UNIVERSITÉ PAUL SABATIER - TOULOUSE III
Ecole doctorale "Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace"
U.F.R. Physique Chimie Automatique

THÈSE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III
Spécialité : **Physique du Climat : interactions océan-atmosphère**

présentée et soutenue
par

Carole CIBOT

le 8 juillet 2004

Variabilité décennale dans le Pacifique tropical et modulation basse fréquence de l'activité ENSO

Directeur de thèse : **Laurent TERRAY**
Co-directeur de thèse : **Boris DEWITTE**

JURY :

Claire PERIGAUD	*Jet Propulsion Laboratory, CalTech*	Rapporteur
Jean-Philippe BOULANGER	*IRD, Buenos Aires*	Rapporteur
Robert DELMAS	*Université Toulouse III*	Examinateur
Serge PLANTON	*Météo France, CNRM*	Examinateur
Joël PICAUT	*IRD, LEGOS*	Invité

Travaux effectués au CERFACS
Centre Européen de Recherche et de Formation Avancées en Calcul Scientifique,
42, avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse-Cedex, France

UNIVERSITÉ PAUL SABATIER - TOULOUSE III
Ecole doctorale "Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace"
U.F.R. Physique Chimie Automatique

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Spécialité : **Physique du climat : interactions océan-atmosphère**

présentée et soutenue
par

Carole CIBOT

le 8 juillet 2004

Variabilité décennale dans le Pacifique tropical et modulation basse fréquence de l'activité ENSO

Directeur de thèse : **Laurent TERRAY**
Co-directeur de thèse : **Boris DEWITTE**

JURY :

Claire PERIGAUD	*Jet Propulsion Laboratory, CalTech*	Rapporteur
Jean-Philippe BOULANGER	*IRD, Buenos Aires*	Rapporteur
Robert DELMAS	*Université Toulouse III*	Examinateur
Serge PLANTON	*Météo France, CNRM*	Examinateur
Joël PICAUT	*IRD, LEGOS*	Invité

Travaux effectués au CERFACS
Centre Européen de Recherche et de Formation Avancées en Calcul Scientifique,
42, avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse-Cedex, France

Remerciements

Cette thèse a été effectuée dans le cadre d'une formation complémentaire par la recherche. Je remercie les membres du jury de la commission d'évaluation des chercheurs ainsi que le directeur du CNRM, Daniel Cariolle puis son successeur Eric Brun, de m'avoir permis de mener ce travail à son terme.

Les deux premières personnes que je tiens à remercier tout particulièrement sont mes deux directeurs de thèse, Boris Dewitte et Laurent Terray.

Merci Boris pour avoir été à l'origine de ce projet de thèse, après avoir dans un premier temps encadré mon stage de fin d'études. Pendant ces trois années j'ai toujours pu compter sur ton soutien et ton aide. Même depuis l'autre côté du globe, tu as trouvé le temps de t'impliquer dans mon travail, et ta collaboration a été précieuse pour cette thèse. Dommage que je n'ai finalement pu passer plus de temps dans ce coin paradisiaque où tu as pu affiner ta pratique du kyte...

Merci Laurent pour avoir accepté de prendre le relais après mon stage de fin d'étude et m'avoir encadrée pendant trois ans. En tant que spécialiste de l'Atlantique et de la NAO, rien ne t'obligeait à encadrer une thèse sur El Niño et le Pacifique. Tu as été là lorsqu'il le fallait et ta rigueur, ton calme (notamment face à mon habitude désastreuse de faire les choses au dernier moment) et ta confiance en mon travail m'ont beaucoup aidée. Enfin, c'était sympa (je ne sais pas qui remercier pour ça) de ne pas avoir rejoint prématurément le paradis des escaladeurs inconscients de cascades de glace !

Je remercie ensuite tous les membres de mon jury. Merci aux deux rapporteurs, Claire Périgaud et Jean-Philippe Boulanger. Merci à toi Claire pour avoir montré, par la lecture minutieuse de mon manuscript, autant d'intérêt et d'enthousiasme pour mon travail. On (je ne citerai pas de noms) m'avait fait peur en me disant "tu verras Claire va te poser des questions horribles auxquelles tu ne pourras pas répondre". Mais pas du tout, ta sympathie le jour de la soutenance m'a au contraire beaucoup aidée et énormément remonté le moral alors que j'avais plutôt tendance à me demander "à quoi peut bien servir d'avoir fait tout ça parce que personne ne lira jamais ce foutu manuscript, etc, etc"... Merci Jean-Philippe pour avoir, en tant que "parrain de thèse", soutenu pendant trois années mon travail avec toujours beaucoup de gentillesse. Je remercie également Joël Picaut, pour l'attention qu'il a porté à mon travail, sa gentillesse et ses conseils précieux. Merci enfin à Serge Planton et Robert Delmas qui a accepté de présider ce jury de thèse.

Je remercie également Yves Tourre pour sa collaboration à cette thèse.

J'ai eu la chance d'effectuer cette thèse au CERFACS, au sein de l'équipe "Global Change and Climate Modelling". Merci à Olivier Thual, chef de l'équipe ainsi qu'à Jean-Claude André, directeur du CERFACS qui n'a pas hésité à me soutenir pour que je puisse terminer cette thèse. Mon moral a énormément profité de l'ambiance à la fois chaleureuse et délurée qui règne dans ces locaux ! Merci donc à toutes les personnes que j'ai pu cotoyer, à toute l'équipe "glo" ainsi qu'à l'équipe MERCATOR qui, par leur bonne humeur et l'organisation de pots multiples et variés, ont fait que cet endroit est heureusement tout sauf une enfilade de bureaux avec portes fermées et locataires ne s'adressant pas la parole de la journée.

Je remercie Marie d'avoir partagé son bureau avec moi durant sa dernière année de thèse, et Arnaud qui l'a ensuite remplacée. Un grand grand merci à Eric Maisonnave, qui par sa gentillesse, ses compétences épatantes, et sa serviabilité à toute épreuve m'a sorti plus d'une fois (énormément de fois en réalité) des affres de la programmation. Sans oublier que c'est lui qui a mis en place le couplage ARPEGE-ORCALIM sur lequel j'ai travallé. Merci Eric pour ton amitié pendant ces trois ans. Merci pour leur soutien scientifique à Sophie Valcke, Anthony Weaver et Philippe Rogel. Et bien sûr Damien, Sophie, Claire, et tous les nouveaux venus que je ne citerai pas de peur d'oublier quelqu'un. Chapeau bas à toute l'équipe CSG, Isabelle, Patrick, Fabrice, Gérard qui ne se sont jamais moqué de mes imcompétences flagrantes en matière d'informatique et m'ont toujours dépannée en un temps record. Merci enfin à Nathalie, Isa, Chantal, Nicole, Brigitte, Michèle et Jenny.

Je remercie également pour leur gentillesse toutes les personnes du LEGOS que j'ai cotoyées, et merci en particulier à Christophe Maes, Thierry Delcroix, Yves du Penhoat, Serena, qui ont accepté la tâche pénible d'assister à l'une de mes répétitions de soutenance. Merci aux amis du LEGOS et du DEA, Sophie, Kenshi, Andres, Gaëtan, Gaël, Cécile, Jennifer, François, Sarah.

Sur la météopole, j'adresse un grand merci à Sophie Belamari (merci pour ton dépannage de dernière minute) et aux amis, Anne, Nico, Max, Claire, Bernard, Frédérick, Magali.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont fait l'effort de venir me soutenir l'après-midi du 8 juillet et partager un peu de gâteau creusois...

Pour finir, il y en a qui remercient leur poisson rouge pour leur avoir tenu compagnie, donc il n'y a pas de raison que je ne fasse pas un petit coucou à Junkie, dont la truffe enneigée sur mon écran réussissait à m'arracher des sourires dans les pires moments de rédaction ! Et puis bien sûr un grand merci à mon entourage (mon amoureux en particulier) pour avoir supporté mon stress et ma mauvaise humeur pendant ces looooooonnnnnnngs mois de pénible rédaction.

Table des matières

Résumé

El Niño Southern Oscillation (ENSO), phénomène climatique majeur à l'échelle de la planète ayant pour siège le Pacifique tropical, oscille dans des périodes caractéristiques comprises entre 3 et 7 ans. Son intensité s'avère de plus modulée à basse fréquence, à des échelles de temps décennales à interdécennales. Cette thèse se propose d'étudier, à l'aide d'un modèle couplé global de circulation générale (ORCALIM-ARPEGE), la variabilité décennale du Pacifique tropical et son lien avec la modulation basse fréquence de l'activité ENSO.

