expérience numérique précédente peut être généralisée à un plus grand nombre de sources situées au fond du domaine. A l'instant initial des particules

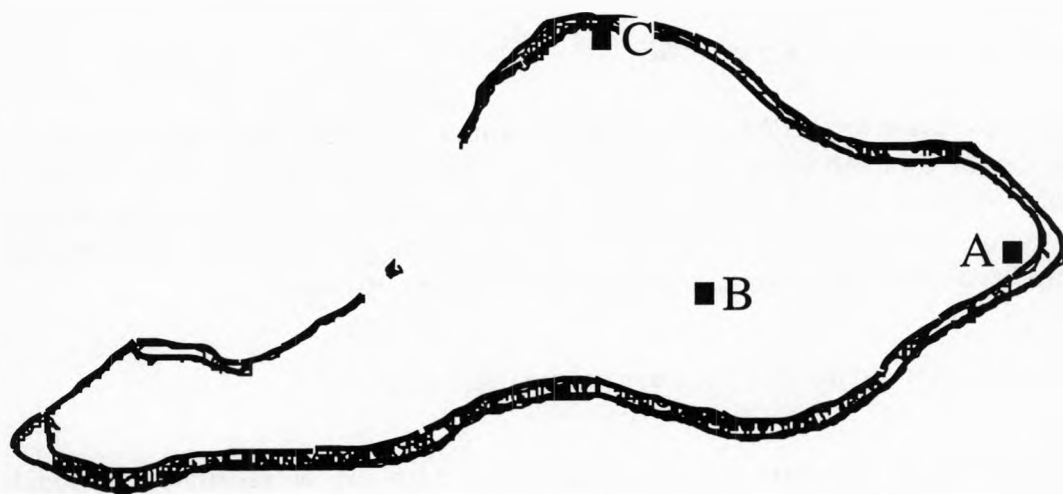


Figure 4.11: Localisation des trois points de rejet A, B et C.

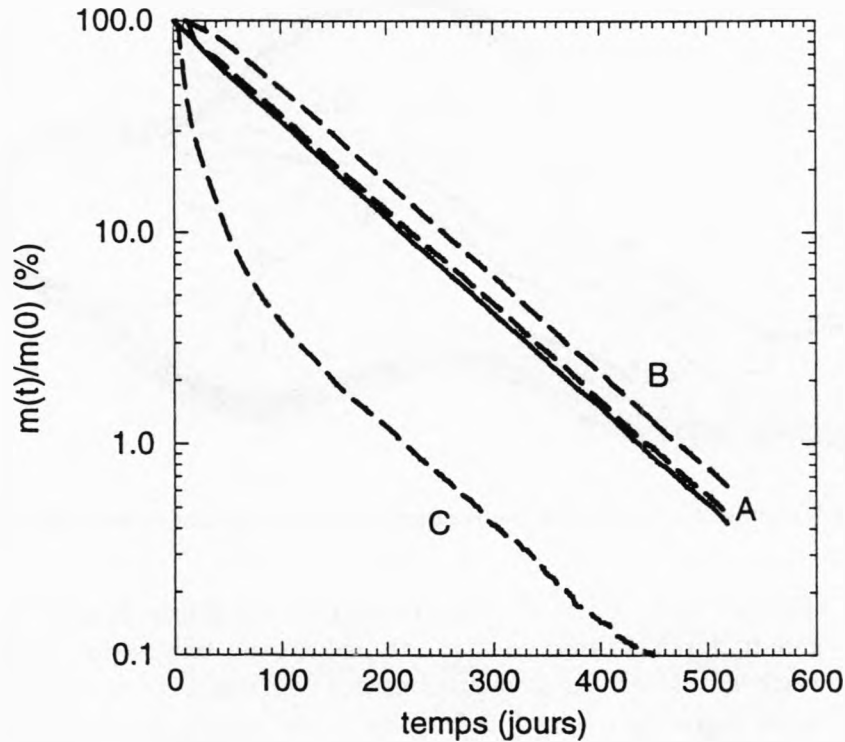


Figure 4.12: Evolutions temporelles de la masse totale des particules fluides présentes dans le lagon $m(t)$ par rapport à la masse initiale $m(0)$ pour nos trois points source A, B et C. Le trait plein reprend l'évolution temporelle de la masse totale des particules pour l'expérience TW.

sont relâchées dans toutes les mailles de fond du modèle. Le déplacement de ces particules est calculé à l'aide des résultats du modèle hydrodynamique. En chaque point nous avons calculé une erreur relative définie comme étant

$$\varepsilon = \frac{1}{\theta} \int_0^{\theta} \left(\frac{m(t)}{m(0)} - e^{-t/\theta} \right) e^{-t/\theta} dt . \quad (4.18)$$

La distribution spatiale de ε est fournie par la figure 4.13. La moyenne sur le lagon de la valeur absolue de ε vaut 0,12. Ainsi, l'erreur sur le modèle simple est de l'ordre de 10% en moyenne; cette valeur est suffisamment faible pour avoir une certaine confiance dans les résultats de ce modèle pour la plupart des applications.

Nous nous sommes intéressés, jusqu'à présent, à l'évolution de la masse de traceur sur une échelle de temps plus importante que le temps de renouvellement des eaux du lagon. A cette échelle de temps, le modèle simple représente bien les échanges entre le lagon et l'océan proche. Au bout d'un certain temps, le traceur est réparti de manière quasi-uniforme dans le lagon et la relation (4.15) est applicable. Nous allons maintenant nous occuper de l'évolution de cette masse totale à une échelle de temps plus faible que le temps de mélange. Une amélioration du modèle simple dans le cas d'une source ponctuelle consisterait à utiliser le temps de résidence, τ , à la place du temps de renouvellement dans l'équation (4.17). En effet, si la masse totale de traceur présente dans le lagon suit une loi du type

$$m(t) = m(0)e^{-t/\tau} , \quad (4.19)$$

alors l'erreur ε vaut $0,5(\tau - \theta)/(\tau + \theta)$. Dans une grande partie du lagon, la différence entre

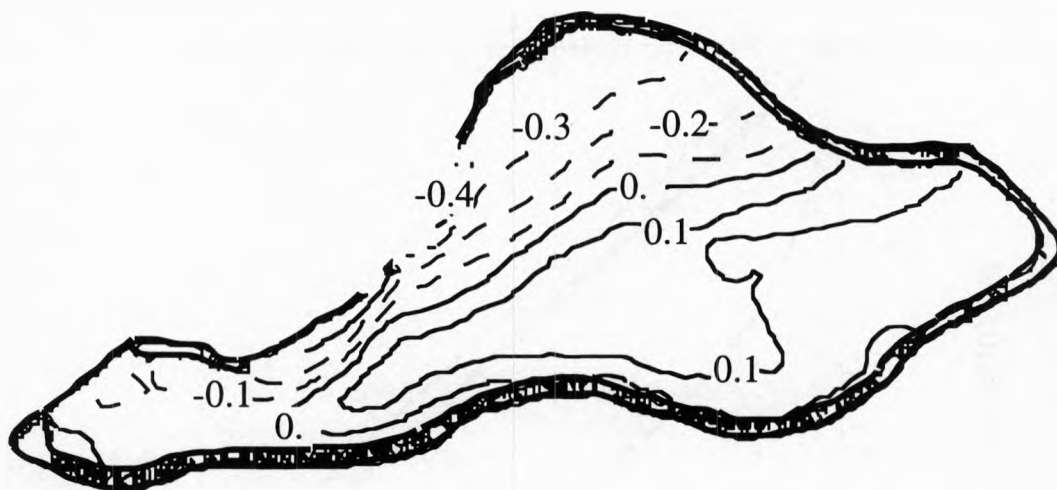


Figure 4.13: Distribution spatiale de l'erreur relative ε pour un rejet instantané au fond du lagon.

le temps de résidence et le temps de renouvellement est faible devant θ . Ainsi, $\varepsilon \approx 0,25(\tau - \theta)/\theta$. L'erreur dépend donc de manière linéaire du temps de résidence. C'est pourquoi les courbes d'iso-erreur sont proches des courbes d'iso-temps de résidence. La moyenne sur le lagon de ε vaut 0,015. Cette faible valeur, proche de zéro, est en accord avec la définition de θ . Une amélioration du modèle dans le cas d'une source ponctuelle, consisterait donc à appliquer la relation (4.19) pour un intervalle de temps caractéristique compris entre la période de marée et θ . Pour un temps caractéristique bien supérieur à θ , l'équation (4.17) est applicable.

4.5.3. Etude de trois cas

Nous allons maintenant appliquer l'équation (4.17) à trois cas particuliers de rejet. Nous traiterons d'un rejet instantané, d'une source continue de matière et d'un rejet transitoire (Figure 4.14).

Pour un rejet instantané de matière à $t = 0$, $m(0)$, l'équation (4.17) se simplifie grandement. Nous nous ramenons au cas étudié précédemment pour calculer le temps de résidence. La masse totale de matière restant dans le lagon décroît de manière exponentielle

$$m(t) = m(0)e^{-t/\theta}. \quad (4.20)$$

Le flux de matière vers le Pacifique suit une loi similaire. Par rapport à une situation où le rejet instantané d'une masse $m(0)$ de matière se fait directement dans l'océan, le lagon permet d'étaler ce rejet dans le temps.

Pour un rejet continu dans le temps $s = \text{constante}$, avec $m(0) = 0$, l'équation (4.17) devient

$$m(t) = s\theta(1 - e^{-t/\theta}). \quad (4.21)$$

La masse totale de traceur dans le lagon augmente de manière continue et tend vers θs si t/θ tend vers l'infini. Ainsi, plus le temps de renouvellement est important plus la masse totale de matière à l'intérieur du lagon est importante. Le flux de matière vers le Pacifique est obtenu par l'équation (4.15). Pour un temps assez long - $t \gg \theta$ - il est égal au terme source.

Enfin, pour un rejet de durée δ , l'évolution de la masse totale de traceur est fournie par la combinaison de nos deux résultats précédents

$$m(t) = s\theta(1 - e^{-t/\theta}) \quad \text{si } t \leq \delta, \quad (4.22 \text{ a})$$

$$m(t) = s\theta(1 - e^{-\delta/\theta})e^{-(t-\delta)/\theta} \quad \text{si } t > \delta. \quad (4.22 \text{ b})$$

La masse totale de traceur contenue dans le lagon est maximale si $t = \delta$. Le flux vers l'océan proche est aussi maximal à cet instant et vaut

$$q = s(1 - e^{-\delta/\theta}). \quad (4.23)$$

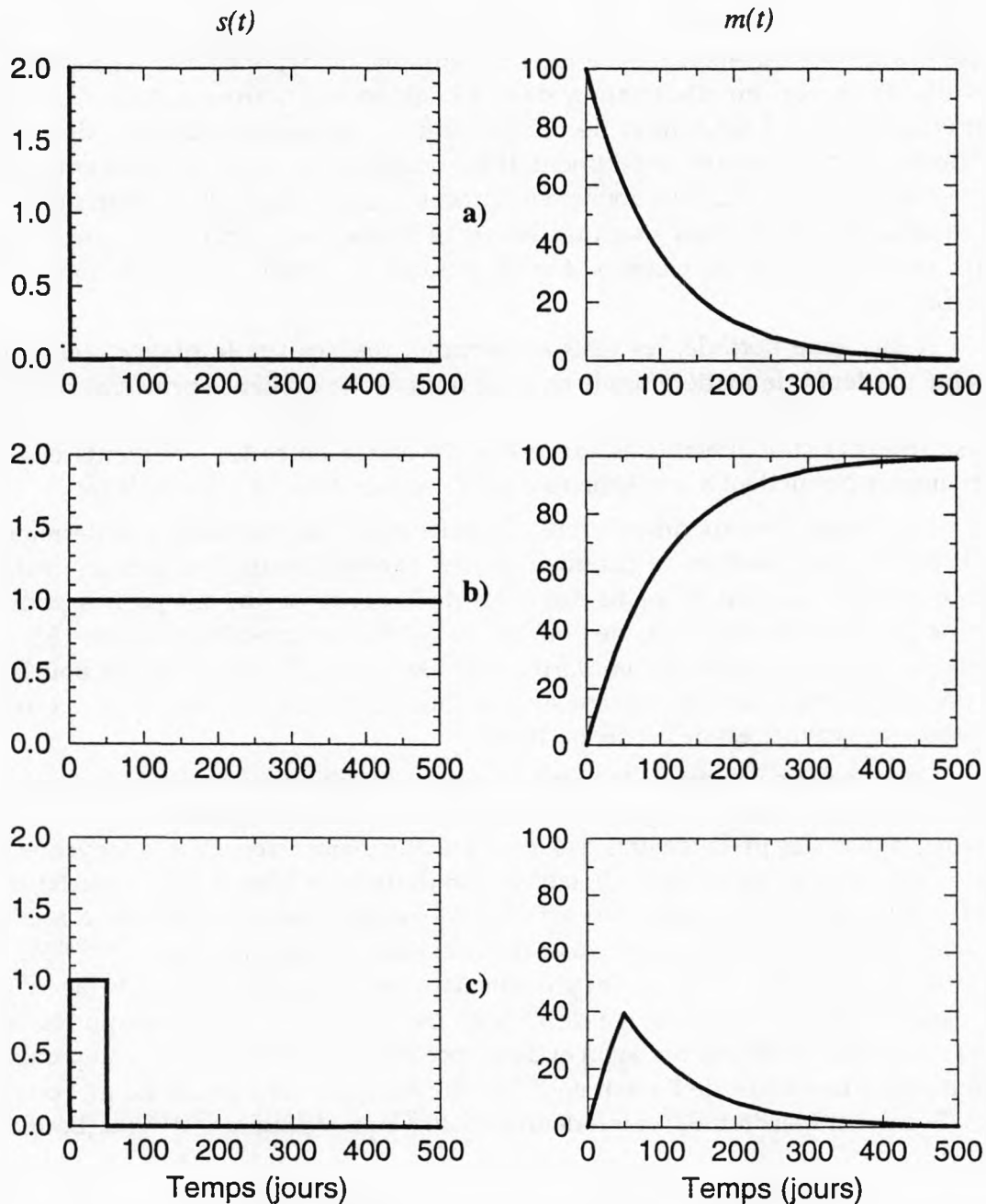


Figure 4.14: Evolutions temporelles de la source et de la masse totale de traceur présent dans le lagon de temps de renouvellement $\theta = 100$ jours a) pour un rejet instantané d'une masse $m(0) = 100$, b) pour un rejet continu unitaire et c) pour un rejet unitaire de durée $\delta = 50$ jours.

Il est d'autant plus important que le rapport δ/θ est important. Si le rejet dure beaucoup plus longtemps que le temps de renouvellement des eaux du lagon, le flux maximal vers la Pacifique est proche du terme source. Par contre, si le rejet est beaucoup plus court que θ , le flux maximal vers la Pacifique est beaucoup plus faible que la source dans le lagon. Dans ce dernier cas, le lagon permet de modérer le flux de matière vers l'océan et d'étaler le rejet dans le temps.

4.5.4. Application du modèle simple à un rejet de radioéléments

De 1966 à 1974, 34 expérimentations nucléaires aériennes ont été effectuées au-dessus du lagon de l'atoll de Mururoa. Parmi ces essais, trois ont été réalisés à partir de barges posées à la surface du lagon. Ces derniers ont entraîné un dépôt de matière fissile et de produits de fission ou d'activation dans les sédiments marins autour des zones d'expérimentation. L'utilisation de ballons situés à plusieurs centaines de mètres d'altitude pour les autres expérimentations aériennes a considérablement réduit l'impact de ces essais sur l'environnement proche (Bourlat *et al.* 1995). Néanmoins, les sels dissous de l'eau de mer - sodium, soufre et chlore - sont activés au cours de ces essais. Nous avons vu au chapitre 3 qu'ils pouvaient constituer un bon traceur des eaux du lagon.

A la même période, les tests de sécurité, réalisés sur le platier récifal, ont entraîné un dépôt de matière fissile en zone nord. Cette matière - principalement du plutonium-239+240 - se retrouve aujourd'hui dans les sédiments marins face à la zone Denise (Bourlat *et al.* 1995). Les processus d'échange entre les sédiments et l'eau environnante permettent à ces éléments de se retrouver dans les eaux du lagon.

Le passage des expérimentations aériennes aux expérimentations souterraines a considérablement amélioré le confinement des radioéléments. Les forages réalisés après ces essais, afin de recueillir des laves de la cavité de tir, ont parfois permis à certains produits de fission à vie courte - iode-131, césium-136 et xénon-133 - de s'échapper des cavités (Bourlat et Martin 1992, Bourlat *et al.* 1995). D'après Bourlat et Martin (1992), les quantités mises en jeu sont faibles; le volume d'eau pouvant s'échapper des cavités est de l'ordre de 10 m³.

Comme nous venons de le voir la présence de radioéléments dans le lagon est avérée. L'activité dans le lagon est mesurée de manière régulière par le C.E.A. Certaines années les prélèvements d'eau ont été plus nombreux. C'est la moyenne sur ces données qui est reprise dans le tableau 4.6 (Bourlat et Martin 1992, Bourlat *et al.* 1995). A titre de comparaisons, les activités moyennes mesurées lors de la mission Cousteau (Martin *et al.* 1990) sont aussi données. Des matières fissiles - ²³⁹⁺²⁴⁰Pu - et des produits de fission - ¹³⁷Cs - sont présents dans les sédiments au fond du lagon. Ces sédiments constituent une source de radioéléments qui vont être transportés sous forme dissoute à l'intérieur du lagon et dans l'océan Pacifique. A titre de comparaison, les activités à la surface de l'océan en Polynésie française sont de 2,6 Bq.m⁻³ pour le ¹³⁷Cs (Bourlat et Martin 1992) et inférieures à 2.10⁻³ Bq.m⁻³ pour le ²³⁹⁺²⁴⁰Pu (Bourlat *et al.* 1995)¹.

Le temps de renouvellement des eaux du lagon est de l'ordre de 100 jours. Cependant, nos expériences numériques mettent en évidence des variations de θ avec

¹ Les périodes radioactives du ²³⁹Pu et du ¹³⁷Cs sont respectivement de 24 110 ans et 30 ans.

Références	^{137}Cs	$^{239+240}\text{Pu}$
Martin <i>et al.</i> 1990	5,2 (1987)	0,19 (1987)
Bourlat et Martin 1992	2,8 (1990)	
Bourlat <i>et al.</i> 1995		0,55 (1985-1986)

Tableau 4.6: Concentrations moyennes en radioéléments (Bq.m^{-3}) mesurées dans le lagon de l'atoll de Mururoa. Entre parenthèses figure l'année des mesures.

le forçage éolien, les conditions de stratification et le flux par les hoas. L'écart type calculé du temps de renouvellement représente 40 % de sa valeur moyenne. Dans le cadre de notre approche pragmatique, cette estimation des variations de θ autour de sa valeur moyenne doit nous permettre de définir une incertitude sur le modèle simple présenté ici. Cette incertitude est liée aux variations du temps de renouvellement avec le forçage employé, elle ne tient pas compte de l'incertitude liée au modèle et à la localisation de la source. En accord avec la discussion précédente, nous supposons par la suite que l'erreur additionnelle est de 20 %. Ainsi, l'incertitude sur le temps de renouvellement est de 60 %. Nous utilisons alors $\theta = 100 \pm 60$ jours.