Les biais de l'état moyen et du cycle saisonnier du modèle sont identifiés pour ensuite évaluer en fonction de la réalité les caractéristiques de la variabilité simulée. L'état moyen est plus froid en surface de 1 à 2°C par rapport aux observations, surtout dans l'ouest où la thermocline est trop proche de la surface, induisant un gradient zonal de SST trop faible. Hors équateur, les alizés sont trop intenses et s'étendent trop vers l'ouest. Les autres biais sont communs à la plupart des modèles couplés : la simulation d'une double ITCZ, une trop large extension zonale de la langue d'eau froide, un upwelling côtier mal reproduit et une thermocline trop diffuse. La variabilité interannuelle simulée par le modèle est néanmoins réaliste, avec la simulation d'événements chauds El Niño et froids La Niña, malgré une structure spatiale en SST d'extension méridienne réduite et d'extension zonale à l'inverse trop importante. Le mode quasi-biennal est surestimé, avec des ENSO de période dominante de 2-3 ans au lieu de 2-7 ans et de trop grande amplitude. Malgré ces biais, le modèle reproduit le fait que les épisodes El Niño et La Niña sont verrouillés sur le cycle saisonnier. De plus, le comportement de la thermocline durant les événements ENSO est comparable à celui observé, suggérant la présence dans le modèle du mécanisme de recharge-décharge récemment proposé pour expliquer la nature oscillante d'ENSO.

La structure verticale est étudiée via une décomposition en modes baroclines verticaux, révélant une contribution importante des modes d'ordre élevé sur lesquels se projette la variabilité basse fréquence. Ce résultat est cependant incohérent avec la simulation d'événements ENSO à des périodes de 2-3 ans. Il s'avère que la surestimation du mode biennal dans le modèle est en fait liée aux caractéristiques du cycle saisonnier, qui fournissent les conditions au développement d'un mode de période 8 mois interagissant avec le mode ENSO. Ce mode "rapide" source d'apériodicité est un mode de bassin couplé, associé aux anomalies d'advection zonale dans l'ouest du Pacifique équatorial.

La variabilité décennale est ensuite étudiée. Elle se caractérise par un maximum de variabilité de la température de subsurface (Tsub) dans le sud-ouest du Pacifique tropical

(~ 7°S), liée à des anomalies de pompage d'Ekman locales, elle-même induites par des anomalies de SST de type ENSO dans l'est du Pacifique tropical. Les anomalies de Tsub ne semblent pas liées à une propagation isopycnale depuis la zone de subduction sud-est, mais uniquement aux anomalies adiabatiques de profondeur de la thermocline dues au forçage local en vent. Un mode décennal similaire a été très récemment documenté à partir de données observées, validant la présence de ce mode dans le modèle. Nous traitons ensuite de la relation liant ce mode décennal tropical et la modulation basse fréquence du mode ENSO. Les résultats remettent en cause l'hypothèse communément admise selon laquelle les modulations basse fréquence d'ENSO sont dues aux fluctuations décennales des caractéristiques de l'état moyen.

L'utilisation d'un modèle de complexité intermédiaire en anomalies nous permet de déterminer les impacts du mode décennal sur la dynamique équatoriale. Les paramètres liés à la structure verticale sont modulés à basse fréquence et donc susceptibles d'avoir un impact sur la variabilité ENSO. Cependant, le forçage décennal du modèle linéaire via les variations de ces paramètres ne conduit pas à une modulation d'ENSO significative, semblant indiquer que ce ne sont effectivement pas les variations basse fréquence de l'état moyen qui modulent ENSO à des échelles de temps décennales dans cette simulation.

Introduction

Le Pacifique tropical est le siège d'une des plus importantes sources de variabilité du système climatique : le phénomène ENSO (El Niño Southern Oscillation, Philander 1990), oscillant entre un état qualifié de chaud (El Niño) et un état qualifié de froid ou normal (La Niña). Il représente la deuxième plus grande influence météorologique du climat mondial, après le cycle de réchauffement et de refroidissement dû aux saisons, et se caractérise par un couplage complexe entre l'océan et l'atmosphère. Ses conséquences se font sentir sur presque toute la surface du globe, et peuvent se révéler catastrophiques, comme dans le cas très médiatique du El Niño de 1997-1998, qui a provoqué des pluies torrentielles et des inondations sur la côte ouest des deux continents américains (Pérou, Equateur, Chili et Californie) et des sécheresses exceptionnelles provoquant des feux de forêts en Indonésie et en Papouasie-Nouvelle-Guinée.

Durant les vingt dernières années, des progrès remarquables ont permis d'améliorer les systèmes de mesure, la modélisation et la compréhension du phénomène El Niño. Malgré tout, les mécanismes en jeu sont loin d'être entièrement élucidés, limitant les possibilité de prévision. Il est généralement admis qu'ENSO est un phénomène quasi-cyclique, variant à des périodes comprises entre 3 et 7 ans. Cependant, comme beaucoup de phénomènes climatiques, il évolue sur une très large gamme d'échelles de temps impliquant la présence de mécanismes complexes d'interaction d'échelles. Les observations montrent que les événements El Niño et La Niña ont une amplitude et des caractéristiques spatiales variables suivant les périodes considérées. Par exemple, la signature en température de surface de la mer depuis le changement climatique de 1976-77 est différente de celle du début du siècle. De 1900 à 1977, les anomalies positives de températures avaient tendance à se développer dans l'est du Pacifique tropical puis à progresser vers l'ouest. Or cette évolution s'est inversée au cours des trente dernières années.

L'existence d'une modulation d'ENSO à des échelles de temps comprises entre 10 et 25 ans semble avérée. Il est par conséquent indispensable d'intégrer les caractéristiques basse fréquence du phénomène pour avoir une chance de le prévoir et de prévenir ses manifestations les plus intenses, comme celles de ces vingt dernières années qui se sont révélées catastrophiques pour certains pays, aussi bien sur le plan humain qu'économique. C'est l'un des aspects limitant pour l'instant les différents modèles de prévision, car ils peuvent difficilement le prendre en compte. Alors que les théories expliquant le comportement d'ENSO à l'échelle interannuelle s'affinent peu à peu, celles cherchant à expliquer ses variations basse fréquence sont extrêmement nombreuses et toutes aussi plausibles que difficiles à vérifier par manque de données. Pour compliquer le problème, le Pacifique tropical est relié aux latitudes plus élevées via des interactions océaniques et atmosphériques. Or beaucoup de modèles dynamiques de prévision d'ENSO sont des modèles couplés "simplifiés", considérant le Pacifique tropical comme une boîte isolée.

Un autre enjeu motivant l'étude de la variabilité basse fréquence d'ENSO est lié au réchauffement climatique des cinquante dernières années attribué aux activités humaines. Il pourrait avoir un impact sur les événements El Niño, notamment en augmentant leur fréquence ou leur intensité. Les scénarios résultant de l'augmentation des gaz à effet de serre sont cependant tous différents les uns des autres, un même modèle pouvant d'ailleurs donner des résultats très variés suivant sa configuration (Collins 2000). L'une des problématiques est d'évaler le rôle du forçage d'origine anthropique sur la variabilité naturelle basse fréquence du climat, en particulier celle d'ENSO. Il est par conséquent nécessaire de caractériser cette modulation basse fréquence du phénomène ENSO pour la prendre en compte dans les scénarios déterminant l'impact des gaz à effet de serre sur le climat futur, dont les enjeux socio-économiques sont également indiscutables.

L'objectif de cette thèse est d'identifier et de caractériser la variabilité décennale à interdécennale du Pacifique tropical, d'expliciter les mécanismes impliqués, puis de la relier à la variabilité interannuelle (ENSO) et ses modulations basse fréquence.

Les données observées ne couvrant pas une période assez longue et étant trop éparses, cette étude est basée sur l'étude de la simulation de 200 ans d'un modèle global de circulation générale couplé océan-atmosphère. Nous utilisons en complément un modèle couplé linéaire permettant de mener des expériences de sensibilité pour explorer le lien entre les caractéristiques de la dynamique équatoriale et la variabilité interannuelle et décennale.