Dans le cas d'une source d'éléments radioactifs dans le lagon, il est important de pouvoir estimer l'ordre de grandeur de l'activité moyenne ou des flux vers le Pacifique. Ainsi, la précision sur le temps de renouvellement ne doit pas être trop importante. Une erreur d'un facteur deux sur θ sera de toute façon bien inférieure à l'incertitude sur le terme source. De même, les activités moyennes dans le lagon sont connues avec une certaine incertitude. C'est pourquoi, il semble que l'approche que nous venons de présenter est adaptée au problème particulier lié à la présence de radioéléments dans les eaux du lagon de l'atoll de Mururoa.

En supposant que l'activité moyenne du lagon varie peu au cours du temps, c'est-à-dire que le terme source est équivalent aux sorties vers l'océan, le flux vers le Pacifique peut alors être estimé à partir de l'équation (4.15). Dans le cas d'un traceur dont la concentration n'est pas nulle dans l'océan, nous devons considérer la différence entre les concentrations du lagon et de l'océan. Le volume du lagon de l'atoll de Mururoa est de l'ordre de 5.10^9 m^3 . Pour une activité en $^{239+240}\text{Pu}$ dissous de $0,55 \text{ Bq.m}^{-3}$ et une activité océanique beaucoup plus faible, le flux vers le Pacifique est compris entre 6 et 25 GBq par an. Cette valeur est en accord avec les estimations de Atkinson *et al.* (1983) et de Martin *et al.* (1990). A titre de comparaison, la quantité annuelle de $^{239+240}\text{Pu}$ rejetée dans la Manche depuis l'usine de retraitement de La Hague en 1982 était de plus de 190 GBq (Martin *et al.* 1990). De 1986 à 1991, l'activité moyenne des eaux du lagon semble avoir diminué d'un facteur 1,7 (Bourlat *et al.* 1995). Le flux vers le Pacifique devrait avoir diminué d'autant.

L'activité moyenne en ^{137}Cs du lagon est légèrement plus importante que celle de l'océan. La différence - $0,2 \text{ Bq.m}^{-3}$ - est de l'ordre des incertitudes sur la mesure. Comme nous ne nous intéressons qu'aux ordres de grandeur, nous pouvons utiliser cette différence afin d'estimer le flux de matière vers le Pacifique. Ainsi, il est exporté annuellement du lagon entre 2 et 9 GBq de ^{137}Cs . Cette valeur est relativement faible. A titre de comparaison, l'activité moyenne en ^{137}Cs en Mer du Nord est de l'ordre de 10 Bq.m^{-3} . La quantité annuelle de ^{137}Cs rejetée dans la Manche depuis l'usine de retraitement de La Hague en 1971 était de plus de 200 TBq. Durant les années septante,

l'usine de Sellafield rejetait en Mer d'Irlande plusieurs milliers de TBq de ^{137}Cs par an (Herrmann *et al.* 1995).

L'éventualité d'un rejet accidentel de radioéléments à moyen ou à long terme depuis les cavités de tir vers la biosphère ne peut pas être totalement rejetée (Atkinson *et al.* 1983). Le lagon est alors un passage obligatoire pour ces radioéléments. Il sert de réservoir et permet les échanges avec l'océan proche. Jusqu'à présent, aucune fuite significative de radioactivité depuis les cavités de tir n'a été rapportée. L'étude qui suit doit être considérée comme une série de scénarios hypothétiques ne se référant à aucun événement passé.

Pour une source uniformément répartie au fond du lagon, le flux vers le Pacifique durant le rejet est toujours inférieur ou égal au flux des carbonates vers le lagon. Ainsi, l'activité moyenne des eaux du lagon ne diminue pas durant le rejet. Un suivi précis de cette activité moyenne pourrait être un bon indicateur des fuites éventuelles depuis les emplacements des expérimentations souterraines. Le lagon joue aussi le rôle de retardateur. Il permet d'étaler un rejet instantané ou de durée limitée sur un temps plus long - de l'ordre du temps de renouvellement du lagon. Or, dans le cas d'un rejet de radioéléments vers l'océan, les conséquences à l'échelle du Pacifique sud semblent inversement proportionnelles à sa durée. En effet, pour un rejet instantané - scénario *worst case* de Ribbe et Tomczak (1990) - les concentrations calculées autour de la Polynésie Française sont deux ordres de grandeur plus importantes que celles calculées dans le cas d'un rejet de la même quantité en dix ans - scénario *realistic case* de Ribbe et Tomczak (1990). De même, l'extension de la tache de contamination est beaucoup plus importante dans le premier cas.

Dans l'hypothèse d'un rejet rapide, c'est-à-dire pour $\delta \ll \theta$, d'une quantité importante d'éléments radioactifs qui n'interagissent pas avec la biosphère, le temps de renouvellement du lagon a un double impact. A partir de l'équation (4.22), il est possible de montrer que l'activité maximale dans les eaux du lagon est une fonction croissante de θ alors que le flux maximal vers le Pacifique est une fonction décroissante de θ . Pour un temps de renouvellement important, la concentration maximale des eaux du lagon sera importante et les populations locales seront soumises à de relativement fortes doses de radiations. Par contre, le flux des radioéléments vers le Pacifique et les impacts sur les populations des îles avoisinantes seront faibles. Si θ est plus faible, les conséquences sur les populations de l'atoll de Mururoa seront moins importantes, par contre le flux vers le Pacifique sud sera plus important. Cette estimation qualitative des conséquences d'un rejet de radioéléments sur le Pacifique ne tient pas compte de la dynamique de l'océan à l'échelle du rayon de déformation interne et donc d'un éventuel piégeage des radioéléments autour de l'atoll. Les interactions physico-chimiques et l'entrée des radioéléments dans la chaîne alimentaire sont aussi négligées.

Le rapport Cousteau (1988) estime que le bilan total de l'activité en ^{137}Cs et ^{90}Sr contenue dans les cavités de tir est compris entre $9,6 \cdot 10^3$ TBq et $2,4 \cdot 10^4$ TBq. Cette estimation est inférieure à celle utilisée dans Ribbe et Tomczak (1990). Si on considère le rejet de cette quantité Q de radioéléments en un temps δ . La concentration moyenne maximale des eaux du lagon dépend de la durée de ce rejet. D'après (4.22), la concentration maximale lors du rejet, C_{max} , est atteinte au temps $t = \delta$ et vaut

$$C_{max} = \frac{Q\theta}{V\delta} (1 - e^{-\delta/\theta}), \quad (4.24)$$

² La période radioactive du ^{90}Sr est de 29 ans.

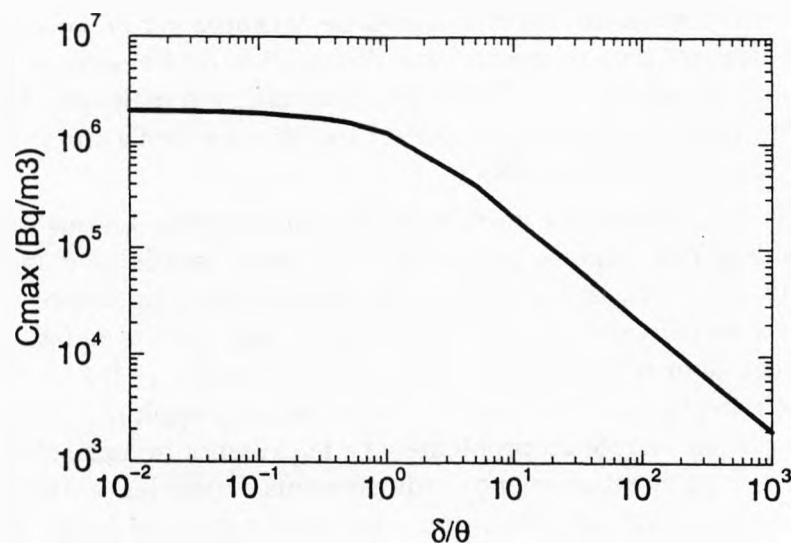


Figure 4.15: Evolution de l'activité moyenne maximale du lagon, pour un rejet transitoire, en fonction de δ/θ . La quantité de radioéléments disponibles est de 10^4 TBq.

où V est le volume du lagon. La figure (4.15) présente l'évolution de la concentration moyenne maximale du lagon en fonction du ratio θ/δ . Si δ est négligeable devant θ alors la concentration maximale évolue peu. Elle est proche de sa valeur pour un rejet instantané. Par contre, si la durée du rejet devient grand devant le temps de renouvellement, la concentration décroît comme l'inverse du ratio δ/θ . Ainsi, la durée du rejet est un paramètre important quant à l'estimation de l'activité du lagon, surtout si ce rejet est long.

4.6. CONCLUSION

Le temps de résidence associé à une particule fluide ainsi que le temps de renouvellement associé à un domaine sont des grandeurs pratiques, permettant d'aborder de manière simple les processus complexes intervenant dans les échanges entre le domaine et l'extérieur. Ces temps d'échange ont été de nombreuses fois utilisés par le passé dans le cadre d'études portant sur les lagons d'atoll. Dans le cas particulier de l'atoll de Mururoa, ces grandeurs pourraient permettre d'estimer les effets d'un rejet hypothétique de radioéléments dans le lagon.

A partir des résultats de notre modèle de circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa, nous avons calculé le déplacement de particules fluides à l'intérieur de ce lagon ainsi que les temps de résidence de ces particules. Les résultats de cette modélisation montrent des différences importantes dans la distribution spatiale du temps de résidence. Le temps de renouvellement, défini comme étant le temps de résidence moyen du lagon, est aussi calculé. A partir d'expériences de sensibilité au forçage, nous avons montré que le forçage éolien a une influence importante sur le temps de renouvellement. Contrairement à certaines idées reçues, le temps de renouvellement ne dépend pas uniquement de la marée mais est fortement influencé par le vent. L'effet du flux par les hoas du sud-ouest a aussi été testé. De manière surprenante, l'ajout de ce flux d'eau océanique augmente le temps de résidence moyen des eaux du lagon. Malgré les variations avec le forçage employé, le temps de

renouvellement des eaux du lagon de l'atoll de Mururoa est de l'ordre de 100 jours, c'est-à-dire quatre fois plus important que l'estimation de Rougerie *et al.* (1984). Ceci correspond à une proportion de 75% d'eau océanique non mélangée à l'eau du lagon sortant lors du jusant. Cette proportion est très proche de l'estimation de von Arx (1948) pour le lagon de l'atoll de Bikini.

A partir des résultats de notre modèle tridimensionnel, nous avons cherché à établir un modèle plus simple permettant d'estimer rapidement la concentration moyenne et le flux vers le Pacifique d'un traceur dont la source serait répartie uniformément dans le fond du lagon. Ce modèle se base sur une équation différentielle du premier ordre dont la solution est fournie par l'équation (4.17). Le modèle, qui est aussi utilisable dans le cas d'une source ponctuelle, a été appliqué à trois cas tests. Ce modèle est tout à fait adapté au problème lié à la présence de radioéléments dans les eaux du lagon et à un éventuel rejet de radioéléments depuis les cavités de tir de l'atoll de Mururoa. A partir des concentrations moyennes dans le lagon, le flux vers le Pacifique peut être estimé. Le flux annuel est de l'ordre de 6 à 25 GBq et de 2 à 9 GBq de $^{239+240}\text{Pu}$ et de ^{137}Cs dissous. Il est très faible en comparaison des rejets industriels effectués sur le Plateau Continental Nord-ouest Européen.

"Teie ho'i ia ta na e pe'ape'a nei no te mea'e mara'ai pa'i ia teie e pufi mai nei i teie mau taima, 'e, e pufi maoro ā ia teie mata'i. 'Ua'ite ato'a ia'o na ē, 'e'ere roa ia i te'ohipa na'ina'i i te fa'a'u atu i teie mata'i no te mea'e mea na mua noa mai ia'o na i te pufi mai."

"Il était inquiet car actuellement le Mara'amu était établi au sud-est et pour longtemps encore. Il savait aussi que sa route ne sera pas facile, car il fallait, sans arrêt, remonter face au vent."

Anonyme

Légendes tahitiennes

Chapitre 5

Modélisation de la dispersion dans le lagon de l'atoll de Mururoa

5.1. INTRODUCTION

Le modèle tridimensionnel permet de construire un modèle simple des échanges entre le lagon de l'atoll de Mururoa et l'océan Pacifique sud. Ce modèle est utile afin d'estimer l'activité moyenne des eaux du lagon et le flux des radioéléments vers l'extérieur. Cependant, un lagon n'est pas un domaine parfaitement homogène et des disparités spatiales peuvent exister. Ainsi, la distribution du zooplancton dans le lagon de l'atoll de Mururoa n'est pas homogène (Michel 1969). Il en est de même pour les concentrations en silicates (Delesalle 1990). La même constatation peut être faite à partir des données d'activité des eaux du lagon. Celles de Martin *et al.* (1990) montrent des variations d'un facteur trois de l'activité en ^{137}Cs et des traces localisées de ^{134}Cs ¹. Après analyse des mêmes échantillons, Bourlat et Martin (1992) observent des variations faibles de l'activité du ^{137}Cs . Des mesures postérieures du ^{134}Cs ne permettent pas de distinguer ce radioélément (Bourlat et Martin 1992). Les activités en $^{239+240}\text{Pu}$ dissous, mesurées entre 1985 et 1991 à l'intérieur du lagon, montrent des variations d'un facteur cinq (Bourlat *et al.* 1995).

Afin d'évaluer, par exemple, les doses maximales reçues par la population de l'atoll de Mururoa, il est souhaitable de pouvoir appréhender cette hétérogénéité de l'activité des eaux du lagon et d'identifier les zones de forte concentration. De plus, une meilleure connaissance de ces disparités spatiales permet de mettre en oeuvre une technique de mesure plus précise de la concentration moyenne.

Deux hypothèses principales pourraient expliquer ces variations. Dans un premier temps, elles pourraient être dues à l'existence d'une source ponctuelle ou extrêmement localisée. Les concentrations sont fortes près de la source et diminuent avec la distance. Une seconde hypothèse est liée aux échanges entre le lagon et l'océan

¹ La présence de ce radioélément pourrait s'expliquer par une contamination des échantillons suite à l'accident de Tchernobyl.

proche. Localement, la concentration est liée à l'âge de la masse d'eau. Pour une source uniforme au fond du lagon, plus les échanges avec le Pacifique sont rapides plus la concentration locale est faible. Ainsi, les concentrations près de la passe devraient être similaires à celles de l'océan voisin alors que, loin des zones d'échange avec l'extérieur, les concentrations devraient être plus fortes.

Dans ce chapitre, nous tentons d'étudier la dispersion d'un traceur à l'intérieur du lagon de l'atoll de Mururoa et de comprendre les disparités spatiales observées. Deux expériences numériques sont réalisées avec le modèle numérique tridimensionnel décrit précédemment. La première correspond au rejet d'un traceur passif depuis le fond du lagon. Cette expérience est intéressante car elle correspond à un hypothétique rejet de radioéléments depuis les cavités de tir vers les carbonates et le lagon. Pour la seconde expérience, la dispersion d'un traceur dont la source est localisée en zone nord est étudiée. Ce cas correspond à la dispersion du $^{239+240}\text{Pu}$ dissous depuis la zone Denise. Des études numériques de la dispersion de radioéléments ont déjà été réalisées pour la Mer de Kara (Harms 1997), la Mer d'Irlande, la Manche et la Mer du Nord (Prandle 1984, Salomon *et al.* 1995, Schönfeld 1995). Elles montrent toutes l'influence de l'hydrodynamique sur la dispersion des radioéléments.

5.2. DISPERSION D'UN TRACEUR D'ORIGINE BENTHIQUE

5.2.1 Expérience numérique

La dispersion d'un traceur passif dont la source est répartie uniformément au fond du lagon est simulée à l'aide du modèle tridimensionnel. Pour cette expérience, les courants dans le lagon sont simulés sous l'effet des forçages de marée, de vent et du flux par les hoa. Seule, la composante M2 de la marée est considérée ici. Son amplitude est fixée à 0,3 m. Le forçage éolien correspond à un vent d'est de vitesse 8 m.s^{-1} . Un débit de $500 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ est imposé aux hoa. Le lagon est supposé homogène en densité.

Les 30 champs de vitesse et de diffusion turbulente obtenus par une simulation hydrodynamique et répartis uniformément sur la période de l'onde M2 sont utilisés pour forcer le module de transport du traceur. Ce module résout de manière eulérienne l'équation du transport (2.35). Aucune diffusion horizontale n'est utilisée. Les termes puits et source sont nuls. Un flux de matière constant et uniforme est ajouté au fond du lagon. Comme nous traitons d'un traceur indéterminé et afin de faciliter le reste de la discussion, nous utilisons une unité arbitraire de concentration (uc)². Le flux au fond du lagon est fixé à $10^{-5} \text{ uc.m.s}^{-1}$. Le flux de matière aux hoa est nul. Le gradient transversal de concentration à la passe est constant à marée sortante et la concentration dans la passe fictive est maintenue nulle à marée montante. Le module de transport est intégré jusqu'à l'équilibre.

La diffusivité turbulente est importante, le mélange vertical rapide et les variations de la concentration simulée sur la verticale sont faibles. L'écart moyen entre la concentration à une côte z et la valeur moyenne sur cette même verticale est de 6.10^{-3} uc . Ainsi la valeur en surface est très similaire à la valeur moyenne sur la colonne

² Cette concentration est homogène à une masse divisée par un volume.

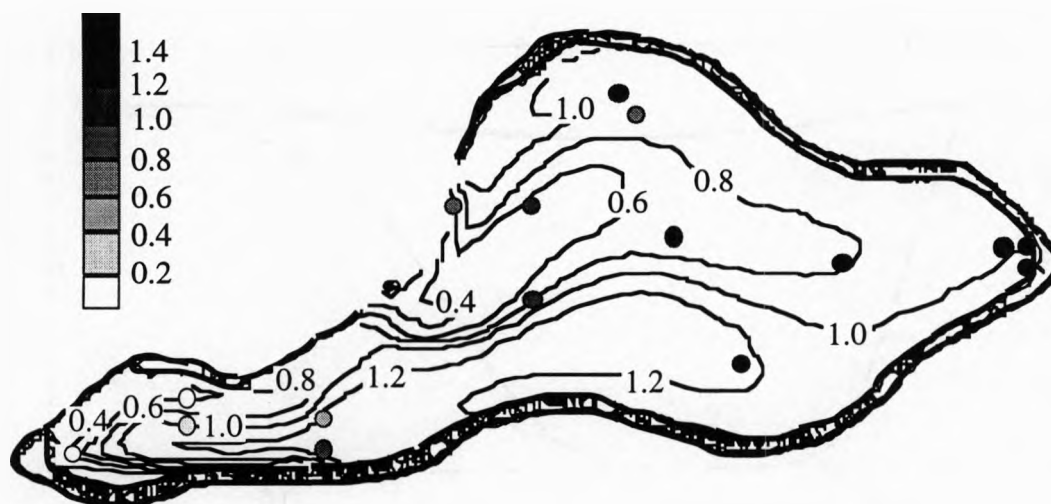


Figure 5.1: Distribution de la concentration simulée 5 m sous la surface du lagon (uc) et moyennée sur un cycle de marée pour un rejet uniforme. Les ronds représentent les concentrations mesurées pour des prélèvements à la même profondeur.

d'eau. La figure 5.1 représente la distribution moyenne du traceur sur un cycle de marée à l'équilibre et 5 m sous la surface du lagon. La concentration moyenne est de 0,94 uc. On remarque de fortes disparités spatiales. Près de la zone des hoa où l'eau océanique non marquée pénètre dans le lagon, la concentration est proche de zéro. En raison de la circulation horaire dans l'appendice sud-ouest, sous l'action d'un vent d'est, l'eau océanique suit la pente interne du lagon vers son extrémité ouest, puis revient vers l'est en longeant le motu Dindon. Des concentrations inférieures à 0,4 uc sont simulées le long de la pente interne dans cette partie du lagon. Un fort gradient de concentration existe face aux hoa. Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre trois, sous l'effet des alizés, le courant le long de la pente interne est dirigé perpendiculairement à cette dernière. Les échanges latéraux, c'est-à-dire parallèles à la pente, entre l'eau océanique entrant par les hoa et l'eau du lagon sont donc faibles et un fort gradient de concentration peut se maintenir.

La concentration en traceur est aussi faible près de la passe. Elle est inférieure à 0,6 uc face à cette dernière. Le panache d'eau océanique non marquée pénétrant par la passe est clairement visible sur la figure 5.1. Sous l'effet de l'advection horizontale par la branche de retour centrale de la circulation barotrope, cette eau de concentration 0,6 uc se dirige vers l'extrémité est du lagon, c'est-à-dire vers la zone vie. La concentration en zone vie est de 1 uc.

Au nord et au sud de cette zone de concentration plus faible se trouvent deux zones distinctes de concentrations plus fortes. Au nord, on trouve une concentration de l'ordre de 1 uc. Au sud, dans une zone assez étendue, la concentration est supérieure à 1,3 uc. Cette dernière zone correspond approximativement au centre de la cellule de recirculation mise en évidence dans le chapitre quatre. L'eau reste piégée plus longtemps dans cette partie du lagon. Plus le temps de piégeage est important, plus la quantité de matière importée depuis le fond du lagon durant ce temps est importante et la concentration est forte. Sous l'action de l'intensification du piégeage de cette masse d'eau sous l'effet du flux d'eau océanique par les hoa, cette zone de forte concentration s'étend vers l'ouest du lagon.

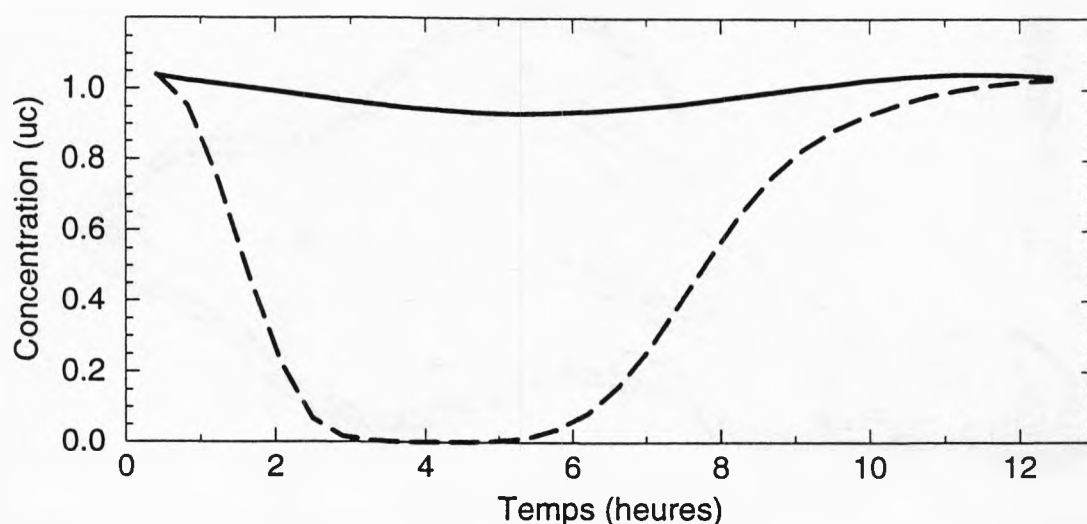


Figure 5.2: Evolutions temporelles de la concentration (uc) à la surface du lagon à la passe et en zone vie durant un cycle de marée. Le trait plein correspond à la zone vie alors que les tirets correspondent à la passe.

La figure 5.2 montre l'évolution durant un cycle de marée de la concentration simulée à la passe (point Ja32 de la figure 5.3) et en zone vie (point Za24 de la figure 5.3) dans la maille de surface. Alors qu'en ce dernier point les variations de la concentration sont faibles, elles le sont beaucoup plus à la passe. A marée basse, sous l'effet du flux d'eau provenant de la zone nord du lagon et dont la concentration est proche de l'unité, la concentration simulée en Ja32 est importante, de l'ordre de 1 uc. A marée montante, l'eau océanique non marquée pénètre dans le lagon et la concentration à la passe est faible - inférieure à 10^{-2} uc. Afin de mesurer la concentration en un traceur à la passe, il est donc nécessaire de suivre son évolution durant un cycle de marée. Cette précaution semble inutile dès que l'on s'en éloigne.

5.2.2 Concentrations observées en un traceur benthique

Afin de comparer les résultats de notre modèle à des données de terrain, nous utiliserons des mesures concernant un traceur passif, d'origine benthique et dont nous possédons une série de données de 1987 à 1995. Ces mesures résultent de l'analyse d'échantillons d'eau prélevés 5 m sous la surface. Les emplacements des 16 points de mesure sont reportés sur la figure 5.3. Pour avoir la même référence la concentration à la surface de l'océan a été soustraite des données. Afin de supprimer les variations annuelles de la concentration, les données ont été normalisées. La concentration moyenne sur chaque année est ramenée à une unité. Une méthode semblable a été utilisée avec succès afin d'étudier le transport de traceurs radioactifs dans la partie sud de la Mer du Nord (Bailly du Bois *et al.* 1995). Le tableau 5.1 reprend l'ensemble des données. La précision sur ces mesures est de l'ordre de 0,2 uc. En raison du poids différent de chaque mesure, la moyenne des concentrations moyennes pour chaque localisation est de 0,92 uc. Elle est similaire à la concentration moyenne simulée par le modèle.

A partir de ces données, on constate l'existence d'un fort gradient de

Localisation	Année							moyenne	écart type
	1987	1988	1989	1990	1991	1993	1995		
Ap6							nd	-	-
Cr10	0,264	0,248	0,520	0,343				0,344	0,108
Cr12					0,057			0,057	-
Go5							0,970	0,970	-
Go9	0,477	0,198	0,608	0,114	0,542	0,672		0,435	0,208
Ja32	0,764	0,867	0,542	0,801	0,899	0,056	nd	0,655	0,291
La22	0,741	0,854	1,183	1,182		0,658		0,924	0,220
La32							0,860	0,860	-
Ne44	0,814	0,904	1,006	1,106	1,241			1,014	0,150
Or41							0,732	0,732	-
Pi27	1,123	0,978	1,349	1,259		1,190	1,007	1,151	0,132
Sc15	1,245	1,598	1,294	1,182	1,783	1,343	1,144	1,370	0,217
Um24	1,268	1,300	0,885	1,335	1,469	1,400	1,126	1,255	0,181
Za24	1,745	1,598	1,294	1,335		1,358		1,466	0,175
Za25							1,153	1,153	-
Za26	1,604	1,449	1,316	1,335		1,316		1,404	0,112

Tableau 5.1: Concentrations normalisées (uc) mesurées dans le lagon de l'atoll de Mururoa. nd désigne une concentration inférieure à la limite de détection.

concentration allant d'est en ouest (figure 5.4). Les concentrations les plus faibles sont situées à l'extrémité ouest du lagon, au bout de l'appendice sud-ouest. Par contre, les concentrations les plus importantes - supérieures à 1,5 uc - sont localisées devant la zone vie et en Sc15. Ainsi, les concentrations sont trois fois plus importantes face à la zone vie que dans l'appendice sud-ouest. La concentration semble augmenter de manière linéaire avec la distance au bord ouest. Le taux de corrélation entre les concentrations et la distance ouest-est est de 0,84. La droite de régression, construite à partir de la méthode des moindres carrés sur base de ces données, a une pente de $5,27.10^{-5}$ uc.m⁻¹.

Les variations de la concentration sont les plus importantes à 7 et 10,5 km de l'extrémité ouest du lagon, c'est-à-dire aux points Go9 et Ja32. En ces points, l'écart type de cette grandeur représente plus de 40% de sa valeur moyenne. Ces mesures ont été menées soit près des zones des hoa fonctionnels soit près de la passe. A ces endroits, le flux d'eau océanique est intermittent. La concentration des eaux océaniques de surface à proximité de l'atoll a été ramenée à zéro. Si l'échantillon a été prélevé alors que l'eau océanique entrainait dans le lagon, les concentrations mesurées seront proches de cette valeur océanique. Par contre, si l'échantillon a été prélevé à marée descendante ou lors d'un arrêt du flux par les hoa, la concentration sera plus importante - supérieure à 0,5 uc et pouvant atteindre 1 uc. L'amplitude des variations de la concentration mesurée en Ja32 est tout à fait en accord avec les variations simulées par le modèle numérique.

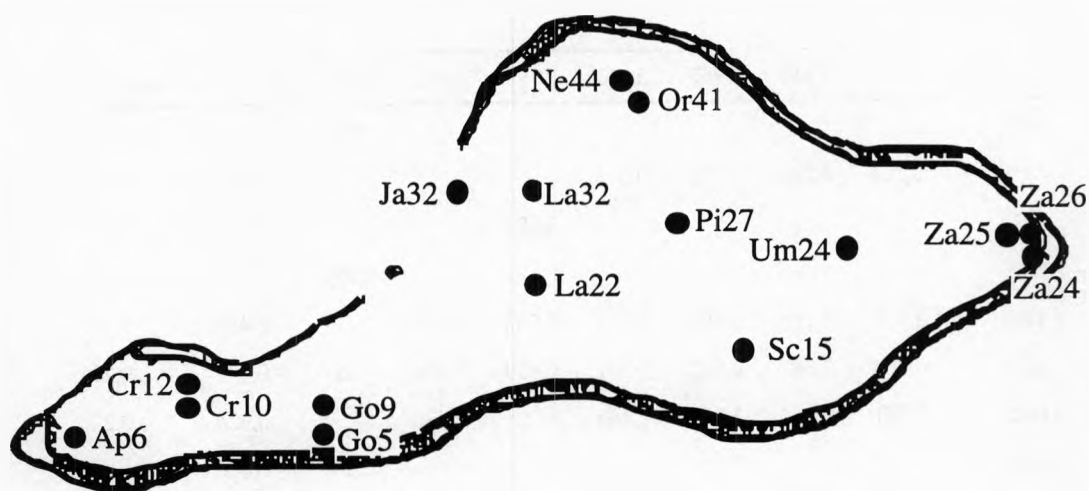


Figure 5.3: Localisation des emplacements de mesure de 1987 à 1995.

Pour les autres points du lagon, l'effet de ces entrées se fait moins sentir puisque l'écart type sur les données diminue avec la distance aux entrées du lagon. Ceci est en accord avec les résultats du modèle.

Dans l'appendice sud-ouest, la concentration observée est proche de la concentration océanique (figure 5.1). Cette faible valeur est due à l'advection de l'eau océanique non marquée qui longe la pente interne et atteint le motu Dindon. Ceci explique la faible concentration observée aussi bien en Cr10 qu'en Go9. En son centre, les concentrations mesurées sont plus fortes - de l'ordre de 0,4 uc. Les concentrations simulées sont plus importantes que celles mesurées dans cette partie du lagon. L'écart pourrait s'expliquer par le caractère irrégulier du flux d'eau par les hoa et la manière schématique dont il est pris en compte dans notre simulation numérique. Au centre du lagon, les concentrations simulées sont en accord avec les mesures. Cependant, certaines différences peuvent apparaître. La précision des mesures est de l'ordre de 0,2 uc et permet d'expliquer une partie de ces différences. On remarque surtout que certains points de mesures sont situés dans des zones où le gradient horizontal de concentration est important - de l'ordre de $0,6 \text{ uc.km}^{-1}$ en La22. Ainsi, une faible erreur sur la position de la mesure ou sur la dynamique des eaux du lagon dans le modèle peut entraîner un écart important entre la mesure et le modèle. Ceci peut expliquer la différence observée en Pi27. La concentration mesurée en Sc15 est très similaire au résultat du modèle. L'écart entre ces deux valeurs représente 10% de la mesure. C'est le seul point de mesure situé dans la partie sud du lagon. A partir de cette seule donnée, il est impossible de distinguer la zone de fortes concentrations mise en évidence par le modèle. Cependant, c'est en ce point qu'est mesuré la plus forte concentration. Plus à l'est, le modèle produit des concentrations plus faibles que celles mesurées. C'est particulièrement le cas face à la zone vie où l'écart entre la mesure et le modèle est de l'ordre de 0,4 uc.

La comparaison entre les résultats de notre simulation et les données de concentration d'un traceur d'origine benthique montre un certain nombre de différences. Ils serait possible de discuter longuement de celles-ci; une telle discussion est inutile dans la mesure où nous ne contrôlons pas un certain nombre de paramètres. En premier lieu, la répartition géographique précise de la source de traceur et le flux de

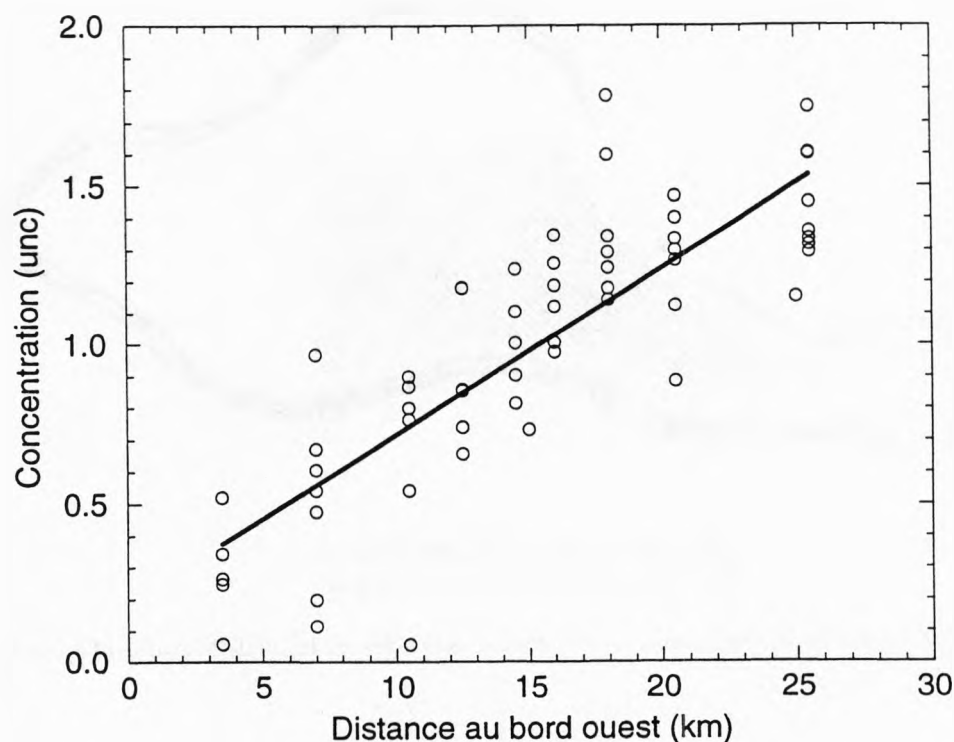


Figure 5.4: Evolution de la concentration (uc) avec la distance à l'extrémité ouest du lagon. La droite de régression a une pente de $5,27 \cdot 10^{-5} \text{ uc.m}^{-1}$.

matière vers le lagon sont inconnus. Ensuite, nous ne disposons que de 65 mesures en 9 ans et, pour chaque année, la campagne de mesure n'a duré que quelques jours. Les informations sont donc trop disparates dans le temps et l'espace pour pouvoir extraire une distribution précise de la concentration en traceur. De plus, le modèle utilise un forçage simple avec un vent fixé en direction et en vitesse et un flux continu aux hoa. Il ne tient pas compte des variations temporelles de ces forçages. Malgré tout, il existe certaines similitudes entre les résultats du modèle et les mesures. Elles sont encourageantes quant à la capacité du modèle à reproduire la dispersion d'un traceur d'origine benthique à l'intérieur du lagon.

5.2.3. Rejet non uniforme

Nous avons simulé la dispersion d'un traceur passif dont la source est répartie uniformément au fond du lagon. Les résultats de cette simulation peuvent être appliqués à l'hypothétique rejet de radioéléments depuis l'ensemble des cavités de tir vers les carbonates et le fond du lagon. L'expérience présentée précédemment correspond donc à une diffusion latérale importante des radioéléments durant leur trajet depuis ces cavités vers le sommet des carbonates. Cependant, il n'est pas certain que la diffusion horizontale dans le basalte et les carbonates soit suffisante pour avoir une source uniforme au fond du lagon. La non homogénéité du terrain pourraient favoriser les mouvements verticaux des radioéléments par rapport à leurs mouvements horizontaux. Dans le cas d'une faible dispersion horizontale, la source de radioactivité au fond du lagon serait restreinte à la zone où se sont déroulées les

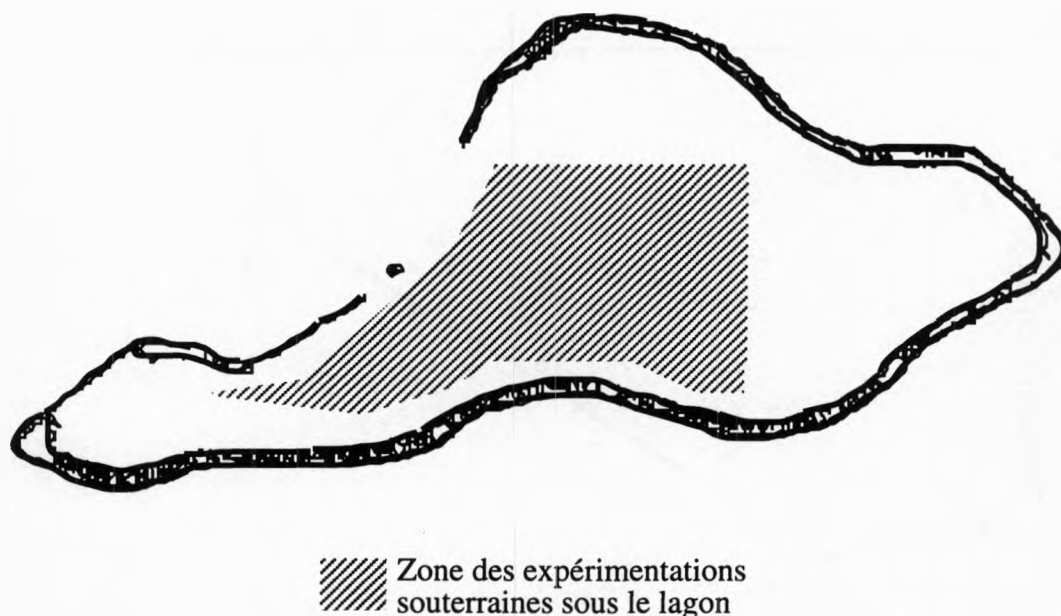


Figure 5.5: Zone des expérimentations souterraines sous le lagon de l'atoll de Mururoa (d'après Bouchez et Lecomte 1995).