Ce manuscript est structuré en trois chapitres :

Le premier chapitre présente dans un premier temps les caractéristiques climatiques générales du Pacifique tropical sur lesquelles se greffent les événements El Niño. Un aperçu des principales théories expliquant la nature oscillatoire d'ENSO à l'échelle interannuelle est ensuite présentée, avant une revue (non exhaustive !) de la plupart des processus proposés pour expliquer la variabilité basse fréquence. Ils s'avèrent très nombreux et variés : ils peuvent être d'origine tropicale ou extra-tropicale, impliquer l'océan, l'atmosphère ou l'interaction entre les deux, et peuvent impliquer un forçage stochastique ou s'appuyer sur des phénoènes non-linéaires.

Le second chapitre décrit le modèle couplé utilisé (ORCALIM-ARPEGE) puis caractérise son état moyen et son cycle saisonnier par rapport aux observations. La variabilité interannuelle simulée par le modèle est ensuite décrite et évaluée. Cette phase de validation est nécessaire pour pouvoir interpréter les variations plus basse fréquence en fonction des biais présents dans le modèle.

Le troisième chapitre est dédié à l'étude de la variabilité basse fréquence tropicale. Le modèle simule un mode décennal relativement réaliste dont les caractéristiques et les mécanismes sont explorés. Les fluctuations décennales à interdécennales des conditions moyennes du Pacifique tropical étant étroitement liées aux modulations basse fréquence du phénomène ENSO, nous essayons de déterminer la relation de phase entre les deux dans le modèle.

Enfin la conclusion rappelle les principaux résultats et les limitations de l'étude, avant d'esquisser en perspectives quelques pistes à explorer.

Chapitre 1

Le Pacifique tropical : siège du phénomène El Niño

1.1 Conditions moyennes et variabilité du Pacifique

L'océan Pacifique représente plus de 70% de la surface du globe et cette immense étendue d'eau reste en grande partie méconnue. Bien que les progrès apportés par les mesures satellitaires permettent de connaître avec précision les conditions de surface (hauteur de la mer, température et vitesse des courants de surface), les conditions de subsurface sont beaucoup plus difficiles à observer. Les mesures océaniques (température, salinité, ...) sont récoltées principalement le long des sillages des navires marchands, par bouées dérivantes, ou lors de rares campagnes de mesure. Les navires faisant route dans le Pacifique Sud étant peu nombreux, les observations de subsurface y sont par conséquent quasi-inexistantes.

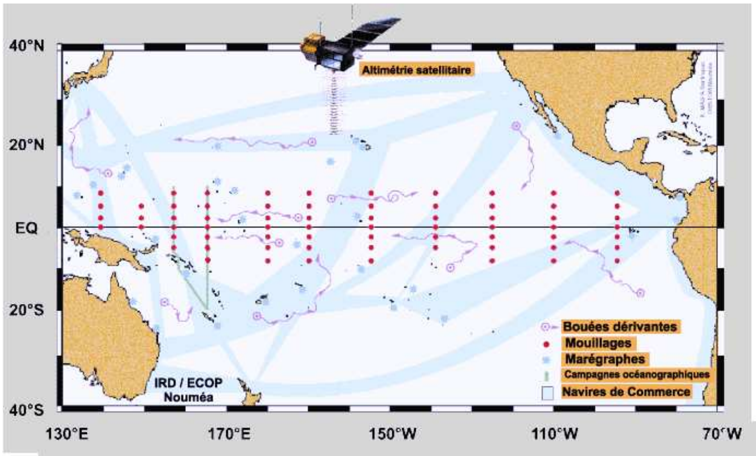


Fig. 1.1: Réseau de mesures TOGA

Malgré tout, ces vingt dernières années ont vu la mise en place du programme TOGA (Tropical Ocean-Global Atmosphere) qui consiste en un système relativement complet de mesures du Pacifique tropical (Fig. 1.1). Il est basé sur le réseau TAO (Tropical Atmosphere Ocean), constitué de 70 bouées ancrées couvrant le Pacifique équatorial entre 8°S et 8°N, mesurant les conditions atmosphériques de surface et les conditions océaniques de surface et subsurface jusqu'à 500m. Ce système de mesures a considérablement amélioré la connaissance du Pacifique tropical et permis de réels progrès dans la compréhension d'El Niño .

Avant de détailler le déroulement d'un événement El Niño, il est nécessaire d'avoir en tête les grandes structures océaniques et atmosphériques du Pacifique, et de connaître quelques notions de base. C'est ce qui va faire l'objet de la partie suivante.

1.1.1 Quelques notions essentielles

a. Conditions de surface

Le globe se caractérise par de grandes structures de circulation de surface couplées océan-atmosphère, induites par la différence de bilan radiatif solaire entre l'équateur et les pôles, et la force de Coriolis associée à la rotation de la Terre.

Dans le Pacifique, la circulation océanique est dominée par les gyres subtropicaux, de larges systèmes circulaires centrés approximativement à 30°N et 30°S. Les courants tournent dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère Nord et dans le sens inverse dans l'hémisphère Sud (Fig. 1.2). Les gyres sont séparés à l'équateur par le contre-courant équatorial nord, portant vers l'est. Le gyre subtropical nord est entre autres constitué du courant équatorial nord au sud (portant vers l'ouest) et du courant du Kuroshio à l'ouest (portant vers le nord). Le gyre sud se caractérise par le courant équatorial sud au nord (portant vers l'ouest) et le courant du Pérou à l'est (portant vers le nord).

Aux gyres correspondent des structures atmosphériques équivalentes, avec des vents tournant dans le même sens que les courants. Ce sont donc des systèmes anticycloniques,

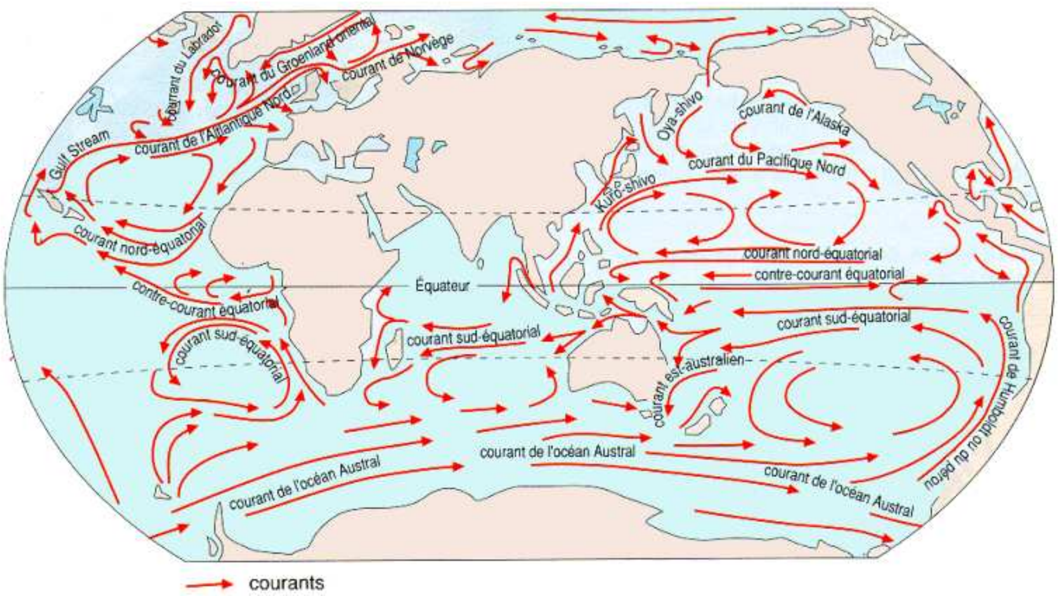


FIG. 1.2: Courants moyens.

associés à des zones de haute pression. Ces circulations anticycloniques sont encadrées par les alizés dans les tropiques (vents d'est situés à 15°N et 15°S) et les vents d'ouest aux moyennes latitudes.

Cette circulation couplée océan-atmosphère est de plus associée à des variations de hauteur de la mer. En effet, l'action du vent en surface induit un transport moyen de l'eau (dérive d'Ekman) dirigé vers la droite de la direction du vent dans l'hémisphère Nord, vers la gauche dans l'hémisphère Sud (Fig. 1.3). La circulation atmosphérique associée aux gyres subtropicaux induit donc une convergence des eaux de surface, provoquant une accumulation d'eau, et donc une augmentation du niveau de la mer au centre du gyre associée à une plongée des eaux (downwelling).