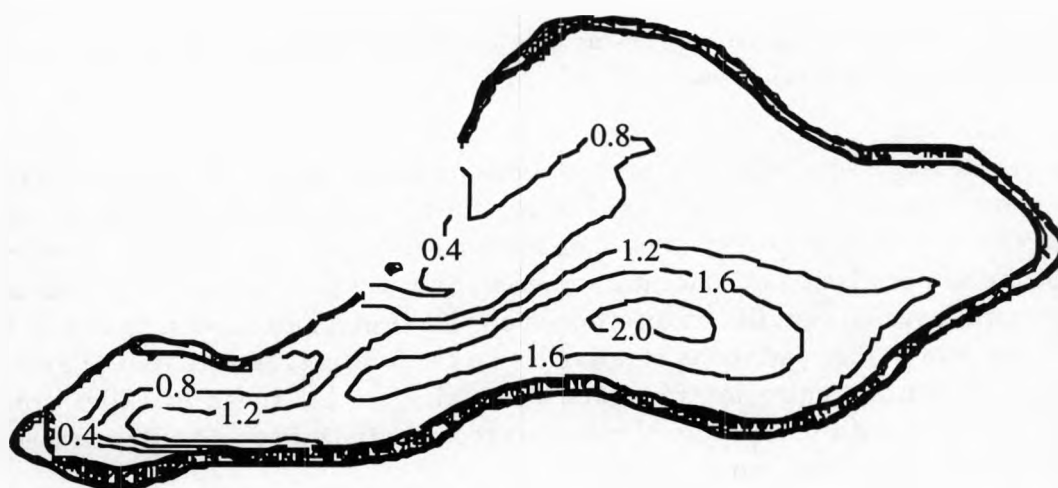


Figure 5.6: Distribution de la concentration moyennée sur un cycle de marée et sur la colonne d'eau (uc) pour un rejet restreint au dessus de la zone des expérimentations souterraines.

expérimentations souterraines. Lors de ces expérimentations, le choix du point zéro dépendait d'un certain nombre de critères. La distance à la zone vie, aux expérimentations précédentes, aux flancs de l'atoll, la profondeur du lagon et la qualité du terrain volcanique étaient des contraintes fortes quant à la définition du point d'explosion (Bouchez et Lecomte 1995). La figure 5.5 fournit une carte de la zone des tirs réalisés sous le lagon de l'atoll de Mururoa.

Une nouvelle expérience numérique est menée en considérant une source d'un traceur passif restreinte à cette zone. La quantité de matière rejetée quotidiennement, les forçages et les conditions limites utilisés sont identiques à ceux de l'expérience précédente.

La concentration moyenne pour cette expérience vaut 1,16 uc; elle est légèrement supérieure à celle de l'expérience précédente. L'écart moyen entre la concentration simulée et la valeur moyenne sur la verticale vaut 9.10^{-3} uc. La figure 5.6 représente la distribution de traceur à l'équilibre moyennée sur la colonne d'eau et sur un cycle de marée. Dans la mesure où le mélange turbulent est très actif, cette figure est directement comparable à la figure 5.1. On constate, à nouveau, une disparité entre les parties nord et sud du lagon. Au nord, se trouvent des concentrations faibles - inférieures à l'unité - alors qu'au sud du lagon la concentration maximale est supérieure à 2,0 uc. La faible concentration dans la partie nord du lagon s'explique par l'absence de source. Par contre, au centre de la cellule de recirculation sud, le flux de matière depuis le fond du lagon est important et les concentrations sont fortes. La concentration maximale en cette zone est le double de la concentration moyenne. La matière originaire de cette partie du lagon est advectée par le courant barotrope vers la zone vie et l'appendice sud-ouest. Ainsi, la concentration simulée en zone vie est plus importante pour cette expérience que pour l'expérience précédente (figure 5.7). Il en est de même pour la concentration au centre de l'appendice sud-ouest. Le transport de l'eau non marquée entrant par les hoa est similaire dans les deux expériences et des faibles concentrations sont observées le long de la pente interne de cet appendice.

Ainsi, en cas de fuite d'eau contenant des radioéléments depuis les cavités de tir vers le lagon, nous constatons que l'activité moyenne dans le lagon est peu sensible à la dispersion des radioéléments lors du trajet depuis les cavités vers le sommet des carbonates. Pour nos deux simulations, les concentrations les plus fortes sont observées dans la partie sud du lagon. Elles sont faibles dans la partie nord et à l'extrémité sud-ouest. En zone vie, l'activité est identique pour les deux simulations. Seule l'activité maximale simulée, que l'on trouve au centre de la cellule sud de circulation, dépend fortement de la zone de rejet. Pour la seconde expérience numérique cette concentration maximale est 50 % plus importante que pour la première. Cette différence peut avoir une certaine importance pour l'estimation de l'activité maximale à laquelle les populations locales seraient soumises en cas de fuite de radioéléments depuis les cavités de tir.

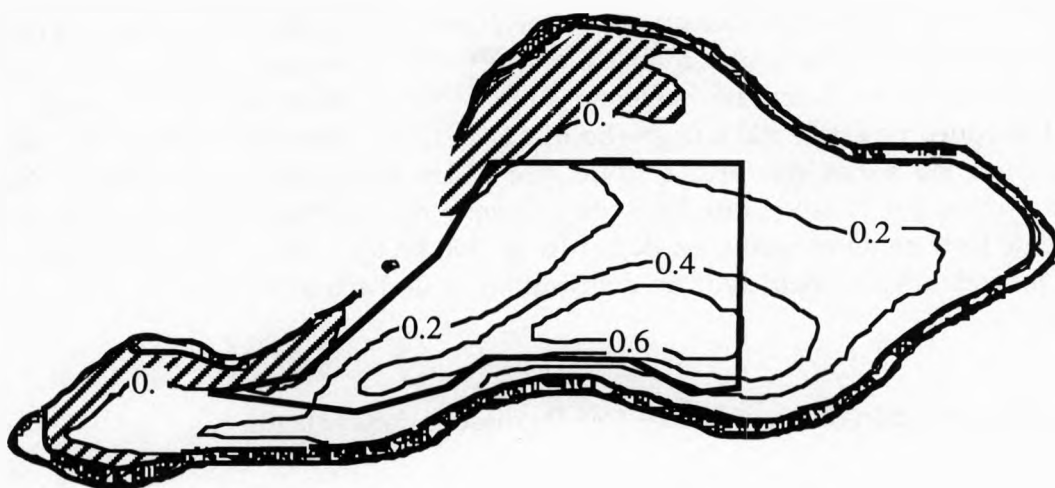


Figure 5.7: Différence (uc) entre les concentrations moyennes sur la colonne d'eau et sur un cycle de marée pour un rejet localisé au dessus de la zone d'expérimentations souterraines et un rejet uniforme. Le trait gras reprend le contour de la zone d'expérimentations souterraines. La zone hachurée correspond à une différence négative.

5.3. TRANSPORT DU PLUTONIUM-239+240 DISSOUS DANS LE LAGON

5.3.1. Origine de la radioactivité du plutonium des eaux du lagon

Le plutonium est un métal dont l'isotope 239, de période radioactive 24 110 ans, est utilisé comme matière fissile dans les armes nucléaires. Suite aux expérimentations nucléaires, une partie de cette matière fissile non "brûlée" se retrouve dans l'environnement.

A Mururoa, trois expérimentations nucléaires atmosphériques ont été menées à partir d'une barge (Bouchez et Lecomte 1995). L'engin étant situé à une dizaine de mètres au dessus de la surface du lagon, l'interaction entre la boule de feu et le fond du lagon conduit à un dépôt de matière fissile dans les sédiments marins (Bourlat *et al.* 1995).

Une autre source de matière fissile dans le lagon se situe près de la zone Denise. Dans les années 60 et 70, des expériences de sécurité ont été conduites sur le platier récifal en zone nord (Bourlat *et al.* 1995). Lors de ces essais, aucune énergie de fission n'est dégagée et la matière fissile est dispersée autour du point zéro. Après chaque essai le plutonium déposé a été fixé par un revêtement de bitume. Malheureusement, les dépressions tropicales et les cyclones qui ont abordé les Tuamotu et Mururoa au début des années 80 ont considérablement endommagé cette couverture (Danielsson 1984, Bourlat *et al.* 1995). Ces agrégats contaminés se sont déposés dans le fond du lagon, face à la zone Denise. Bien qu'une partie des éléments contaminés ait été récupérée, près de 10^{13} Bq de $^{239+240}\text{Pu}$ se trouvent aujourd'hui dans les sédiments marins de la partie nord du lagon³. L'activité de ces sédiments dépasse 10^3 Bq.kg⁻¹ (voir la figure 2 de Bourlat *et al.* 1995).

Le plutonium n'est pas un traceur passif. Les interactions physico-chimiques telles que l'adsorption permettent les échanges entre l'eau du lagon et les sédiments marins. Le coefficient de distribution K_d , défini comme étant le rapport des concentrations du plutonium dans les phases solide et liquide, est de l'ordre de $100 \text{ m}^3.\text{kg}^{-1}$ (Bourlat *et al.* 1995, Harms 1997). Il est plus faible pour le ^{137}Cs - de l'ordre de $3 \text{ m}^3.\text{kg}^{-1}$ - ce qui laisse supposer que ce radioélément interagit beaucoup moins avec les sédiments et est beaucoup plus mobile que le $^{239+240}\text{Pu}$. Ce coefficient K_d est utilisable à l'état stationnaire. L'activité moyenne du $^{239+240}\text{Pu}$ estimée dans les sédiments de l'atoll de Mururoa est de 600 Bq.kg^{-1} (Bourlat *et al.* 1995). Cette valeur prend en compte aussi bien les zones de forte activité que celles faiblement contaminées. Nous supposons, par la suite, que l'activité moyenne des sédiments du lagon, hors des zones de forte contamination, est de l'ordre de 100 Bq.kg^{-1} . Cette valeur est en accord avec les valeurs du coefficient de distribution et de l'activité moyenne de l'eau du lagon.

5.3.2. Concentrations observées du $^{239+240}\text{Pu}$ dissous dans le lagon

Les données utilisées ici sont tirées de Bourlat *et al.* (1995). Cet article présente pour la première fois les activités du $^{239+240}\text{Pu}$ observées de 1985 à 1991 dans le lagon de l'atoll

³ Comme il est impossible de séparer les deux isotopes ^{239}Pu et ^{240}Pu par spectrométrie alpha, nous traiterons, par la suite, des activités du $^{239+240}\text{Pu}$.

de Mururoa. Pour les années 1985 et 1986 le réseau de surveillance des eaux du lagon comprenait jusqu'à 35 points d'observation. Ce nombre a été réduit ultérieurement à 10. Nous nous intéresserons aux mesures réalisées en mars et avril 1985 et 1986. Ces données couvrent l'ensemble du lagon avec une discrétisation horizontale suffisamment fine. Les prélèvements ont été effectués à la surface et au fond du lagon. Les points de prélèvement ainsi que les activités mesurées du $^{239+240}\text{Pu}$ sont repris dans Bourlat *et al.* (1995). La technique de mesure employée est décrite dans le même article. La précision sur ces mesures est de l'ordre de $0,1 \text{ Bq.m}^{-3}$.

Les prélèvements d'eau ont été effectués entre 2 et 5 m sous la surface du lagon et entre 2 et 5 m au dessus du fond. Les activités mesurées ne présentent pas de grandes différences entre la surface et le fond. Ceci indique que la colonne d'eau est bien mélangée (figure 5.8). Seule une mesure réalisée dans la passe produit une concentration plus élevée en surface qu'au fond du lagon. L'incertitude sur cette valeur de surface est cependant importante - de l'ordre de $0,6 \text{ Bq.m}^{-3}$ - et elle n'est pas utilisée par la suite.

La figure 5.9 reprend les activités en $^{239+240}\text{Pu}$ dissous mesurées en 1985 et 1986 dans les eaux du lagon de l'atoll de Mururoa. Pour les prélèvements près de la surface et du fond du lagon, cette figure reprend la valeur moyenne entre les deux activités mesurées. On observe une concentration plus élevée face à la zone Denise - plus de $1,5 \text{ Bq.m}^{-3}$ - qui correspond aux fortes activités des sédiments marins dans cette zone. L'activité de l'eau du lagon décroît en allant vers le sud et est minimale face à la passe et dans l'appendice sud-ouest. L'activité moyenne du lagon - de l'ordre de $0,55 \text{ Bq.m}^{-3}$ - est similaire à l'activité mesurée en zone vie. L'activité mesurée en 1985 montre la pénétration par les hoas du sud-ouest de l'eau océanique de surface dont la concentration est inférieure à $10^{-2} \text{ Bq.m}^{-3}$. Enfin, il semble que la tache de

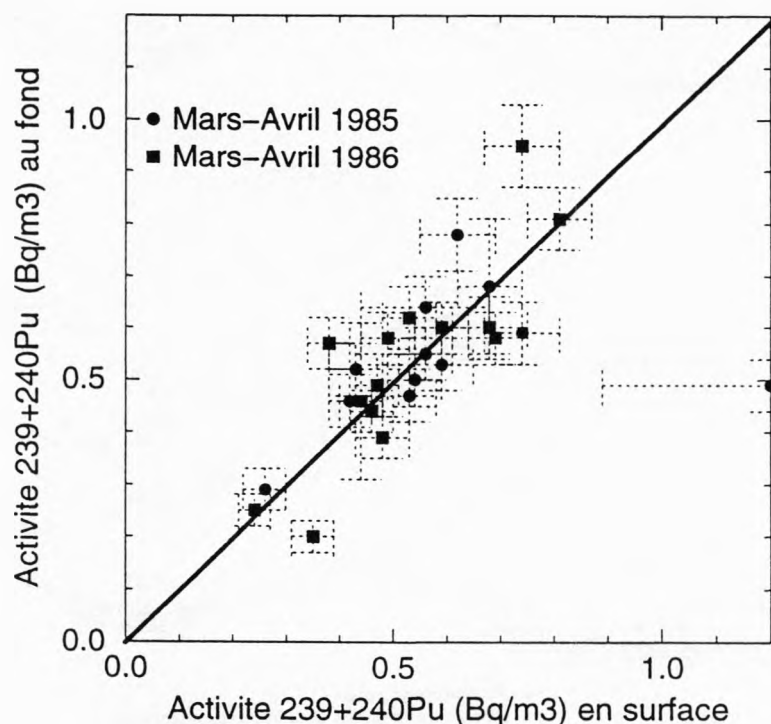


Figure 5.8: Activités du $^{239+240}\text{Pu}$ soluble (Bq.m^{-3}) mesurées en 1985 et 1986 près de la surface et du fond du lagon.

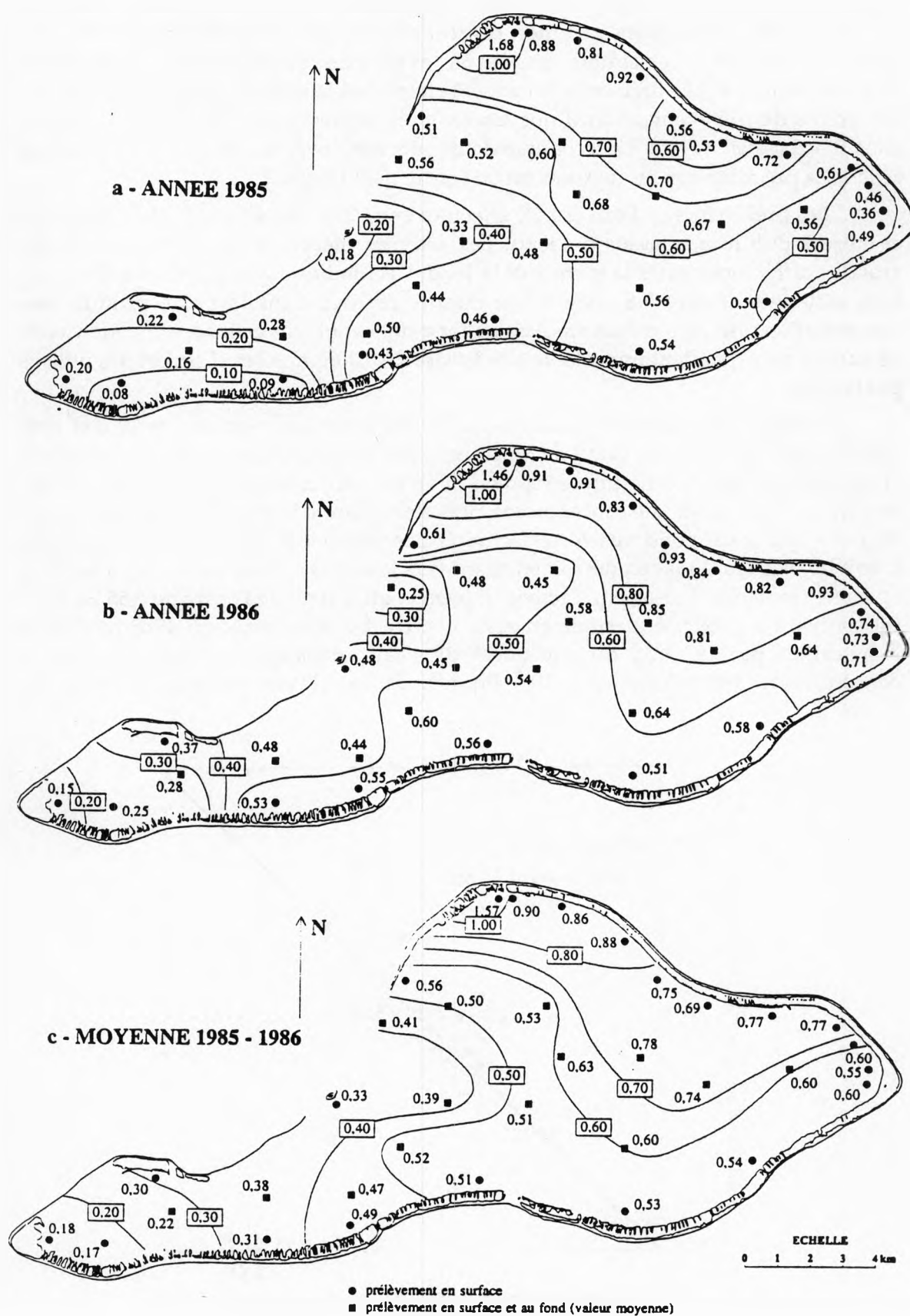


Figure 5.9: Distribution de l'activité du $^{239+240}\text{Pu}$ soluble ($\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$) mesurée en 1985 et 1986 dans l'eau du lagon de Mururoa (d'après Bourlat *et al.* 1995).

radioéléments se déplace vers le sud-est, c'est-à-dire vers la zone vie.