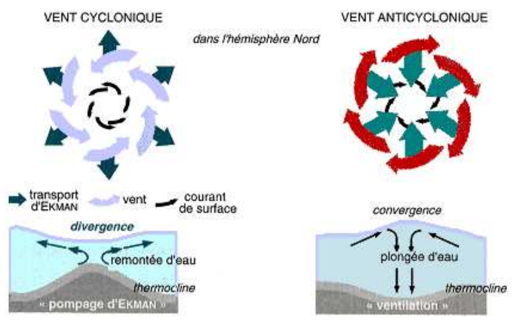


FIG. 1.3: Relation entre les vents moyens, le transport d'Ekman et la hauteur de la mer dans l'hémisphère Nord.

Séparant les deux hémisphères, les tropiques se caractérisent par la présence de la zone de convergence intertropicale (ZCIT, ou ITCZ en anglais), encore appelée équateur météorologique. De faible extension méridienne, elle fait le tour du globe. C'est la zone de rencontre des alizés, associée à de la convection nuageuse profonde et de fortes pluies. Elle est caractérisée par un minimum de convergence et de vitesse des vents. Elle est située aux alentours de 10°N, mais sa position est soumise aux variations saisonnières du régime des alizés. Elle se trouve ainsi au voisinage de l'équateur au printemps boréal lorsque les alizés du nord-est sont les plus intenses, et vers 12°N en automne boréal lorsque ce sont les alizés du sud-est les plus intenses (Fig. 1.4.a et b).

Une autre zone de convection caractérise le Pacifique tropical : la zone de convergence du Pacifique Sud (ZCPS), située à l'ouest du bassin vers 170°E, au sud de l'équateur (Fig. 1.4), correspondant aussi à un minimum de convergence et de vitesse des vents. Elle est directement associée à une zone d'eaux chaudes appelée “warm pool” (réservoir d'eaux chaudes), habituellement définie par des températures supérieures à 28°C (Fig. 1.4.c et d). A l'inverse, située dans le sud-est du bassin et s'étendant le long de l'équateur, la “cold tongue” (langue d'eau froide) correspond à des eaux de surface froides. Elle est générée par l'upwelling équatorial et l'upwelling côtier le long des côtes péruviennes, provoquant, sous l'effet conjugué des vents de surface et de la dérive d'Ekman, une remontée des eaux froides du fond vers la surface. Les variations saisonnières de la ZCPS, tout comme celles de la ZCIT, sont étroitement corrélées aux variations des températures de surface. Ainsi durant le printemps boréal, la ZCPS s'étend vers l'est, permettant un réchauffement du Pacifique Sud (Fig. 1.4.c). En parallèle, l'affaiblissement de l'upwelling équatorial induit des eaux de surfaces plus chaudes au large des côtes d'Amérique du Sud. Par contre, durant l'automne boréal, la "warm pool" a une position nord, et le Pacifique tropical est sous l'influence de conditions froides renforcées par l'upwelling côtier (Fig. 1.4.d).

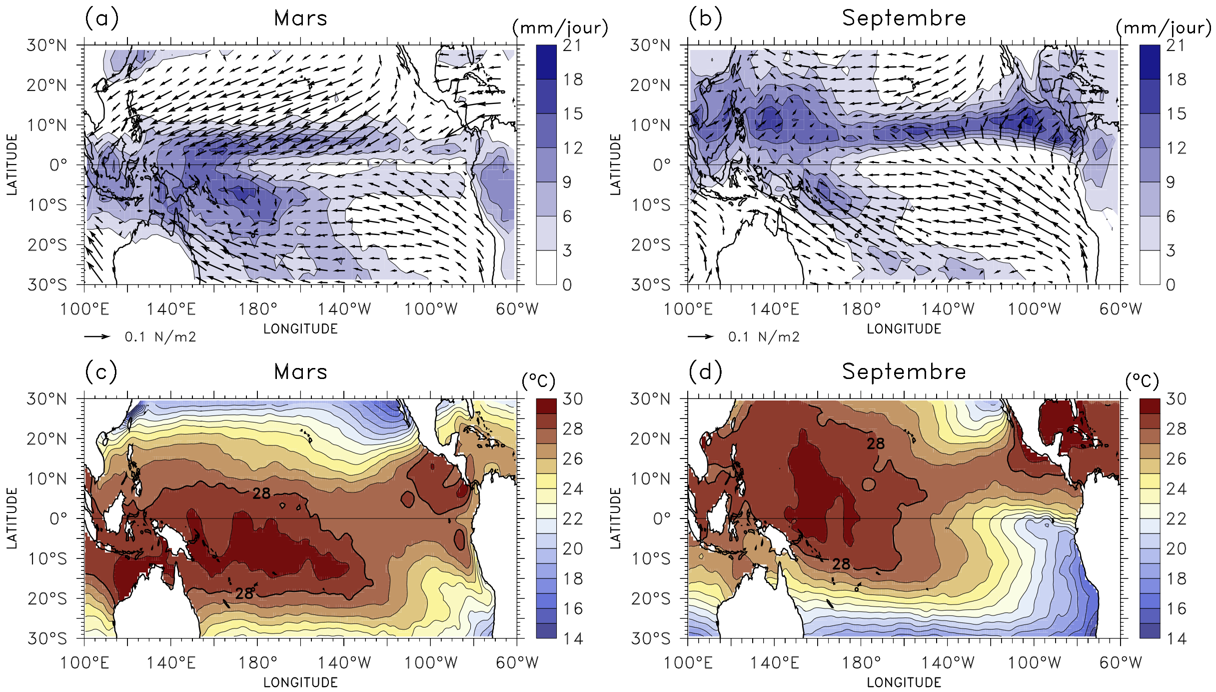


FIG. 1.4: Précipitations (couleurs, données du CPC) et tension de vent (vecteurs, donnés ERS 1-2) aux mois de (a) mars et (b) septembre. Température de surface (données HadISST) aux mois de (c) mars et (d) septembre.

La différence de température entre l'ouest et l'est du bassin, associée à une différence en pression, génère une boucle zonale de circulation atmosphérique, appelée cellule de Walker (Fig. 1.5). L'air chaud et humide s'élève par convection au-dessus de la "warm pool" à l'ouest, perd sa chaleur et son humidité et est entrainé en altitude vers l'est du bassin où il redescend par subsidence, puis recircule vers l'ouest en surface via les alizés.

FIG. 1.5: Cellule de Walker.

b. Conditions de subsurface et courants

La subsurface est caractérisée par la présence de la thermocline, zone de fort gradient vertical de température, séparant les eaux chaudes de surface et les eaux froides plus profondes (Fig. 1.6). Le long de l'équateur, elle est proche de la surface dans l'est ($\sim$ 50m) et plus profonde à l'ouest ($\sim$ 150m). Ses variations de profondeur contrôlent la variabilité des couches de surface et les ajustements dynamiques entre l'océan et l'atmosphère. Elle est souvent représentée par la profondeur de l'isotherme 20°C.

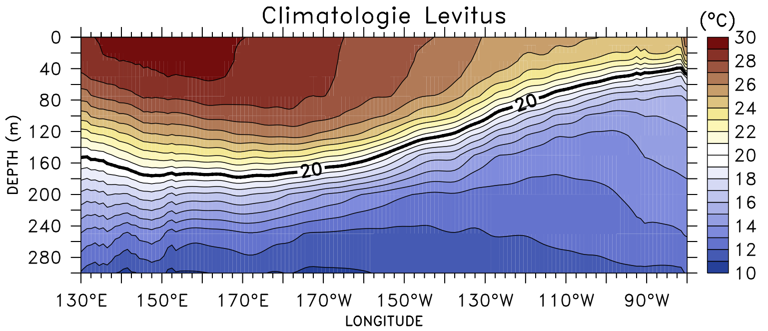


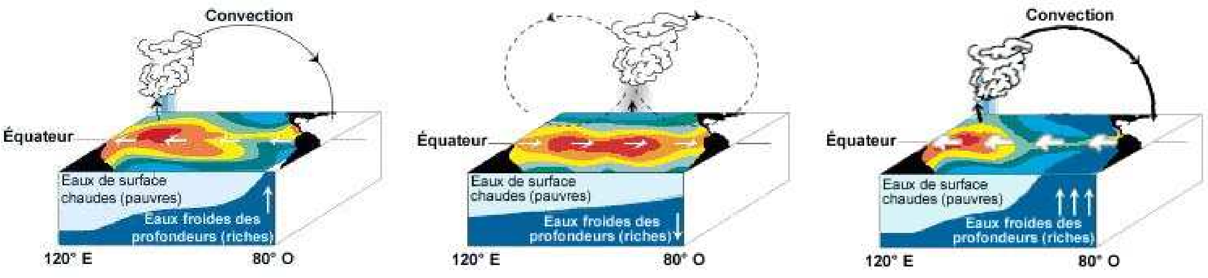
FIG. 1.6: Température moyenne le long de l'équateur (5°S-5°N), d'après la climatologie Levitus (Antonov *et al.* 1998).