Les activités dans la passe ont été mesurées à marée sortante. La concentration moyenne face à la passe en 1985 et 1986 est de $0,35 \text{ Bq.m}^{-3}$. Nous pouvons considérer que l'eau sortant du lagon lors de la marée descendante a une telle activité et que l'eau entrant dans le lagon à marée montante n'est pas active. Alors, pour un lagon de surface $1,4.10^8 \text{ m}^2$ et une marée semi-diurne de marnage 0,6 m, il sort quotidiennement du lagon approximativement 6.10^7 Bq de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous - c'est-à-dire 22 GBq par an. Ce calcul simple permet de fournir un ordre de grandeur du flux de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous entrant dans le Pacifique et est similaire à l'estimation fournie dans le chapitre quatre. Il ne tient pas compte des éventuels retours d'eau du lagon à marée montante. Ce chiffre est à comparer au stock de $^{239+240}\text{Pu}$ contenu dans les sédiments et estimé à 2.10^{13} Bq (Bourlat *et al.* 1995). Si ce stock restait toujours à la surface de la couche sédimentaire, disponible pour les échanges avec l'eau du lagon, il faudrait un millier d'années pour évacuer toute l'activité en $^{239+240}\text{Pu}$ contenue dans le lagon de l'atoll de Mururoa, c'est-à-dire beaucoup moins que la période de décroissance radioactive du ^{239}Pu . Cette estimation ne tient pas compte du passage des cyclones tropicaux qui permettraient une remise en suspension importante des sédiments du lagon et leur exportation vers le Pacifique.

Une explication possible au panache d'activité observé qui semble aller depuis la zone Denise vers la zone vie pourrait être la suivante. Le fetch est maximal en zone nord si le vent provient du sud-est. Pour un tel vent, la houle de vent dans le lagon est importante dans cette partie du lagon, permettant ainsi une remise en suspension accrue des sédiments actifs de cette zone (Bourlat *et al.* 1995). Pour une vitesse du vent de 10 m.s^{-1} , la hauteur de la vague significative dans cette partie du lagon serait de 0,8 m (Graf et Prost 1979). Cette remise en suspension et les interactions entre les phases solide et liquide permettent un apport de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous dans l'eau du lagon. Le plutonium contenu dans la phase dissoute ainsi que les sédiments marins actifs remis en suspension vont être transportés par les courants. A la fin du coup de vent, les échanges physico-chimiques et la redéposition des sédiments vont contribuer à contaminer les zones touchées par le panache de $^{239+240}\text{Pu}$. L'activité mesurée de manière routinière dans la phase dissoute semble être un reflet de l'activité contenue dans les sédiments au fond du lagon. Il y a équilibre entre les deux phases. L'absence de flux importants depuis le fond du lagon est confirmée par la relative homogénéité de la concentration en $^{239+240}\text{Pu}$ dans la colonne d'eau. Dans ce cas, le panache de radioactivité se déplacerait vers le sud-est sous l'effet du fort coup de vent. Il serait intéressant de tester cette hypothèse. Malheureusement, une carte de distribution de l'activité du $^{239+240}\text{Pu}$ dans ces sédiments marins n'est pas disponible.

5.3.3. Effet du maraamu sur le transport du plutonium

Nous allons essayer de simuler le transport du $^{239+240}\text{Pu}$ dissous depuis la zone nord du lagon sous l'effet d'un coup de vent de sud-est. En hiver austral, un fort vent de sud-est souffle sur la Polynésie, il est appelé maraamu. Comme expliqué précédemment, ce vent peut entraîner un flux de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous dans les eaux du lagon. Nous allons nous intéresser au transport de ce radioélément sous l'effet d'un coup de vent de sud-est de vitesse 10 m.s^{-1} et de durée une semaine. Cette expérience

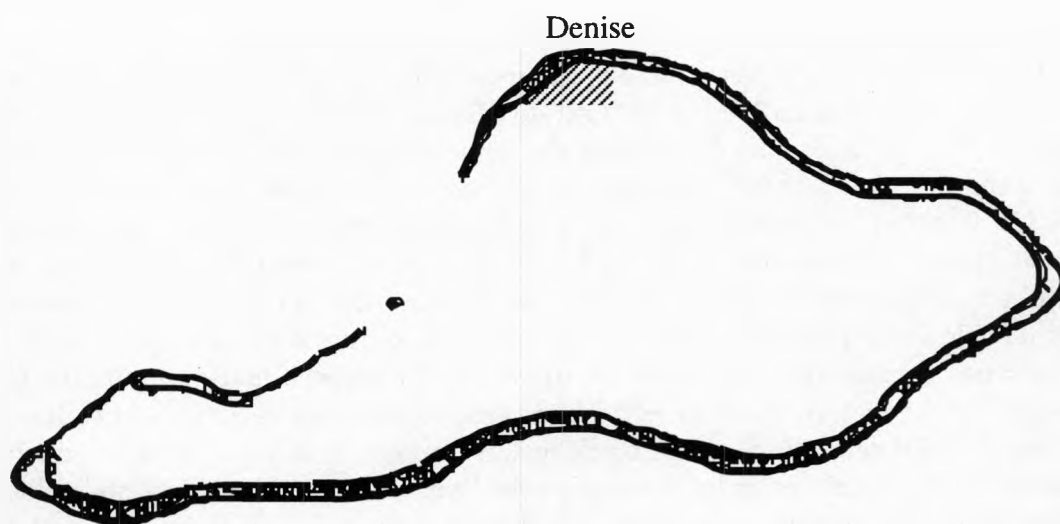


Figure 5.10: Localisation de la source de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous pour notre expérience numérique.

simple ne cherche pas à reproduire la réalité car elle ne tient pas compte des interactions compliquées entre les phases solide et liquide ni de l'activité moyenne des eaux du lagon. Cependant, elle va nous permettre de qualitativement mettre en évidence l'effet du maraamu sur le déplacement de l'eau depuis la zone Denise.

Pour cette expérience, les courants dans le lagon ont été simulés sous l'effet des forçages éolien et de marée. Seule la composante M2 de la marée est considérée ici. Son amplitude est fixée à 0,3 m. Le modèle est intégré jusqu'à l'état stable sous l'effet d'un vent d'est de vitesse 8 m.s^{-1} . Comme la zone Denise est située loin des entrées d'eau océanique par les hoa, ce dernier forçage n'est pas employé. L'activité en $^{239+240}\text{Pu}$ soluble est fixée à zéro dans tout le lagon. Un vent de sud-est de vitesse 10 m.s^{-1} est alors appliqué. L'activité est maintenue à une valeur arbitraire de 1 Bq.m^{-3} dans une partie de la zone nord et peut évoluer librement dans le reste du lagon (figure 5.10). Après une semaine de maraamu, le vent repasse à l'est de vitesse 8 m.s^{-1} (figure 5.11) et la concentration en $^{239+240}\text{Pu}$ évolue librement dans tout le lagon. En raison de l'importance de sa période radioactive, nous ne tenons pas compte de la décroissance de ce radioélément. L'activité à la passe est maintenue nulle et, compte tenu de la distance entre la zone nord du lagon et la zone des hoa fonctionnels, le flux d'eau océanique à travers ces hoa n'est pas activé.

La diffusivité turbulente moyenne dans le lagon au début du coup de vent de sud-est est de $2,7.10^{-2} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Comme ce mélange turbulent est très important tout au long de la simulation et que l'activité dans la zone source est répartie de manière homogène sur la verticale, nous ne nous intéresserons qu'à l'activité du $^{239+240}\text{Pu}$ dissous calculée 5 m sous la surface du lagon. L'activité simulée à la surface du lagon, similaire à l'activité moyenne sur la colonne d'eau, est présentée après trois jours, à la fin du coup de vent de sud-est - fin du jour sept - et à la fin du jour dix (figure 5.12).

Après trois jours de Maraamu, la tache se déplace vers le centre du lagon. En accord avec l'équation (3.16), sous l'action du vent de sud-est, la circulation barotrope se décompose en deux cellules horizontales. Un courant allant de la zone Denise vers l'extrémité sud-est du lagon se met en place rapidement (figure 5.13). Le $^{239+240}\text{Pu}$

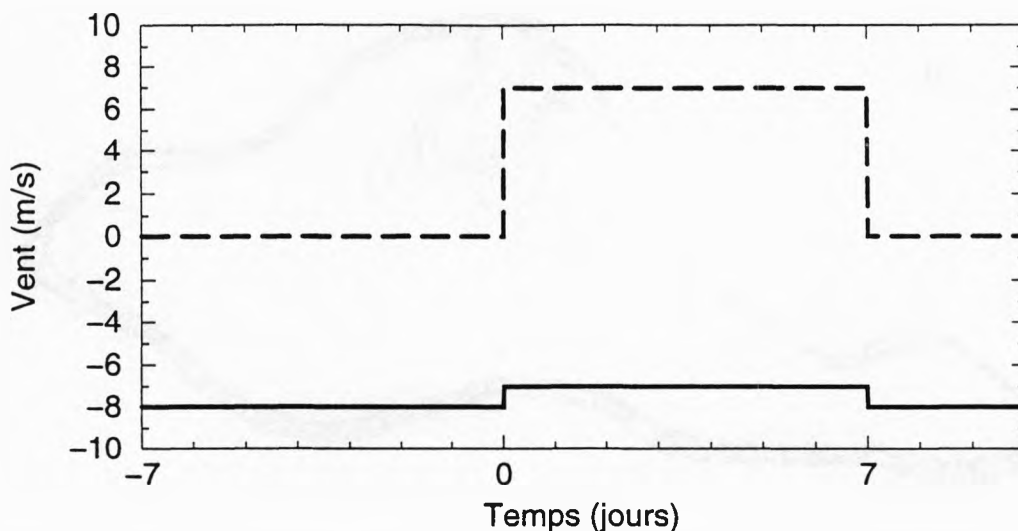


Figure 5.11: Evolution temporelle du forçage éolien. Le trait plein correspond à la composante ouest-est du vent alors que les tirets correspondent à la composante sud-nord.

dissous contenu dans la tache est advecté vers le centre du lagon par cette branche de la circulation barotrope. Par contre, une eau dépourvue de radioactivité est advectée depuis l'est vers la zone source. Afin de compenser cet apport d'eau dépourvue de $^{239+240}\text{Pu}$ et le flux de ce radioélément vers le sud, et afin de maintenir la concentration constante à 1 Bq.m^{-3} dans cette zone du lagon, une source de radioéléments est nécessaire. Durant les sept jours où le maraamu souffle, la quantité de radioactivité contenue dans le lagon évolue linéairement avec un taux d'accroissement de $1,2 \cdot 10^8 \text{ Bq}$ par jour (figure 5.14). Ce flux est deux fois plus important que le flux sortant du lagon estimé à partir de l'activité mesurée à la passe. Il est cependant très faible comparativement au stock de $^{239+240}\text{Pu}$ contenu dans les sédiments du lagon.

A la fin du coup de vent, c'est-à-dire au jour sept, la tache de radioactivité issue de la zone Denise a atteint le bord opposé du lagon. En accord avec notre compréhension de la circulation barotrope, elle se dirige vers la zone vie. Seule la partie orientale du lagon est touchée par la tache de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous. Aucune activité supérieure à $0,1 \text{ Bq.m}^{-3}$ n'est simulée à l'ouest de la zone source. La tache reste localisée loin de la passe et l'effet de la marée sur la dispersion de la radioactivité est donc faible. Le centre de masse de la tache de radioactivité se déplace vers le sud-est (figure 5.15) et les déplacements sur un axe sud-nord ou ouest-est sont similaires. La vitesse moyenne de déplacement du centre de masse est de $8 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$. On constate, de plus, l'existence d'un fort gradient de concentration de part et d'autre de la tache de radioactivité, perpendiculairement à son déplacement. Ce gradient diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source.

La durée caractéristique du maraamu est de l'ordre de une semaine. Après cette période de temps, nous revenons à un forçage éolien d'est de vitesse 8 m.s^{-1} . Sous ces conditions de vent, les sédiments actifs de la zone nord ne sont plus remis en suspension et le flux de radioactivité en zone nord est arrêté. La tache de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous peut alors évoluer librement. La figure 5.12 c montre que cette tache de radioactivité s'est déplacée vers le nord-est entre les jours sept et dix en se rapprochant du platier. La tache de radioactivité a atteint la zone vie et son activité est de l'ordre de $0,1 \text{ Bq.m}^{-3}$. En raison de la dispersion de la tache, l'activité maximale a diminué, elle est

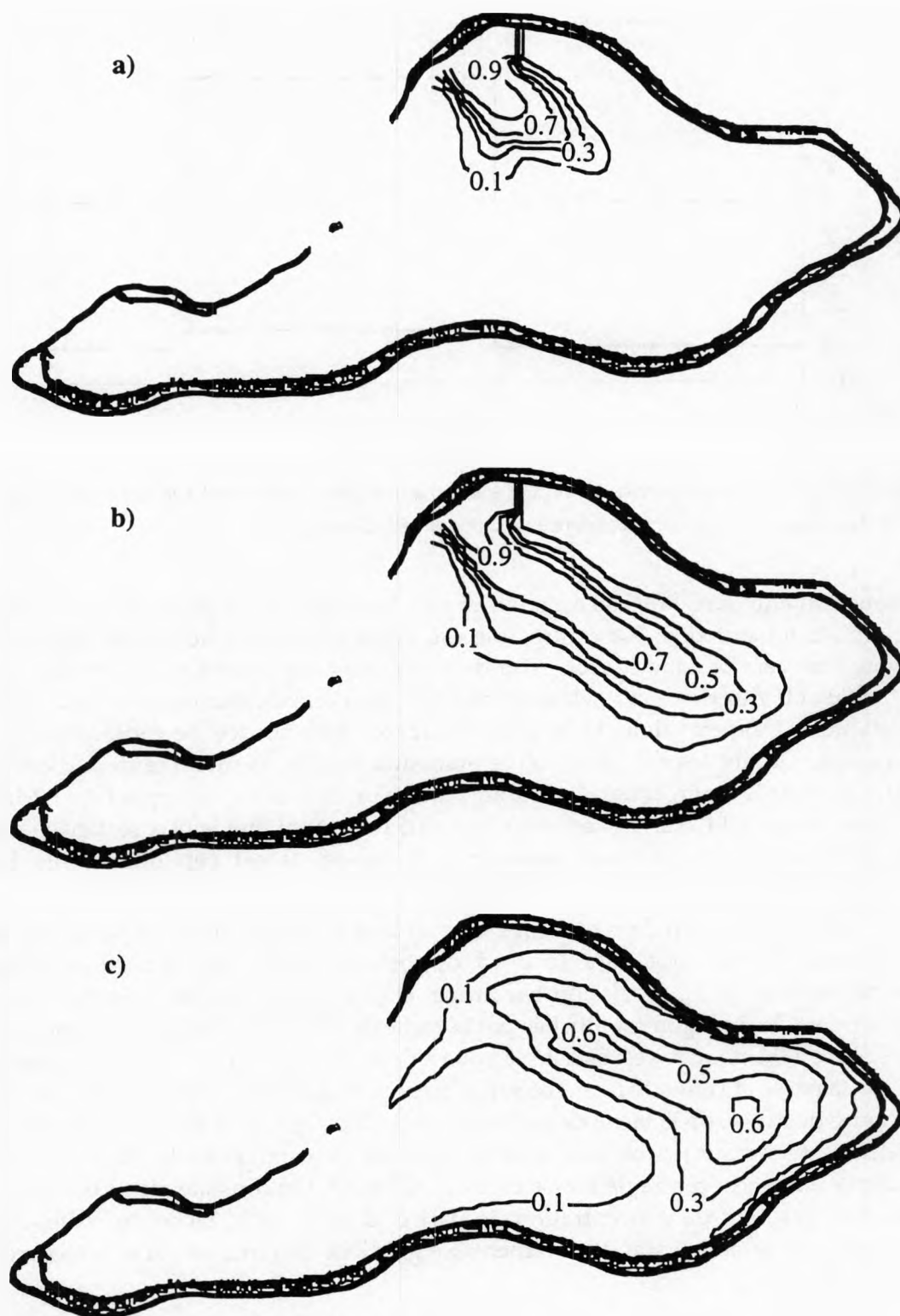


Figure 5.12: Distribution de l'activité (Bq.m^{-3}) du $^{239+240}\text{Pu}$ dissous aux jours a) trois, b) sept et c) dix et calculée 5 m sous la surface du lagon.

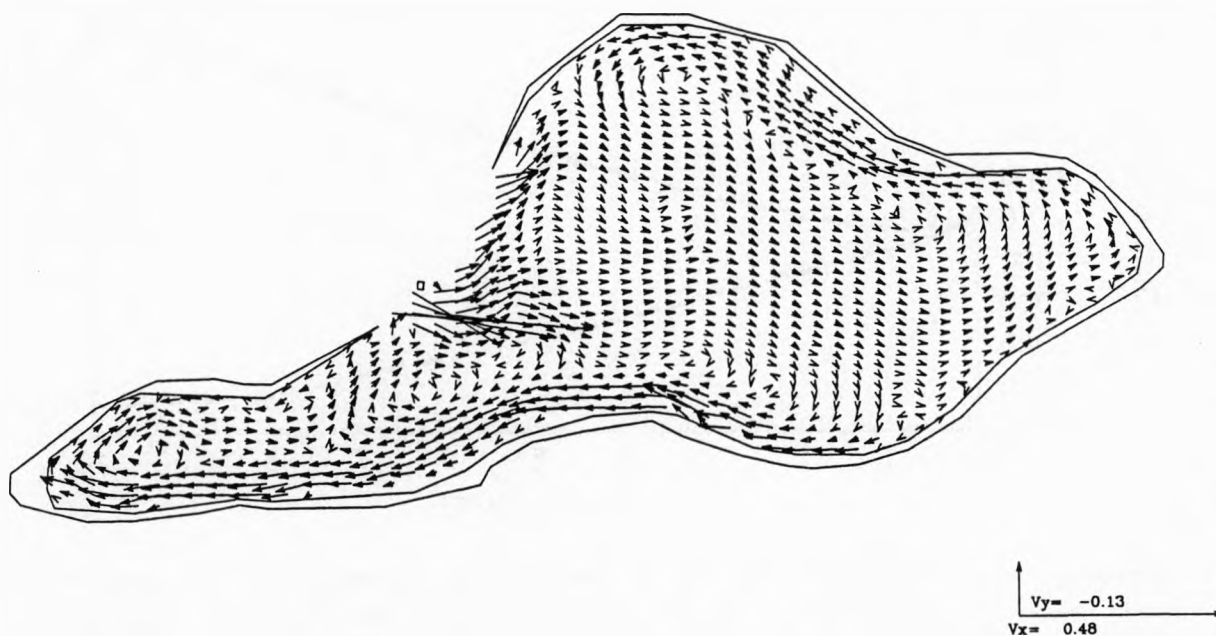


Figure 5.13: Vitesses barotropes du courant simulées à la fin du troisième jour.

maintenant de $0,6 \text{ Bq.m}^{-3}$. Sous l'action du courant barotrope, la tache s'est scindée en deux maximums locaux de même intensité et qui sont advectés vers l'ouest en prenant deux routes différentes. La première longe le platier sud alors que l'autre se trouve dans la partie nord du lagon. Une activité de $0,1 \text{ Bq.m}^{-3}$ se trouve face à la passe, mais le centre du lagon ainsi que sa partie occidentale sont libres de toute radioactivité.