En complément des courants équatoriaux nord et sud, marquant la limite avec les gyres subtropicaux, et du contre-courant équatorial nord qui porte à l'est, le Pacifique équatorial se caractérise par la présence d'un courant de subsurface le long de l'équateur : le sous-courant équatorial. Situé entre 100 et 300 m de profondeur, il est dirigé vers l'est, s'opposant aux alizés. Il est peu étendu en latitude, mais est présent tout le long de l'équateur. C'est un courant intense qui peut dépasser 1.5 m.s^{-1} dans la partie ouest du bassin. En redistribuant les eaux de subsurface entre l'ouest et l'est, il joue un rôle prépondérant pour la variabilité à l'équateur. Comme il est dépendant des conditions atmosphériques et océaniques off-équatoriales, il peut disparaître complètement lors d'intenses épisodes El Niño.

1.1.2 Qu'est-ce que El Niño ?

Le phénomène tient son nom des pêcheurs péruviens (El Niño fait référence à l'Enfant Jésus en espagnol), qui l'avaient surnommé ainsi à cause du courant chaud venant du nord qui apparaît au mois de décembre et disparaît au bout de quelques semaines. Tous les trois à sept ans ce phénomène est accentué, le courant froid du Pérou ne se rétablit pas, les eaux restent anormalement chaudes et la situation peut devenir catastrophique. La disparition des eaux froides riches en plancton provoque la raréfaction des bancs de poisson, et de fortes pluies donnant lieu à des inondations. A l'inverse l'ouest du bassin est soumis à des sécheresses.

En situation normale (Fig. 1.7.a), les alizés entrainent un upwelling le long des côtes du Pérou et de l'équateur, provoquant une remontée d'eaux froides profondes et de la thermocline, qui se trouve alors proche de la surface. La langue d'eau froide s'étend vers l'ouest le long de l'équateur et la "warm pool", associée à une activité convective intense, se trouve repoussée à l'ouest du bassin par les alizés. La circulation zonale de Walker est alors en place. En période El Niño (Fig. 1.7.b), le relachement des alizés est associe



(a) Conditions normales **(b) Conditions El Niño** **(c) Conditions La Niña**

FIG. 1.7: Caractéristiques du Pacifique équatorial lors de conditions (a) normales, (b) El Niño et (c) La Niña.

à une extension vers l'est de la "warm pool". L'upwelling équatorial et côtier s'affaiblit (voire disparaît), induisant une plongée de la thermocline et un réchauffement des eaux de surface à l'est. Le déplacement des eaux chaudes vers l'est est associé au déplacement de la zone de convection et de la cellule de Walker. Ces anomalies expliquent ainsi une sécheresse à l'ouest et de fortes précipitations à l'est.

Les Niños peuvent être suivis d'épisodes froids, appelés La Niña, correspondant à des conditions froides dans le Pacifique central (Fig. 1.7.c). Ils sont considérés comme un renforcement des conditions normales, avec une intensification et une extension jusque dans le centre du bassin des alizés, et une langue d'eau froide équatoriale qui pénètre plus à l'ouest (plus étendue dans le centre du bassin).

En période El Niño, comme pendant La Niña, on observe des impacts climatiques sur la presque totalité du globe. La majorité d'entre eux se trouvent dans la ceinture intertropicale, mais il en existe aussi aux latitudes tempérées (Fig. 1.8). Les enjeux concernant la prévision d'El Niño sont donc extrêmement importants en termes de variabilité du climat au niveau mondial.

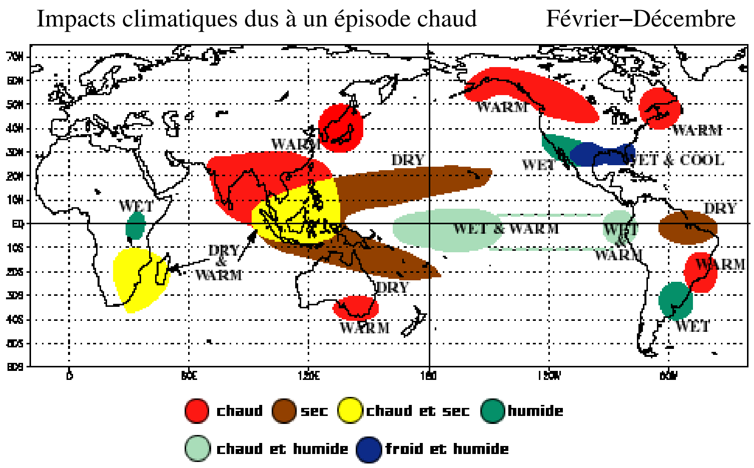


FIG. 1.8: Impacts climatiques d'El Niño pendant le pic de l'événement.

1.2 El Niño

1.2.1 L'oscillation australe et El Niño

C'est en étudiant l'intensité de la mousson indienne dans les années 1920, que le scientifique britannique Sir Gilbert Walker (Fig. 1.9) posa les premiers éléments utiles à la compréhension d'El Niño .

En étudiant les données atmosphériques à sa disposition, il mit en évidence une corrélation remarquable entre les relevés barométriques de l'est et de l'ouest du Pacifique. Il remarqua que la pression au niveau de la mer dans le Pacifique Sud oscillait entre deux états distincts : lorsque la pression augmentait dans l'ouest, elle diminuait à l'est et inversement (Walker 1928), induisant un mouvement longitudinal de "bascule" atmosphérique autour d'un état dit "normal". Il désigna ce phénomène par le terme d'"Oscillation Australe" (OA). Cette oscillation est remarquable du fait qu'elle est de très grande échelle : elle couvre toute la largeur du bassin pacifique. Sa période est interannuelle.

Fig. 1.9: Sir Gilbert Walker.

Pour mesurer l'intensité de l'OA, Walker définit alors l'Indice de l'Oscillation Australe (SOI, pour Southern Oscillation Index), mesurant la différence de pression entre Tahiti (Polynésie française) et Darwin (nord de l'Australie), qui s'avèrent être les deux “centres” de l'oscillation (Fig. 1.10).

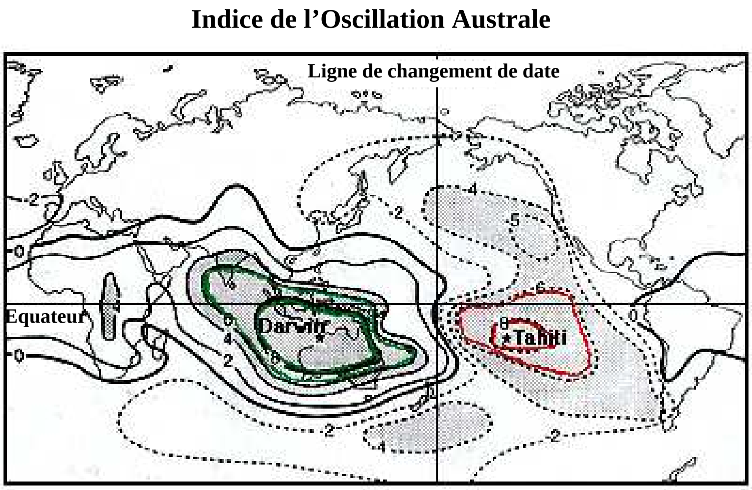


Fig. 1.10: Répartition du coefficient de corrélation de la pression de surface entre Darwin et le reste du globe. On remarque une corrélation négative maximale à Tahiti.

Le SOI est positif en situation normale, et négatif lorsque la différence de pression entre Tahiti et Darwin est inférieure à la normale (Fig. 1.11) :

- *Phase positive (situation normale)* : la pression est élevée dans l'est du bassin et faible à l'ouest. Le gradient zonal de pression induit une circulation atmosphérique en surface d'est en ouest, donc des alizés importants.
- *Phase négative* : la différence de pression entre l'est et l'ouest du bassin s'atténue (elle peut même s'inverser), affaiblissant les alizés de surface. Ils disparaissent même complètement dans le centre du bassin.

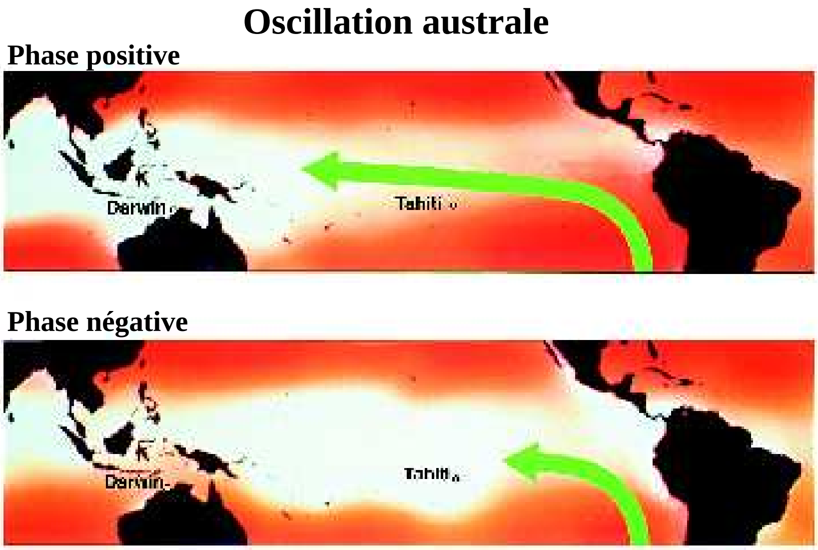


Fig. 1.11: Pression de surface dans le Pacifique tropical. La figure du haut représente une phase positive (novembre 1988), celle du bas une phase négative (novembre 1982). Les faibles pressions sont en blanc, les hautes en rouge. La flèche verte simule le flux d'air à l'interface air-mer induit par le gradient de pression est-ouest.

Ce n'est pourtant que dans les années 1960 que les scientifiques, dont Jacob Bjerknes (1969, Fig. 1.12), relièrent pour la première fois l'oscillation australe de pression au phénomène El Niño.

Fig. 1.12: Jacob Bjerknes

El Niño désignait alors le courant côtier chaud qui apparaissait le long des côtes du Chili et Pérou aux environs du mois de décembre. Tous les deux à sept ans, le phénomène était amplifié, apportant des pluies inhabituelles mais aussi la disparition temporaire des bancs de poissons dans les zones de pêche. Bjerknes remarqua que les phases négatives du SOI étaient associées à ces conditions anormalement chaudes dans l'est du Pacifique équatorial, à l'affaiblissement des alizés et aux fortes précipitations, ce qui lui permit de faire le lien avec El Niño. Il découvrit ainsi qu'El Niño n'était pas un phénomène local confiné le long des côtes du Pérou, mais la manifestation d'une oscillation affectant l'océan et l'atmosphère sur l'ensemble du Pacifique tropical.

Ces résultats, fondateurs dans la compréhension d'El Niño, ont conduit pour la première fois à le considérer comme un phénomène *couplé* entre l'océan et l'atmosphère. El Niño est maintenant le plus souvent désigné par l'acronyme ENSO, pour "El Niño Southern Oscillation", signifiant "Oscillation Australe El Niño" (Rasmusson and Carpenter 1982).

La relation entre l'OA et El Niño est telle qu'ils sont anti-corrélés (Fig. 1.13), c'est-à-dire qu'une phase positive de l'OA est associée à une phase normale ou froide d'ENSO (La Niña), tandis qu'une phase négative de l'OA est associée à une phase chaude d'ENSO (El Niño). Les indices océaniques couramment utilisés pour représenter l'amplitude d'ENSO sont définis par l'évolution temporelle de la moyenne des anomalies de SST dans la région du Pacifique central Niño3.4 (170°W-120°W/5°N-5°S) ou du Pacifique Est Niño3 (150°W-90°W/5°N-5°S).

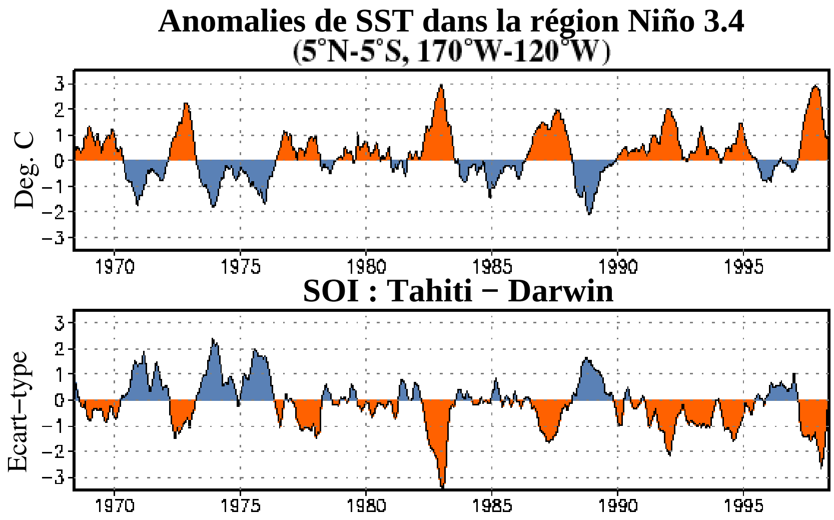


FIG. 1.13: Indices d'oscillation australe et Niño 3.4.

Il est de plus intéressant de noter que Bjerknes, lors de ses travaux sur le Pacifique tropical, est à l'origine de la définition de la cellule de Walker (Chap. 1.1, Fig. 1.5). Le réchauffement de l'est du Pacifique durant El Niño est associé à la formation de systèmes nuageux convectifs, donnant des précipitations. Pour expliquer ces variations de précipitations, il imagina une boucle de circulation d'air dans un plan vertical le long de l'équateur. L'intensité de cette circulation étant supposée varier avec l'oscillation australe, il l'appela circulation de Walker.

1.2.2 El Niño, comment ça marche ?

Bjerknes (1966, 1969), étant l'un des premiers à s'intéresser à la variabilité climatique du Pacifique tropical associée a ENSO, proposa un mécanisme permettant d'expliquer le réchauffement du Pacifique Est. Il a émis l'hypothèse qu'une rétroaction positive océan-atmosphère, impliquant la circulation de Walker, etait responsable du réchauffement de SST observé dans le centre et l'est du Pacifique équatorial lors des événements El Niño.

Si on considère une anomalie positive de SST dans l'est du Pacifique équatorial, le mécanisme de rétroaction positive qu'il a proposé agit comme suit :

↪ réduction du gradient zonal de SST
↪ affaiblissement de la circulation de Walker associée à un affaiblissement des alizés
↪ affaiblissement de l'upwelling
↪ renforcement des anomalies positives de SST

Cette rétroaction océan-atmosphère positive (ou instabilité couplée océan-atmosphère) conduit à un état chaud permanent. Elle fonctionne aussi dans le cas d'anomalies négatives de SST, conduisant alors à un état froid permanent. Bjerknes (1969) avait observé cette alternance de tendances chaudes et froides dans le Pacifique équatorial, mais la cause du renversement était alors inconnue. La rétroaction positive qu'il avait décrite ne permettait pas d'expliquer à elle seule la nature *oscillatoire* du phénomène El Niño. Il restait à résoudre le probleme suivant :

→ *qu'est-ce qui fait passer le Pacifique tropical d'un état chaud El Niño à un état froid (ou normal) La Niña, et vice-versa ?*

Il a fallu attendre les années 80, suite à l'événement intense de 1982-1983, pour que les scientifiques se réintéressent au phénomène, et cherchent à l'expliquer dans le but de le prévoir. Depuis, de très nombreuses études se sont attachées à mettre en évidence un processus de rétroaction négative, complétant la rétroaction positive de Bjernes et permettant le passage d'un état chaud à un état froid. Différentes théories se proposent ainsi d'expliquer la nature oscillatoire d'ENSO :

- L'oscillateur retardé (Suarez et Schopf 1988, Battisti et Hirst 1989) :
  cette théorie suppose que c'est la réflection d'ondes équatoriales de Rossby à la frontière ouest qui permet au système couplé d'osciller.
- L'oscillateur du Pacifique Ouest (Weisberg et Wang 1997) :
  il donne un rôle prépondérant aux vents équatoriaux dans le Pacifique Ouest, supposés fournir le mécanisme de rétroaction négative.
- Le mécanisme de recharge-décharge (Jin 1997) :
  il fait l'hypothèse que c'est la décharge puis recharge du contenu en chaleur équatorial qui permet au système couplé d'osciller.
- L'oscillateur advectif-réflectif (Picaut et al. 1997) :
  il met en valeur l'importance de l'advection zonale associée à la réflexion d'ondes aux frontières est et ouest.

a. Oscillateur retardé

Le modèle de l'oscillateur retardé, première théorie sur la nature oscillatoire d'ENSO, et celle ayant le plus de succès, a été proposé par Suarez et Schopf (1988) et Battisti et Hirst (1989). Ce modèle est basé sur la propagation puis la réflexion d'ondes équatoriales de Rossby et Kelvin.