A part pour la zone source, on remarque que la dispersion de la tache de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous au jour dix correspond bien aux zones où une activité plus élevée a été mesurée (figure 5.9), c'est-à-dire la zone nord-est du lagon. Si ces mesures reflètent l'activité des sédiments marins, alors la contamination de ces sédiments peut, entre autre, s'expliquer par le déplacement du $^{239+240}\text{Pu}$ dissous sous l'effet du maraamu qui peut réactiver les sédiments de la zone du lagon touchée par ce panache. Notre

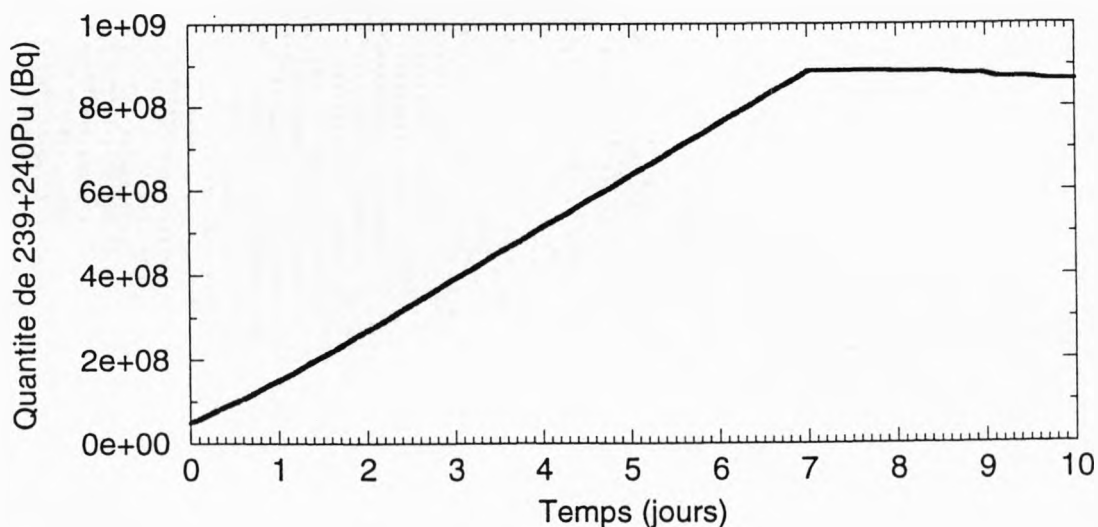


Figure 5.14: Evolution temporelle de la quantité de $^{239+240}\text{Pu}$ présent dans le lagon (Bq).

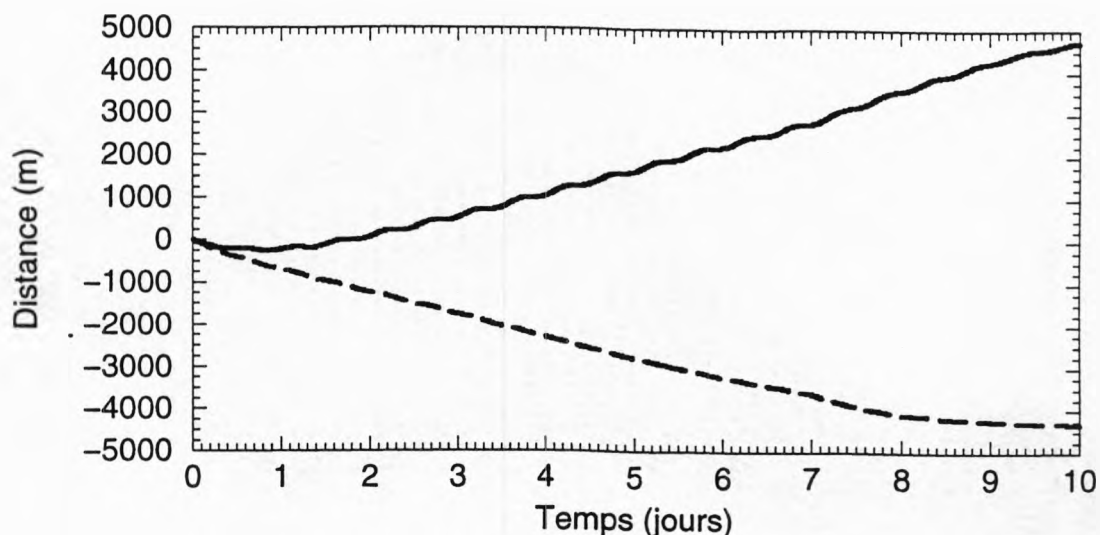


Figure 5.15: Evolution temporelle de la position du centre de masse de la tache de $^{239+240}\text{Pu}$ dissous par rapport à sa position au début de l'expérience. La courbe pleine représente la coordonnée x (ouest-est) et les tirets la coordonnée y (sud-nord).

expérience numérique ne tient cependant pas compte des interactions complexes pouvant exister entre les phases liquide et solide lors du déplacement de la tache de radioactivité.

Une autre explication de l'existence de fortes concentrations en $^{239+240}\text{Pu}$ dans les sédiments le long de la bordure nord-est du lagon réside dans le déplacement de sédiments depuis la zone Denise sous l'action du maraamu. Ces sédiments sont mis en suspension et se déplacent avec les courants marins situés au fond du lagon. A la fin du maraamu, ils se déposent sur le fond du lagon. Lors du coup de vent suivant, ces

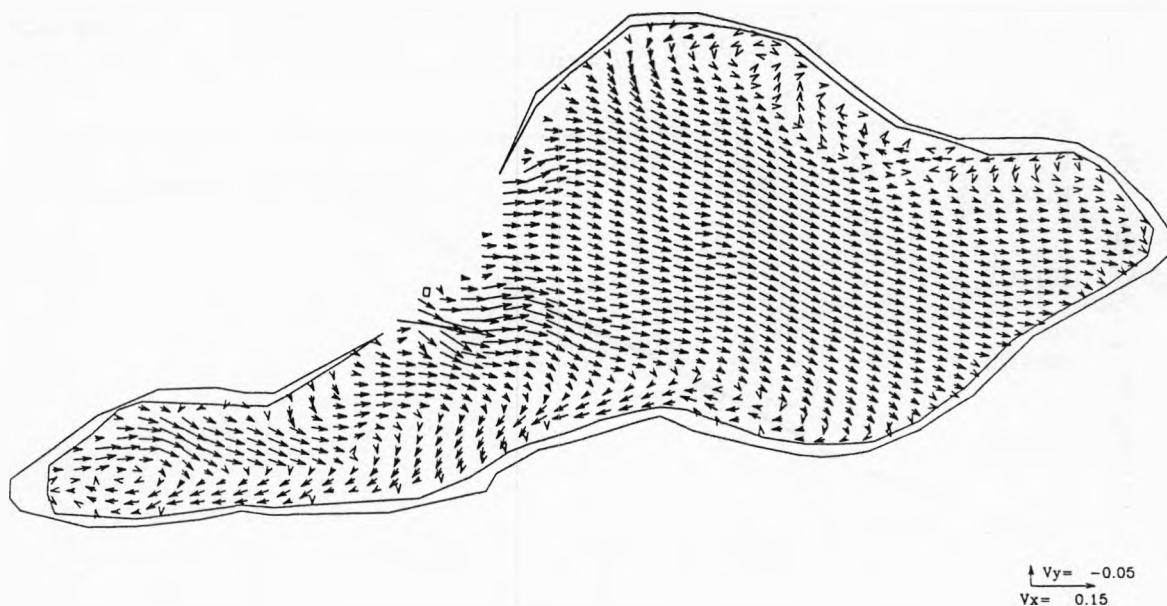


Figure 5.16: Vitesses du courant simulées dans la maille de fond à la fin du troisième jour.

sédiments actifs sont à nouveau mis en suspension et se déplacent au fur et à mesure des coups de vent. La figure 5.16 représente la vitesse calculée dans la maille de fond du modèle au jour 3. Les sédiments devant être principalement advectés par le courant au fond du lagon, elle montre qu'une telle hypothèse est qualitativement vraisemblable. Une vérification plus précise nécessiterait l'utilisation d'un modèle de transport de sédiments et une bonne connaissance des caractéristiques des sédiments marins de ce lagon. Les résultats du modèle hydrodynamique présentés ici doivent servir de forçage à ce modèle de transport des sédiments. Cependant, un tel modèle et hors du cadre de notre étude et nécessiterait, pour le valider, des données d'activité dans les sédiments marins.

5.4. CONCLUSION

Le modèle hydrodynamique tridimensionnel a été utilisé pour différents scénarii de dispersion dans le lagon de l'atoll de Mururoa.

Nous avons considéré un rejet continu d'un traceur passif depuis le fond de ce lagon. Dans le cas d'un rejet uniformément réparti, les concentrations simulées sont en accord avec les données dont nous disposons pour un traceur d'origine benthique. Ce scénario correspond à un hypothétique rejet depuis la cavité de tir de radioéléments dissous. Cette simulation montre que, dans ce cas, les activités les plus importantes seraient observées dans la partie sud du lagon. Cependant, une éventuelle source de radioactivité au fond du lagon ne serait pas forcément uniformément répartie. Ainsi, une seconde expérience a été menée avec une source restreinte à la zone des expérimentations souterraines sous le lagon. La distribution des radioéléments est similaire à celle de l'expérience précédente mais l'activité maximale est beaucoup plus importante dans le second cas. Enfin, le ratio entre la concentration maximale et la concentration moyenne est de l'ordre de deux.

Ensuite, nous avons cherché à simuler la dispersion du $^{239+240}\text{Pu}$ dissous depuis la zone nord du lagon sous l'action d'un fort coup de vent de sud-est. La tache de radioactivité simulée se déplace vers le sud-est. Seule la partie orientale du lagon est abordée par le panache. Le déplacement calculé de la tache de radioactivité est en accord avec les activités observées de manière routinière dans les eaux du lagon de l'atoll de Mururoa. Un modèle plus complet de la dispersion du $^{239+240}\text{Pu}$ dans ce lagon devrait inclure les interactions entre les phases solide et liquide et le transport des sédiments. Cependant, les données nécessaires à l'élaboration d'un tel modèle ne sont pas disponibles. Nos résultats permettent, cependant, de fournir une première vérification quant à l'importance du maraamu sur la dispersion de $^{239+240}\text{Pu}$ dans le lagon de l'atoll de Mururoa.

*"La Terre est bleue comme une orange
Jamais une erreur les mots ne mentent pas"*
Paul Eluard

Conclusion

Ce travail constitue la première application d'un modèle numérique tridimensionnel à un lagon d'atoll. Il a été mené à l'instigation du Service Mixte de Sécurité Radiologique chargé depuis 1966 de la sécurité des centres d'expérimentations nucléaires français. Ceci explique le choix spécifique de l'atoll de Mururoa comme domaine d'application. Comme il est précisé dans le rapport Cousteau (1988): "Une évaluation du flux de radioéléments sortant de l'atoll nécessite un minimum de connaissance de l'hydrologie". C'est pourquoi, un modèle de circulation des eaux du lagon de l'atoll de Mururoa a été développé. Afin de valider ce modèle, nous avons pu bénéficier de données collectées par les autorités françaises et qui, pour la plupart, sont publiées pour la première fois dans le présent travail. C'est le cas de l'irradiation et de l'activité mesurées à la surface du lagon après certaines expérimentations nucléaires aériennes. A notre connaissance, une somme de données hydrodynamiques comparable constitue une base de données unique qui n'est disponible pour aucun autre lagon d'atoll. Malgré tout, ces données sont trop disparates pour fournir une vision claire de la circulation dans ce lagon et le recours à une modélisation numérique est nécessaire.

Les quelques publications traitant de l'océanographie physique de l'environnement corallien - parmi lesquelles l'article de von Arx (1948) est l'une des plus anciennes et des plus complètes descriptions de la circulation dans un lagon d'atoll - permettent d'identifier les trois forçages principaux influençant l'hydrodynamique d'un lagon d'atoll. Ce sont: la marée, le vent et le flux d'eau océanique par les hoas. A partir de l'action de ces forçages, le modèle hydrodynamique procure un schéma compréhensible de la circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa.

Le forçage éolien est important, il engendre deux types de circulation. Sur un plan vertical, la circulation cisailée de renversement est constituée d'une couche de surface, dont l'épaisseur est d'une dizaine de mètres, dirigée dans la direction du vent et d'une couche de retour au fond du lagon, plus épaisse et dirigée en sens inverse. Cette circulation est bouclée par des zones de remontée et de descente d'eau près des

bords situés au vent et sous le vent. Le courant moyen sur la colonne d'eau présente un second type de circulation forcée par le vent. Elle se décompose en deux cellules contrarotatives. Le courant est dirigé dans la direction du vent le long de la pente interne et un courant de retour, dirigé dans le sens inverse au vent, existe au centre du lagon. Cette branche de retour passe par la zone du lagon où la hauteur d'eau est maximale. Sur base des résultats numériques, un modèle mathématique peut être obtenu à partir des équations du mouvement. Il permet d'expliquer la dynamique de cette circulation influencée par la tension à la surface et au fond du lagon et par le gradient de pression. Le rotationnel du courant est inversement proportionnel à la hauteur d'eau et à la tension de fond. Il augmente avec de la tension de surface et le gradient de bathymétrie. Cette dernière relation explique les fortes vitesses rencontrées près de la pente interne.

Sous l'action du forçage éolien, le mélange vertical dans la colonne d'eau est fort et la concentration en un traceur dans le lagon est rapidement homogène. Ainsi, l'advection d'un traceur passif est principalement dû à l'effet de la composante moyenne du courant et de ses cellules contrarotatives. L'effet combiné de la diffusion verticale et du cisaillement vertical permet la dispersion du traceur par effet cisailant. Le modèle numérique permet de représenter de manière satisfaisante la dispersion dans le lagon de taches de colorant et des produits d'activation de l'eau de mer à la suite des expérimentations aériennes. Ses résultats se comparent aussi relativement bien aux données courantométriques disponibles.

Le temps de résidence est une grandeur permettant de quantifier les échanges entre le lagon et l'océan Pacifique sud. A partir des résultats du modèle de circulation, un module lagrangien permet de calculer la distribution spatiale du temps de résidence et sa moyenne sur le lagon, encore appelée temps de renouvellement. Une expérience de sensibilité permet de mettre en évidence le rôle important du forçage éolien sur le temps de renouvellement qui est de l'ordre de 100 jours. De plus, le flux d'eau océanique par les hoa du sud-ouest ralentit les échanges entre le lagon et l'océan et augmente sensiblement ce temps de renouvellement. Sous différentes conditions de forçage éolien, de stratification et de flux à travers les hoa, ce temps d'échange avec l'océan varie d'une quarantaine de jours autour de sa valeur moyenne. Cette estimation reste bien plus importante que les 23 jours estimés par Rougerie *et al.* (1984).

Un modèle numérique tridimensionnel est un outil complexe, difficile à utiliser et dont la résolution est plus importante que celle requise dans le cadre de nombreuses applications. En effet, même si cette approche peut être jugée parfois trop simple, un lagon est souvent considéré dans son intégralité, sans tenir compte de son hétérogénéité. C'est, par exemple, le cas pour certains programmes de recherche comme TypAtoll. Nous avons adopté une approche pragmatique qui consiste à utiliser les résultats du modèle tridimensionnel afin de construire un modèle mathématique simple des échanges entre le lagon et l'océan. Ce modèle se base sur le constat que le flux de traceur vers le Pacifique est proportionnel à la masse totale de ce traceur encore présent dans le lagon et inversement proportionnel au temps de renouvellement. Le modèle peut être appliqué de manière satisfaisante dans le cas d'un rejet uniforme au fond du lagon ou d'un rejet ponctuel et est tout à fait adapté à l'estimation du flux de radioéléments vers le Pacifique. Certains radioéléments issus des expérimentations aériennes sont présents dans le lagon. En se basant sur les mesures de l'activité moyenne, il est exporté chaque année entre 6 et 25 GBq de plutonium-239+240 dissous et entre 2 et 9 GBq de césium-137. Ce dernier chiffre est très faible en comparaison des

rejets de césium-137 depuis les usines de retraitement de La Hague et de Sellafield (Herrmann *et al.* 1995).

Le modèle hydrodynamique a été appliqué à la dispersion dans le lagon d'un traceur d'origine benthique. Une telle simulation pourrait correspondre à un hypothétique rejet de radioéléments depuis les carbonates vers le lagon. Il apparaît que l'activité moyenne des eaux du lagon dépend peu de la zone où se fait le rejet. Par contre, l'activité maximale simulée dépend de la zone de rejet et elle peut être deux fois plus importante que l'activité moyenne. Une dernière expérience a été menée afin de simuler le déplacement du plutonium-239+240 dissous depuis la zone nord du lagon sous l'effet d'un fort coup de vent de sud-est ou maraamu. Sous l'effet de ce forçage, la tache de radioactivité se déplace vers le sud-est. Ce résultat numérique semble qualitativement en accord avec les activités observées, ce qui permet de mettre en évidence l'importance du maraamu sur la dispersion du plutonium-239+240 dans le lagon.

Un modèle numérique est un outil permettant de représenter une partie de la réalité. Dans la mesure où il sert à améliorer la compréhension de la physique d'un système, il doit être capable d'évoluer avec notre connaissance du système. Si ce travail a permis de comprendre la circulation dans le lagon de l'atoll de Mururoa, certains points doivent être encore approfondis. Dans le futur, il serait intéressant de comprendre l'action de l'effet cisaillant et de la marée sur la dispersion de traceurs dans le lagon et sur son temps de renouvellement. L'effet d'un vent variable sur les échanges entre le lagon et l'océan devrait être aussi étudié. Il en est de même pour l'effet du gradient de densité entre le lagon et l'océan.

A plus long terme, nous avons déjà abordé l'intérêt d'incorporer un module de transport des sédiments afin d'améliorer la représentation de la dispersion des radioéléments dans le lagon. Compte tenu des liens étroits entre la dynamique et la biologie, le couplage entre notre modèle de circulation et un modèle de biologie permettrait d'accroître notre connaissance de l'écosystème récifal à Mururoa. Enfin, le modèle pourrait être appliqué à d'autres lagons d'atoll de forme et de dimension différentes afin de trouver des relations entre les caractéristiques géographiques et certains paramètres hydrodynamiques comme le temps de renouvellement.

CONTENTS

ORIGINAL ARTICLES	1
REPORTS	1
EDITORIALS	1
DEPARTMENTS	1
SYMPOSIUM	1
CLINICAL RECORDS	1
OBITUARIES	1
NOTES	1
LETTERS TO THE EDITOR	1
ADVERTISEMENTS	1

Annexe

Tableau récapitulatif des expériences numériques du chapitre 3.