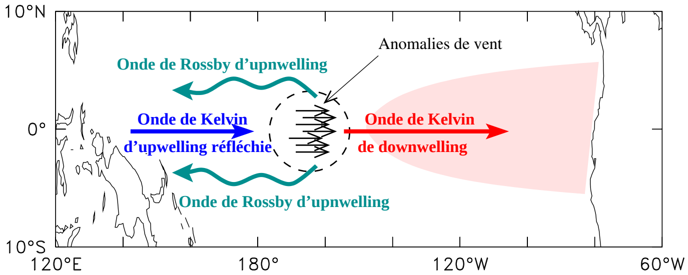


FIG. 1.14: Modèle de l'oscillateur retardé.

Les anomalies de vent d'ouest (affaiblissement des alizés) générées lors d'un événement chaud induisent dans le centre du bassin des ondes de Kelvin et de Rossby. Les ondes de Kelvin se propagent vers l'est et sont dites de downwelling (approfondissement de la thermocline et élévation du niveau de la mer, Fig. 1.14). L'approfondissement de la thermocline renforce alors le réchauffement du Pacifique Est (rétroaction positive). Les ondes de Rossby se propagent à l'opposé, vers l'ouest, et sont dites d'upwelling (remontée de la thermocline et baisse du niveau de la mer, Fig. 1.14). Elles se réfléchissent ensuite au bord ouest du Pacifique, sous la forme d'ondes de Kelvin d'upwelling, et se propagent vers l'est. En atteignant le centre et l'est du bassin, elles contrent l'effet de downwelling des ondes de Kelvin initiales forcées par le vent. Elles font remonter progressivement la thermocline, contribuant à réduire les anomalies positives de température. Elles permettent ainsi d'inverser le signe initial des anomalies de température dans l'est et le centre du Pacifique équatorial, fournissant des conditions favorables au démarrage d'un événement froid. Ce mécanisme permet d'introduire une rétroaction négative retardée, avec un délai correspond au temps de propagation des ondes.

Le modèle de l'oscillateur retardé peut être représenté par l'équation suivante, où T est l'anomalie de SST dans l'est du Pacifique équatorial, et a, b, η et ε sont des constantes modèle positives :

$$\frac{dT}{dt} = aT - bT(t-\eta) - \varepsilon T^3 \tag{1.1}$$

Le premier terme de l'équation aT représente la rétroaction positive océan-atmosphère de l'est du Pacifique. $bT(t-\eta)$ correspond à la rétroaction négative due à l'onde de Kelvin d'upwelling issue de la réflexion au bord ouest, avec un délai temporel η. Le troisième terme (cubique) est un terme d'amortissement, empêchant le système de laisser croître les anomalies de manière disproportionnée.

La réflexion des ondes de Rossby au bord ouest est cependant criticable. En effet la frontière ouest du bassin pacifique est loin d'être parfaite puisque constituée d'un grand nombre d'îles (archipel indonésien et Philippines). Malgré tout, la réflexion d'ondes au bord ouest a pu être observée, mais son rôle se limite plus vraisemblablement à la terminaison des événements (Mantua et Battisti 1994). De plus, il s'avère difficile de distinguer la part des ondes de Kelvin d'upwelling due à la reflexion au bord ouest et celle attribuée au vent (Boulanger *et al.* 2003).

b. Oscillateur du Pacifique Ouest

La théorie de l'oscillateur retardé ne prend en compte que les anomalies de SST et de vent dans l'est et le centre du Pacifique équatorial. Les observations montrent pourtant qu'elles sont accompagnées d'anomalies de signe opposé dans l'ouest du bassin (Rasmusson et Carpenter 1982, Wang *et al.* 1999a, Wang et Weisberg 2000). En s'appuyant sur ces observations, Weisberg et Wang (1997) ont donc développé un modèle conceptuel, qui contrairement au modèle d'oscillateur retardé, met en valeur le rôle des vents dans le Pacifique Ouest.

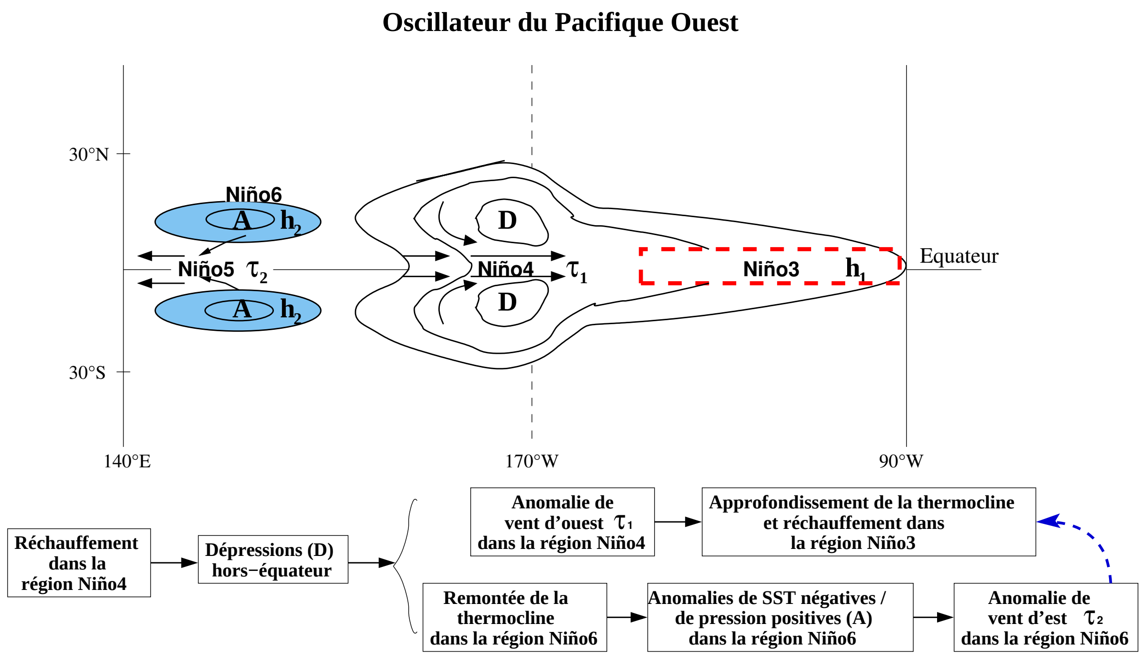


FIG. 1.15: Modèle du Pacifique Ouest, d'après Weisberg et Wang 1997.

Durant un événement chaud, les anomalies positives de SST qui se développent dans l'est et le centre du bassin sont associées, selon la théorie de Gill (1980), à une baisse de la pression au niveau de la mer de part et d'autre de l'équateur (D, Fig. 1.15). Des anomalies de vents d'ouest sont générées sur l'équateur, conduisant comme vu précédemment à l'approfondissement de la thermocline (h_1, Fig. 1.15) et au réchauffement de la SST dans l'est du Pacifique équatorial. Les anomalies négatives de pression vont quant à elles induire une remontée de la thermocline de part et d'autre de l'équateur par pompage d'Ekman (h_2, Fig. 1.15). Ces anomalies de thermocline se propagent vers l'ouest, conduisant à un refroidissement et une augmentation de pression hors équateur (A, Fig. 1.15). Ces anomalies positives de pression induisent alors des anomalies de vent d'est à l'équateur, qui vont générer une onde d'upwelling (donc de refroidissement) se propageant vers l'est et permettant de contrer le réchauffement initial.