Section	Objectif	Forçages	Expériences additionnelles
3.1.	Marée du lagon	Marée (SHOM)	
3.2.	Courants de surface	Marée (SHOM) Vent (données toutes les 3 heures) Profil de température imposé	• Lagon homogène en densité
3.3.	Structure verticale du courant (ADCP) et vitesses à la passe	Marée (SHOM) Vent (données toutes les heures) Profil de température imposé	
3.5.1.	Dispersion de rhodamine B	Marée (SHOM) Vent (données tous les jours) Pas de données de densité	• Lagon à fond plat • Dispersion avec les seules vitesses barotropes
3.5.3.	Dispersion de rhodamine B	Marée (SHOM) Vent (données tous les jours) Pas de données de densité	• Dispersion avec les seules vitesses barotropes
3.6.1.	Dispersion de sodium-24	Marée (SHOM) Vent (données tous les jours) Pas de données de densité	
3.6.2.	Dispersion de sodium-24	Marée (SHOM) Vent (données tous les jours) Pas de données de densité	



Références

- Achituv Y. et Dubinsky Z., 1990. Evolution and zoogeography of coral reefs. In: Ecosystem of the world 25, Coral Reefs (Dubinsky Z. ed.), Elsevier, 1-9
- Andrews J. C. et Pickard G. L., 1990. The physical oceanography of coral-reef systems. In: Ecosystem of the world 25. Coral Reefs (Dubinsky Z. ed.), Elsevier, 11-48
- Anis A. et Moum J. N., 1995. Surface Wave-Turbulence Interactions: Scaling $\epsilon(z)$ near the Sea Surface. *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 2025-2045
- Anonyme 1965. Mission de mesures hydrographiques de février à août 1964. Etude Syphon. Rapport SOGREAH
- Arakawa A. et Lamb L., 1971. Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. In: Methods in computational physics 17, General Circulation Models of the Atmosphere (Chang J. ed.), Academic Press, 173-265
- Atkinson H. R., Davies J. P., Davy D. R., Hill L., Mc Ewan A. C. et Jamieson D. J., 1983. Rapport de la mission scientifique envoyée à Mururoa par la Nouvelle-Zélande, l'Australie et la Papouasie-Nouvelle-Guinée. 170 p.
- Atkinson M., Smith S. V. et Stroup E. D., 1981. Circulation in Enewetak Atoll lagoon. *Limnol. Oceanogr.*, 26(6), 1074-1083
- Atkinson M., 1987. Oceanography of Enewetak Atoll. In: The natural history of Enewetak Atoll. 57-70
- Atkinson M., 1992. Productivity of Enewetak Atoll reef flats predicted from mass transfer relationships. *Cont. Shelf Res.*, 12(7/8), 799-807
- Ayukai T., 1995. Retention of phytoplankton and planctonic microbes on coral reefs within the Great Barrier Reef, Australia. *Coral Reefs*, 14, 141-147
- Bablet J. P., Gout . et Goutière G., 1995. Les Atolls de Mururoa et de Fangataufa (Polynésie Française). Le milieu vivant et son évolution. Direction des centres d'experimentations nucléaires - CEA/DAM, 306 p.

- Bailly du Bois P., Salomon J. C., Gandon R. et Guéguénat P., 1995. A quantitative estimate of English Channel water fluxes into the North Sea from 1987 to 1992 based on radiotracer distribution. *J. Mar. Sys.*, 6, 457-481
- Baptista A. M., Adams E. E. et Gresho P., 1995. Benchmarks for the Transport Equation: The Convection-Diffusion Forum and Beyond. *In: Quantitative Skill Assessment for Coastal Ocean Models* (Lynch D. R. et Davies A. M. ed.), American Geophysical Union, 47, 241-268
- Bard E., Hamelin B., Arnold M., Montaggioni L., Cabioch G., Faure G. et Rougerie F., 1996. Deglacial sea-level record from Tahiti corals and the timing of global meltwater discharge. *Nature*, 32, 241-244
- Battistinni R., Bourrouilh F., Chevalier J-P., Coudray J., Denizot M., Faure G., Fisher J-C., Guilcher A., Harmelin-Vivien M., Jaubert J., Laborel J., Montaggioni L., Masse J-P., Mauge L-A., Peyrot-Clausade M., Pichon M., Plante R., Plaziat J-C., Plessis Y. B., Richard G., Salvat B., Thomassin B. A., Vasseur P. et Weydert P., 1975. Eléments de terminologie récifale Indopacifique. *Téthys*, 7(1), 1-111
- Beckers J-M. et Deleersnijder E., 1993. Stability of the FBTCs scheme applied to the propagation of shallow-water inertia-gravity waves on various space grids. *J. Comput. Phys.*, 108, 95-104
- Beckers J-M., Schmitz F., Brasseur P., Brankart J. M., Nihoul J. C. J., Crépon M., Herbaut L., Martel F., Mortier L., Lascaratos A., Nittis K., Pinardi N., Carini P., Tintore J., Viudez A., Alvarez A., Pinot J. M., Gomis D., Reus C., Monserrat S., Holloway G., Eby M., Vautard R. et Speich S. 1995. MEDiterranean Models Evaluation eXperiment (MEDMEX). *In: Proceedings of Second MAST days conference*, 42-52
- Black K. P., 1987. A Numerical Sediment Transport Model for Application to Natural Estuaries, Harbours and Rivers. *In: Numerical Modelling: Applications to Marine Systems* (Noye J. ed.), Elsevier, 77-105
- Black K. P., Gay S. L. et Andrews J. C., 1990. Residence time of neutrally buoyant matter such as larvae, sewage or nutrients on coral reefs. *Coral Reefs*, 9, 105-114
- Black K. P., 1993. The relative importance of local retention and inter-reef dispersal of neutrally-buoyant material on coral reefs. *Coral Reefs*, 12, 43-53
- Blanc T. V., 1985. Variations of Bulk-Derived Surface Flux, Stability, and Roughness Results Due to the Use of Different Transfer Coefficients Schemes. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 650-669
- Blumberg A. F. et Mellor G. L., 1987. A Description of a Three-dimensional Coastal Ocean Circulation Model. *In: Three-Dimensional Coastal ocean Models* (Heaps N. S. ed.), American Geophysical Union, 1-16
- Blumberg A. F., Galperin B. et O'Connor D. J., 1992. Modeling Vertical Structure of Open-Channel Flows. *J. Hydr. Engrg.*, 118(8), 1119-1134
- Bolin B. et Rhode H., 1973. A note on the concept of age distribution and transit time in natural reservoirs. *Tellus*, 25, 58-62
- Bonvallot J., Laboute P., Rougerie F. et Vigneron E., 1994. Les Atolls des Tuamotu. ORSTOM éditions, 296 p.

- Bouchez J. et Lecomte R., 1995. Les Atolls de Mururoa et de Fangataufa (Polynésie Française). Les Expérimentations Nucléaires. Effets mécaniques, lumino-thermiques, électromagnétiques. Direction des centres d'expérimentations nucléaires - CEA/DAM, 189 p.
- Bourlat Y. et Martin G., 1992. Precise Determination of the concentration of Radionuclides in the Water of Mururoa Lagoon. *J. Environ. Radioactivity*, 17, 13-29
- Bourlat Y., Millies-Lacroix J-C. et Nazard R. , 1995 Determination of Plutonium radioactivity in Mururoa lagoon water. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 197(20), 393-414
- Bowden K. F., 1965. Horizontal mixing in the sea due to shearing current. *J. Fluid Mech.*, 21, 83-95
- Buddemeier R. W., 1981. The Geohydrology of Enewetak Atoll Island and Reefs. *In: Proceeding of the fourth International Coral Reef Symposium, Manila*, 1, 339-345
- Buddemeier R. W. et Oberdorfer J. A., 1988. Hydrogeology and hydrodynamics of coral reef pore waters. *In: Proceeding of the 6th International Coral Reef Symposium, Australia*, 2, 485-490
- Campin J-M., 1997. Modélisation tridimensionnelle de la circulation générale océanique lors du dernier maximum glaciaire. Thèse de doctorat de l'Université Catholique de Louvain, 336 p.
- Cane M. A., 1993. Tropical Pacific ENSO models: ENSO as a mode of the coupled system. *In: Climate System Modeling (Trenberth K. E. ed.)*, 583-614
- Cayet O. et Bablet J. P., 1972. Morphologie et origine des atolls. *In: Le monde vivant des atolls. Publ. Soc. Océanistes*, 28, 1-7
- Conand C., 1997. IYOR, année internationale des récifs 1997. *Bulletin de Vie Océane*, Numéro spécial 1997, 1-1
- Cousteau J. Y., 1988. Mission scientifique de la Calypso sur le site d'expérimentations nucléaires de Mururoa. *Fondation Cousteau*, 79 p.
- Csanady G. T., 1973. Wind-Induced Barotropic Motions in Long Lakes. *J. Phys. Oceanogr.*, 3, 429-438
- Csanady G. T., 1984. *Circulation in the Coastal Ocean*. D. Reidel Publishing Company, 279 p.
- Dahlgaard H., 1995. Radioactive tracers as a tool in coastal oceanography: An overview of the Mast-52 project. *J. Mar. Syst.*, 6, 381-389
- Dandonneau Y., 1985. Sea Surface Chlorophyll Concentration in the Tropical Pacific Through the 1982-83 El Niño. *Tropical Ocean-Atmosphere Newsletter*, 31, 10-12
- Danielsson B., 1984. Under a Cloud of Secrecy: The French Nuclear Tests in the Southeastern Pacific. *Ambio*, 13 (5-6), 336-341
- Dee D. P., 1995. A pragmatic Approach to Model Validation. *In: Quantitative Skill Assesement for Coastal Ocean Models (Lynch D. R. et Davies A. M. ed.)*, American Geophysical Union, 1-13
- Deleersnijder E. 1989. Upwelling and upsloping in three-dimensional marine models. *Appl. Math. Modelling*, 13, 462-467

- Deleersnijder E., 1992. Modélisation hydrodynamique tridimensionnelle de la circulation estivale de la région du Détroit de Bering. Thèse de doctorat de l'Université Catholique de Louvain, 189 p.
- Deleersnijder E., 1993. Numerical mass conservation in a free-surface sigma coordinate marine model with mode splitting. *J. Mar. Syst.*, 4, 365-370
- Deleersnijder E. et Luyten P., 1994. On the practical advantages of the quasi-equilibrium version of the Mellor and Yamada level 2.5 turbulence closure applied to marine modelling. *Appl. Math. Modelling*, 18, 281-287
- Deleersnijder E., Beckers J.-M., Campin J.-M., El Mohajir M., Fichet T. et Luyten P., 1997 a. Some mathematical problems associated with the development and use of marine models. *In: The Mathematics of Models for Climatology and Environment* (Díaz J. E. ed.), NATO ASI series, 39-86
- Deleersnijder E., Tartinville B. et Rancher J., 1997 b. A Simple Model of the Tracer Flux from the Mururoa Lagoon to the Pacific. *Appl. Math. Lett.*, 10, 13-17
- Deleersnijder E., Wang J. et Mooers N. K., 1998. A two-compartment model for understanding the simulated three-dimensional circulation in Prince William Sound, Alaska. soumis à *Continental Shelf Research*
- Delesalle B., 1987. Ecologie du phytoplancton des lagons de Polynésie Française. Thèse de l'Ecole Pratique des Hautes Etudes, Perpignan, 214 p.
- Delesalle B., 1990. Hydrologie et biomasse phytoplanctonique du lagon de l'atoll de Fangataufa. Ecole Pratique des Hautes Etudes, Perpignan, 38 p.
- Delesalle B. et Sournia A., 1992. Residence time of the water phytoplankton biomass in coral reef lagoons. *Cont. Shelf Res.*, 12(7/8), 939-949
- Díaz H. F. et Markgraf V., 1992. El Niño: Historical and Paleoclimatic Aspects of the Southern Oscillation. Cambridge University Press, 476 p.
- Donguy J.-R. et Henin C., 1978. La Salinité de Surface dans l'Océan Pacifique Tropical Sud-Ouest. *Cah. ORSTOM, Sér. Océanogr.*, XVI(2), 107-136
- Doussan C. et Rancher J., 1989. Modélisation bidimensionnelle de la circulation des eaux du lagon de Mururoa. Document de travail S.M.S.R., 18p.
- England M. E., 1995. The Age of Water and Ventilation Timescales in a Global Ocean Model. *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 2756-2777
- England M. E., 1997. Using chemical tracers to assess water-mass formation in ocean models. soumis à *Progress in oceanography*, 38 p.
- Farrow G. E., Brander K. M., 1971. Tidal studies on Aldabra. *Philos. Trans. R. Soc. London ser. B*, 260, 93-121
- Ford W. L., 1949. Radiological and salinity relationships in the water at Bikini Atoll. *Transactions, American Geophysical Union*, 30, 46-54
- Frith C. A., 1983. Some aspect of lagoon sedimentation and circulation at One Tree Reef, southern Great Barrier Reef. *BMR journal of Australian Geology & Geophysics*, 8, 211-221
- Gallagher B. S., Shimada K. M., Gonzales F. I. Jr et Stroup E. D., 1971. Tides and currents in Fanning Atoll lagoon. *Pac. Sci.*, 25, 191-205
- Galperin B., Kantha L. H., Hassid S. et Rosati A., 1988. A Quasi-equilibrium Turbulent Energy Model for Geophysical Flows. *J. Atmos. Sci.*, 45, 55-62

- Garrigues L., Deleersnijder E. et Rancher J., 1993. Modélisation bidimensionnelle à deux couches de la circulation autour d'îles. Application aux atolls de Fangataufa et Mururoa. C.E.A./DIR.C.E.N., Service Mixte de Sécurité Radiologique, Rapport 143/SMSR/93, 24 p.
- Geernaert G. L., Larsen S. E. et Hansen F. 1987. Measurements of the wind stress, heat flux, and turbulence intensity during storm conditions over the North Sea. *J. Geophys. Res.*, 92(C12), 13 127-13 139
- Gerdes R., Köberle C. et Willebrand J., 1991. The influence of Numerical advection schemes on the results of ocean general circulation models. *Climate Dynamics*, 5, 211-226
- Gill A. E., 1982. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, 662 p.
- Graf W. H. et Prost J-P., 1979. Frottement aérodynamique sur un lac. In: *Proceedings of the IAHR international symposium*, Cagliari, 4 p.
- Graf W. H., Merzi N. et Perrinjaquet C., 1984. Aerodynamic Drag: Measured at a Nearshore Platform on Lake of Geneva. *Arch. Met. Geop. Biocl., Ser. A* 33, 151-173
- Griffiths R. W. et Linden P. F., 1981. The stability of vortices in a rotating, stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, 105, 283-316
- Grigg R. W., 1995. Coral reef in an urban embayment in Hawaii: a complex case history controlled by natural and anthropogenic stress. *Coral Reefs*, 14(4), 253-266
- Guille G., Goutière G. et Sornein J.F., 1993. Les atolls de Mururoa et Fangataufa (Polynésie Française). *Géologie - Pétrologie - Hydrogéologie; édification et évolution des édifices*. Editions Masson, 168 p.
- Hackett B., Røed L. P., Gjevik B., Martinsen E. A. et Eide L. I., 1995 a. A review of the Metocean Modeling Project (MOMOP) Part 2: Model Validation Study. In: *Quantitative Skill Assessment for Coastal Ocean Models* (Lynch D. R. et Davies A. M. ed.), American Geophysical Union, 47, 285-305
- Hackett B., Røed L. P., Ulstad C. et Engedahl H., 1995 b. Numerical simulation of the circulation of the Outer Oslofjord, with budget calculations for passive tracers. *Research Report*, Norwegian Meteorological Institute, 26, 119 p.
- Hamner W. H. et Wolanski E., 1988. Hydrodynamic forcing functions and biological processes on coral reefs: a status review. In: *Proceedings of the 6th International Coral Reefs Symposium*, Australia, 1, 103-113
- Haney R. L., 1991. On the Pressure Gradient Force over Steep Topography in Sigma Coordinate Ocean Models. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 610-619
- Happel J-J. et Mouchet A., 1989. Analyse des données courantométriques et marégraphiques de l'UGMM. Rapport de la phase I. Rapport université de Liège, 9p.
- Hardy T. A., Young I. R., Nelson R. C. et Gourlay M. R., 1990. Wave attenuation on an offshore coral reefs. In: *Proceedings of the 22nd International Coastal Engineering Conference*, New-York, 1, 330-344
- Harms I. H., 1997. Modelling the dispersion of ^{137}Cs and ^{239}Pu released from dumped waste in the Kara Sea. *J. Mar Sys.*, 13, 1-19

- Harten A., 1978. The Artificial Compression Method for Computation of Shocks and Contact Discontinuities: III. Self-Adjusting Hybrid Schemes. *Mathematics of Computation*, 32, 363-389
- Hatcher B. G., Imberger J. et Smith S. V., 1987. Scaling analysis of coral reef systems: an approach to problems of scale. *Coral Reefs*, 5, 171-181
- Hatcher B. G., 1997. Coral Reef ecosystem: how much great is the whole than the sum of the part? *Coral Reefs*, 16, Suppl., S77-S91
- Henderson R. S., Jokiel P. L., Smith S. V. et Grovhoug J. V., 1978. Canton atoll lagoon physiography and general oceanographic observations. *Atoll Research Bulletin*, 221, 5-14
- Herrmann J., Kershaw P. J., Bailly du Bois P. et Guegueniat P., 1995. The distribution of artificial radionuclides in the English Channel, southern North Sea, Skagerrak and Kattegat. *J. Mar. Sys.*, 6, 427-456
- Hirsch C., 1992. a Numerical Computation of Internal and External Flows. Volume 1: Fundamentals of Numerical Discretization. Wiley, 515 p.
- Hirsch C., 1992. b Numerical Computation of Internal and External Flows. Volume 2: Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows. Wiley, 691 p.
- Huang W. et Spaulding M., 1996. Modeling Horizontal Diffusion with Sigma coordinate System. *J. Hydr. Engrg.*, 122, 349-352
- Hunter J. R. et Hearn C. J., 1987. Lateral and Vertical Variations in the Wind-Driven Circulation in Long Lakes. *J. Geophys. Res.*, 92(C12), 13 106-13 114
- Hunter J. R., Craig P. D. et Philips H. E., 1993. On the use of random walk models with spatially variable diffusivity. *J. Comput. Phys.*, 106, 366-376
- Intes A. et Caillart B., 1994. Environment and biota of the Tikehau atoll (Tuamotu archipelago, French Polynesia). *Atoll Research Bulletin*, August 1994, 1-34
- James I. D., 1986. A front-resolving sigma coordinate sea model with a simple hybrid advection scheme. *Appl. Math. Modelling*, 10, 87-92
- James I. D., 1996. Advection schemes for shelf sea models. *J. Mar. Syst.*, 8, 237-254
- Kato H. et Phillips O. M., 1969. On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, 37, 643-655
- Kenney B. C., 1991. Shear at the Surface of a Lake in Light Winds. *J. Geophys. Res.*, 96(C4), 7 175- 7 180
- Kimmerer W. J. et Walsh T. W., 1981. Tarawa Atoll lagoon: circulation, nutrient fluxes and the impact of human waste. *Micronesica*, 17, 161-179
- Lachenaud R., 1986. Sur les conditions dans un lagon par gros temps. *MET MAR*, 133, 5-16
- Lagroye J. M. et Rancher J., 1993. Analyse modale des profils de courant réalisés à Mururoa et Fangataufa. *Rapport C.E.A./Dir.C.E.N.*, 146/SMSR/SESE/93, 12 p.
- Lazar A., Maes C. et Rancher J., 1996. Etude de la dispersion d'un traceur dans le Pacifique sud depuis l'atoll de Mururoa. *Rapport CEA - R*, 33 p.+figures
- Lawrence G. A., 1995. Natural dispersion in a small lake. *Limnol. Oceanogr.*, 40(8), 1519-1526
- Lenhardt X., 1991. Hydrodynamique des lagons d'atoll et d'île haute en Polynésie Française. *ORSTOM éditions*, 132 p.

- Leclerc A-M., 1995. Modélisation des circulations hydrauliques dans un atoll. DEA de mécanique, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées, 88 p.
- Le Provost C., Genco M-L. et Lyard F., 1995. Modeling and predicting tides over the World Ocean. In: Quantitative Skill Assessment for Coastal Ocean models (Lynch D. R. et Davies A. M. ed.), American Geophysical Union, 175-201
- Litter M. M. et Litter D. S., 1985. Factors controlling relative dominance of primary producers on biotic reefs. In: Proceedings of the Fifth International Coral Reef Congress, Tahiti, 4, 35-39
- Longuet-Higgins M. S. et Stewart R. W., 1962. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beats". J. Fluid Mech., 13, 481-504
- Luyten P. J., Deleersnijder E., Ozer J. et Ruddick K. G., 1996. Presentation of a family of turbulence closure models for stratified shallow water flows and preliminary applications to the Rhine outflow region. Cont. Shelf Res., 16, 101-130
- Lynch D. R. et Gray G., 1978. Analytical Solutions for Computer Flow Model Testing. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, 104, 1409-1428
- Lynch D. R. et Officer C. B., 1985. Analytical Test Cases for Three-Dimensional Hydrodynamic Models. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 5, 529-543
- Magnier Y., Wauthy B., 1976. Esquisse hydrologique du lagon de Takapoto. Cahiers ORSTOM, Sér. Océanogr., 14, 279-287
- Mahrer Y., 1984. An Improved Approximation of the Horizontal Gradients in a Terrain-Following Coordinate System. Mon. Wea. Rev., 112, 918-922
- Mahrt L., Vickers D., Howell J., Højstrup J., Wilczak J. M., Edson J. et Hare J., 1996. Sea surface drag coefficients in Risø Air Sea Experiment. J. Geophys. Res., 101(C6), 14 327-14 335
- Marsh J. A., Ross R. M. et Zolan W. J., 1981. Water circulation on two Guam reef flats. In: Proceeding of the fourth international coral reef symposium, Manila, 355-360.
- Martin J-M. et Thomas A., 1990. Assessment of artificial radionuclides issued from french nuclear bomb testing at Mururoa (French Polynesia). Environmental Technology, 11, 197-204
- Masse L. et Musa C., 1994. Etude granulométrique des sédiments de surface du lagon de Mururoa. C.E.A. - DIR.C.E.N., Service Mixte de Sécurité Radiologique, 151/SMSR/SESE, 12 p. + figures
- Masson O., 1991. Contribution à l'étude de la diffusion transversale dans les cours d'eau. Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire. Centre d'Etude de Cadarache. Rapport CEA-R-5568, 17 p.
- Mellor G. L. et Blumberg A. F., 1987. Modeling Vertical and Horizontal Diffusivities with the Sigma Coordinate System. Mon. Wea. Rev., 113, 1379-1383
- Mellor G. L. et Herring H. J., 1973. A Survey of the Mean Turbulent Field Closure Models. AIAA Journal, 11, 590-599
- Mellor G. L. et Yamada T., 1974. A Hierarchy of Turbulent Closure Models for Planetary Boundary Layers. J. Atmos. Sci., 31, 1791-1806

- Mellor G. L. et Yamada T., 1982. Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20, 851-875
- Messinger F. et Janjic Z. I., 1985. Problems and numerical Methods of the incorporation of Mountains in Atmospheric Models. *Lectures in Applied Mathematics*, 22, 81-119
- Michel A., 1969. Plancton du lagon et des abords extérieurs de l'atoll de Mururoa. *Cah. Pacif.*, 13, 81-132
- Michel A., Colin C., Desrosiers R. et Oudot C., 1971. Observations sur l'hydrologie et le plancton des abords et de la passe de l'atoll de Rangiroa (Archipel des Tuamotu, océan Pacifique central). *Cah. ORSTOM, Sér. Océanogr.*, 9, 375-402
- Muin M. et Spaulding M., 1990. Two-Dimensional Boundary-Fitted Circulation Model in Spherical Coordinates. *J. Hydr. Engrg.*, 122, 512-521
- Munk W. H., Ewing G. C. et Revelle R. R., 1949. Diffusion in Bikini lagoon. *Transactions, American Geophysical Union*, 30, 59-66
- Munk W. M. et Sargent M. S., 1954. Adjustment of Bikini Atoll to ocean waves. *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 260(C), 275-280
- Nezu I., Rodi W., 1986. Open-Channel Flow Measurements with a Laser Doppler Anemometer. *J. Hydr. Engrg.*, 112, 335-355
- Nihoul J. C. J., 1975. *Modelling of Marine Systems*. Elsevier, 272 p.
- Nihoul J. C. J., 1984. A three-dimensional general marine model in a remote sensing perspective. *Annales Geophysicae*, 2, 433-442
- Noble A., Brink K. H. et Eriksen C. C., 1994. Diurnal-period currents trapped above Fieberling Guyot: observed characteristics and model comparisons. *Deep-Sea Res.*, 41(4), 643-658
- Okubo A., 1971. Oceanic diffusion diagrams. *Deep-Sea Res.*, 18, 789-802
- Pacanowski R. C. et Philander S. G. H., 1981. Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1443-1451
- Pagès J., Torréton J-P. et Andréfouët S., 1997. Dissolved organic matter in coral-reef lagoons, as determined by in vitro UV absorption. Preliminary result. In: *Proceedings of the 8th international Coral Reef Symposium (Panama)*, sous presse
- Patankar S. V., 1980. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, 197 p.
- Philipps N. A., 1957. A Coordinate system having some special advantages for numerical forecasting. *Journal of Meteorology*, 14, 184-185
- Pickard G. L., 1986. Effects of wind and tide on upper-layer currents at Davies Reef, Great Barrier Reef, during MECOR (July-August 1984). *Aust. J. Mar. Freshwater. Res.*, 37, 545-565
- Pickard G. L. et Emery W. J., 1990. *Descriptive Physical Oceanography: An Introduction*. 5th (SI) enlarged edition. Pergamon Press, 320 p.
- Prandle D., 1984. A modelling study of the mixing of ¹³⁷Cs in the seas of the European Continental Shelf. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A 310, 407-436
- Price J. F., 1979. On the scaling of stress-driven entrainment experiments. *J. Fluid Mech.*, 90, 509-529

- Proctor R. et James I. D., 1996. A fine-resolution 3D model of the Southern North Sea. *J. Mar. Syst.*, 8, 285-295
- Proctor R., Baart A., Berg P., Boon J., Deleersnijder E., Delhez E., Garreau P., Gerritsen H., Jones J. E., de Kok J., Luyten P., Ozer J., Pohlmann T., Ruddick K., Salden R., Salomon J.C., Skogen M., Tartinville B. et Vested H. J. 1997. EC concerted action in the field of numerical modelling of marine systems. NOMADS-North sea Model Advection Dispersion Study. Final Report, POL international document No. 108, 1997, 55 p.
- Pugh D. T., 1987. Tides, surges and mean sea-level. A handbook for Engineers and Scientists. John Wiley & Sons, 472 p.
- Ramsden D. et Holloway G., 1991. Timestepping Lagrangian Particles in Two Dimensional Eulerian Flow Fields. *J. Comput. Phys.*, 95, 101-116
- Rancher J. et Chevalier F., 1989. Rapport préliminaire sur les échanges lagon-océan au niveau de la passe de Mururoa. C.E.A. - DIR.C.E.N., Service Mixte de Sécurité Radiologique, 51/SMSR/DIR/89, 16 p.
- Rancher J. et Rougerie F., 1992. Situations océaniques du Pacifique central Sud: Campagnes HYDROPOL 2 à 8 du B.O.C.B. "MARARA" (d'Avril 1986 à Octobre 1989). Edition SMSR, 86 p.
- Rancher J. et Maes C., 1992. Dynamique de la circulation des eaux du lagon de Mururoa, Etude de la dispersion. C.E.A. - DIR.C.E.N., Service Mixte de Sécurité Radiologique, 154/SMSRB/NP, 19 p.
- Rancher J., 1995. Courantologie à proximité des flancs et devant les passes des atolls de Mururoa et Fangataufa. Service Mixte de Surveillance Radiologique et Biologique de l'Homme et de l'environnement, 01/SMSRB/NP, 17 p.
- Rancher J. et Rougerie F., 1995. L'environnement océanique de l'archipel des Tuamotu (Polynésie Française). *Oceanologica Acta*, 18(1), 43-60
- Revel F., 1971. Marée et courants dans les atolls polynésiens. *Cah. Océano.*, 23(7), 593-601
- Ribbe J. et Tomczak M., 1990. An impact Assessment for the French Nuclear Weapon Test Sites in French Polynesia. *Marine Pollution Bulletin*, 21(11), 536-542
- Ricard M., Badie C., Renon J. P., Simeon C. et Sournia A., 1978. Données sur l'hydrologie, la production primaire et le zooplancton du lagon de l'atoll fermé de Takapoto. Rapport C.E.A.-R-4918, 89 p.
- Roberts H. H. et Suhayada J. N., 1983. Wave-Current Interactions on Shallow Reef (Nicaragua, Central America). *Coral Reefs*, 1, 209-214
- Roberts H. H., Wilson P. A. et Lugo-Fernandez A., 1992. Biological and geological response to physical processes: examples from modern reef systems of the Caribbean-Atlantic region. *Cont. Shelf Res.*, 12(7/8), 809-834
- Robinson A. R., 1987. Predicting open ocean currents, fronts and eddies. In: *Three-Dimensional Models of Marine and Estuarine Dynamics* (Nihoul J. C. J. et Jamart B. M. ed.), Elsevier, 89-111
- Rodi W., 1993. Turbulence Models and Their Application in Hydraulics, A state-of-the-art review. International Association for Hydraulics Research Monograph Series, 104p.

- Røed L. P., Hackett B., Gjevik B. et Eide L.I., 1995. A review of the Metocean Modeling Project (MOMOP) Part 1: Model Comparison Study. *In: Quantitative Skill Assessment for Coastal Ocean Models* (Lynch D. R. et Davies A. M. ed.), American Geophysical Union, 47, 285-305
- Rood R. B., 1987. Numerical Advection Algorithms and Their Role in Atmospheric Transport and Chemistry Models. *Rev. Geophys*, 25, 71-100
- Rougerie F., 1979. Caractéristiques générales du milieu liquide lagonaire de Takapoto. *Journal de la société des océanistes*, 62, 35-45
- Rougerie F., 1983. Le milieu liquide lagonaire en Polynésie Française. Synthèse C.O.R.D.E.T., 41 p.
- Rougerie F., Gros R. et Bernadac M., 1980. Le lagon de Mururoa (Archipel des Tuamotu): esquisse des caractéristiques hydrologiques et des échanges avec l'océan. Editions ORSTOM., section océanographie, 1980-16, 34 p.
- Rougerie F. et Gros R., 1980. Les courants dans la passe d'Avaturo - Atoll de Rangiroa - Archipel des Tuamotu. Editions ORSTOM, Section Océanographie, 1980-17, 8 p.
- Rougerie F., Ricard M., Mazaury E., 1984. Le lagon de l'atoll de Mururoa. Notes et Documents océanographiques ORSTOM, 16, 54 p.
- Rougerie F. et Wauthy B., 1993. The endo-upwelling concept: from geothermal convection to reef construction. *Coral Reefs*, 12, 19-30
- Rougerie F., Rancher J., 1994. The Polynesian South Ocean: Features and Circulation. *Marine Pollution Bulletin*, 29, 14-25
- Ruddick K., 1995. Modelling of coastal processes influenced by the freshwater discharge of the Rhine. Thèse de l'Université de Liège, 247 p.
- Ruddick K. G., Deleersnijder E., Luyten P. J. et Ozer J., 1995. Haline stratification in the Rhine-Meuse freshwater model sensitivity analysis. *Continental Shelf Research*, 15, 1597-1630
- Sadourny R., 1992. Circulation générale et énergétique. *In: Les Climats Subtropicaux et leur évolution: de l'observation spatiale à la modélisation*. Cépaduès-Editions, 41-79
- Salomon J. C., Breton M. et Guegueniat P., 1995. A 2D long term advection-dispersion model for the Channel and southern North Sea. Part B: Transit time and transfer function from Cap de la Hague. *J. Mar. Sys.*, 6, 515-527
- Saunders P.M., 1973. The instability of baroclinic vortex. *J. Phys. Oceanogr.*, 3, 61-65
- Schönfeld W., 1995. Numerical simulation of the dispersion of artificial radionuclides in the English Channel and the North Sea. *J. Mar. Sys.*, 6, 529-544
- Schwab D.J., 1983. Numerical simulation of Low-Frequency Current Fluctuations in Lake Michigan. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 2213-2224
- Scott G. A. J. et Rotondo G. M., 1983. A Model to Explain the differences Between Pacific Plate Island-Atoll Types. *Coral Reefs*, 1, 139-150
- Semtner A. J., 1986. History and Methodology of modelling the circulation of the world ocean. *In: Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling* (O'Brien ed.), NATO ASI series, 23-32

- Send U. et Marshall J., 1995. Integral Effects of Deep Convection. *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 855-872
- Service Hydrographique de la Marine, 1994. *Annuaire des Marées des Ports d'Outre-Mer*. SHOM éditions.
- Sielecki A., 1968. An Energy-Conserving Difference Scheme for the storm Surge Equations. *Mon. Wea. Rev.*, 96, 150-156
- Smith S. D. et Banke E. G., 1975. Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 101, 665-673
- Smith S. V. et Pesret F., 1974. Process of carbon dioxide flux in the Fanning Island lagoon. *Pac. Sci.*, 28, 225-245
- Smith S. V. et Jokiel P. L., 1975. Water composition and biogeochemical gradients in the Canton Atoll lagoon. 1. Lagoon description; design of system analysis; salt and water budget. *Mar. Sci. Commun.*, 1, 75-100
- Stelling G. S. et van Kester J. A. TH. M., 1993. On the approximation of horizontal gradients in sigma co-ordinates for bathymetry with steep bottom slopes. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 18, 915-935
- Streten N. A., Zillman J. W., 1984. Climate of the South Pacific Ocean. *In: World Survey of Climatology Volume 15. Climates of the Oceans* (Van Loon H. ed.), Elsevier Science Publisher B.V., Amsterdam, 263-429
- Sorokin Y. I., 1995. *Coral Reef Ecology*. Springer, 465 p.
- Symonds G., Black K. P. et Young I. R., 1995. Wave-driven flow over shallow reefs. *J. Geophys. Res.*, 100(C2), 2 639-2 648
- Tait R. J., 1972. Wave set-up on coral reefs. *J. Geophys. Res.*, 77(12), 2 207-2 211
- Takeoka H., 1984. Fundamental concepts of exchange and transport time scales in a coastal sea. *Cont. Shelf Res.*, 3, 311-326
- Tartinville B., 1994. Hydrodynamique des lagons d'atoll, application à l'atoll de Mururoa. Université Catholique de Louvain, Institut d'Astronomie et de Géophysique G. Lemaître, Progress Report 1994/9, 33 p.
- Tartinville B., Deleersnijder E. et Rancher J. 1997. The water residence time in the Mururoa atoll lagoon: sensitivity analysis of a three-dimensional model. *Coral Reefs*, 16, 193-203
- Tartinville B., Deleersnijder E., Lazure P., Proctor R., Ruddick K. G. et Uittenbogaard R. E. 1998. A coastal ocean model intercomparison study for a three-dimensional idealised test case. Soumis à *Applied Mathematical Modelling*
- Tazieff H., 1982; Rapport d'Haroun Tazieff sur l'ensemble de la Mission Scientifique en Polynésie Française, 9 p.+9 annexes
- Thompson R. O. R. Y. et Golding T. J., 1981. Tidally Induced 'Upwelling' by the great Barrier Reef. *J. Geophys. Res.*, 86(C7), 6517-6521
- Trenberth K. E., Olson J. G., et Large W. G., 1989. A global ocean wind stress climatology based on ECMWF analyses. National Center for Atmos Res, NCAR/TN-338 +STR, Boulder, Colorado, 93 p.
- Veron J. E. N. et Minchin P. R., 1992. Correlation between sea surface temperature, circulation patterns and the distribution of hermatypic corals of Japan. *Cont. Shelf Res.*, 12(7/8), 835-857

- Vested H. J., Nielsen J. W., Jensen H. R. et Kristensen K. B., 1995. Skill Assessment of an Operational Hydrodynamic Forecast System for the North Sea and Danish Belts. *In: Quantitative Skill Assessment for Coastal Ocean Models* (Lynch D. R. et Davies A. M. ed.), American Geophysical Union, 373-396
- Visbeck M., Marshall J. et Jones H., 1996. Dynamics of Isolated Convective Regions in the Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 1721-1734
- von Arx W. S., 1948. The circulation systems of Bikini and Rongelap lagoons. *Transactions, American Geophysical Union*, 29(6), 861-870
- Wells S. M., 1995. Science and management of coral reefs: problems and prospects. *Coral Reefs*, 14, 177-181
- Wolanski E. et Choat H., 1992. Coral Reef Oceanography. *Cont. Shelf Res.*, 12(7/8), 779-881
- Wolanski E., Delessalle B., Dufour V. et Aubanel A., 1993. Modeling the fate of pollutants in the Tiahura Lagoon, Moorea, French Polynesia. *In: Proceedings of the 11th Australian Conference on Coastal and Ocean Engineering*, 6 p.
- Wolanski E., 1994, Physical Oceanographic processes of the Great Barrier Reef. CRC Press, 194 p.
- Wolanski E., Delesalle B. et Gibbs R., 1994. Carbonate Mud in Mataiva Atoll, French Polynesia: Suspension and Export. *Marine Pollution Bulletin*, 29(1-3), 36-41
- Wolanski E. et Delesalle B., 1995 a. Upwelling by internal waves, Tahiti, French Polynesia. *Cont. Shelf Res.*, 15(2/3), 357-368
- Wolanski E. et Delesalle B., 1995 b. Wind-driven Upwelling in Opunohu Bay, Moorea, French Polynesia. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 40, 57-66
- Wu J., 1985. Parametrization of Wind-Stress Coefficients Over Water Surfaces. *J. Geophys. Res.*, 90(C5), 9069-9072
- Zimmerman J. T. F., 1976. Mixing and flushing of tidal embayments in the Western Dutch Wadden Sea. Part I: distribution of salinity and calculation of mixing time scales. *Neth. J. Sea Res.*, 10, 149-191