Cette théorie s'affranchit donc de la réflexion d'ondes au bord ouest et suppose que ce sont des anomalies de vent d'est dans l'extrême ouest du bassin pacifique qui génèrent les ondes de Kelvin d'upwelling permettant la rétroaction négative. Bien que ce modèle repose sur une réponse atmosphérique de type Gill (1980) purement théorique, Wang et Weisberg (2000) montrent que le déclenchement et l'évolution de l'événement El Niño de 1997-98 peut s'expliquer en terme d'oscillateur du Pacifique Ouest. L'étude du Niño de 1997-98 par Boulanger *et al.* (2003) semble aussi confirmer cette théorie. Leurs résultats suggèrent que la contribution due au vent est largement dominante sur celle due à la réflexion au bord ouest pour la génération des ondes de Kelvin d'upwelling.

c. Oscillateur rechargé-déchargé

Dans la continuité des travaux de Bjerknes, Wyrtki (1975) avait proposé la théorie de recharge ("build-up" en anglais) du Pacifique Ouest. Elle repose sur le renforcement continu des alizés dans le centre du Pacifique les années précédant un événement chaud. La réponse océanique à ce forçage atmosphérique se traduit, via une intensification du courant équatorial sud, par une accumulation d'eaux chaudes dans la partie ouest du Pacifique et l'augmentation de la pente ouest-est du niveau de la mer. Un relâchement des alizés induit alors le "déversement" de ces eaux chaudes vers le centre du bassin sous la forme d'ondes de Kelvin. A la fin de l'événement chaud, ces eaux sont redistribuées vers des latitudes plus élevées, le long des côtes de l'Amérique du Sud notamment.

Cette théorie a l'avantage d'être simple, mais elle ne considère que le forçage de l'océan par l'atmosphère, sans rétroaction de l'océan. De plus, le renforcement des alizés nécessaire à l'accumulation d'eaux chaudes dans l'ouest n'est pas expliqué.

Suite à ces travaux, Jin (1997) a proposé un nouveau modèle de recharge-décharge du contenu thermique équatorial, s'effectuant non pas sous la forme d'ondes, mais par transport de Sverdrup. Cette théorie se base sur l'effet du vent sur la pente et la profondeur moyenne de la thermocline, fortement liée au contenu thermique de l'océan. Elle peut se représenter par quatre phases, impliquant successivement une boucle de rétroaction positive puis négative. Durant la phase chaude (Fig. 1.16.I), les anomalies de vent d'ouest créées induisent un approfondissement de la thermocline dans l'est et une remontée dans l'ouest du bassin, c'est-à-dire un "aplatissement" de la pente de la thermocline. Parallèlement, les anomalies de vent créent une divergence du transport de Sverdrup, induisant une décharge du contenu thermique équatorial associée à une remontée globale (moyennée zonalement) de la thermocline. Cette décharge du contenu thermique conduit à une phase de transition (Fig. 1.16.II), où la thermocline est anormalement proche de la surface. L'anomalie de thermocline permet le refroidissement du Pacifique Est par l'upwelling moyen, conduisant alors à la phase froide. Les mêmes mécanismes que pour la phase chaude, mais de signe inverse, entrent en jeu et permettent au système de retourner vers une phase chaude, bouclant le processus (Fig. 1.16.III et 1.16.VI).

Ce modèle, basé sur la décharge puis la recharge du contenu thermique équatorial, a le mérite de proposer une phase de transition entre événements chauds et froids, et réciproquement. Meinen et McPhaden (2000) ont apporté une première validation de ce modèle, à partir des observations des vingt dernières années, semblant indiquer que ce mécanisme est à l'oeuvre dans la réalité.

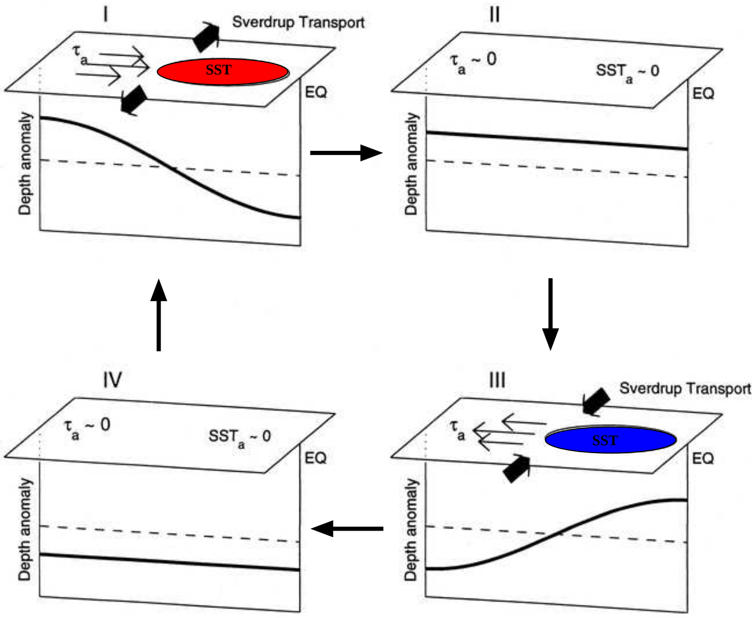


FIG. 1.16: Phases du mécanisme de recharge-décharge : (I) Phase chaude, (II) Transition entre phases chaude et froide, (III) Phase froide et (IV) Transition entre phases froide et chaude. D'après Meinen et McPhaden 2000

d. Oscillateur advectif-réflectif

Bien que les modèles de l'oscillateur retardé et rechargé-déchargé soient de bons candidats pour prétendre modéliser le cycle ENSO, ils ne tiennent pas compte des processus liés à l'advection zonale et ne considèrent que le processus d'avection verticale (upwelling) associé aux anomalies de profondeur de la thermocline. Reprenant les principes de base de l'oscillateur retardé, Picaut *et al.* (1997) proposent le modèle de l'oscillateur advectif-réflectif, qui prend en compte le rôle du Pacificique central, et notamment les déplacements du bord est de la warm pool. Le forçage atmosphérique dépend directement des déplacements de la warm pool, puisque c'est au-dessus de cette zone d'eaux chaudes que se développe la convection profonde. Durant les événements El Niño, le bord est de la warm pool est advectée vers l'est (vers l'ouest durant les événements La Niña). Trois processus de rétroaction négative tendent alors à la repousser vers sa position initiale à l'ouest : les anomalies de courant associées à la réflexion d'ondes au bord ouest, celles associées à la réflexion au bord est, ainsi que les courants zonaux moyens qui convergent au niveau du bord est de la warm pool.

Durant la phase chaude d'ENSO, une rétroaction positive entre les courants zonaux moyens et les anomalies de vent d'ouest induit le déplacement vers l'est du bord est de la warm pool (dont la position moyenne est aux alentours de 180°, Fig. 1.17.A). Les anomalies de vents d'ouest du Pacifique central génèrent des ondes de Kelvin de downwelling se propageant vers l'est et des ondes de Rossby d'upwelling se propageant vers l'ouest. Les ondes de Rossby se réfléchissent à la frontière ouest en ondes de Kelvin d'upwelling, tandis qu'à la frontière est, les ondes de Kelvin initiales se réfléchissent en ondes de Rossby de downwelling. Les ondes de Kelvin et Rossby issues de la réflexion aux bords est et ouest s'accompagnent de courants portant vers l'ouest, repoussant ainsi le bord est de la warm pool vers sa position initiale. Cette rétroaction négative est complétée par l'action du courant zonal moyen qui porte vers l'ouest lorsque le bord est de la warm pool est à l'est de 180°(Fig. 1.17.B).

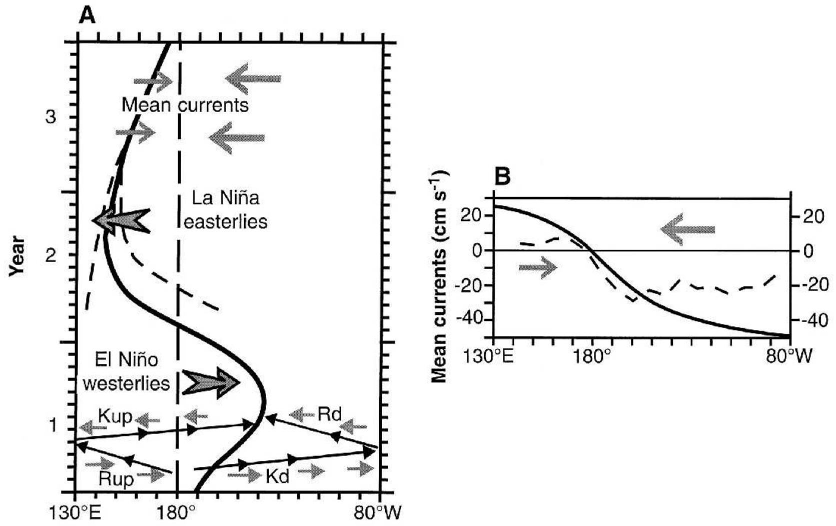


Fig. 1.17: Modèle de l'oscillateur advectif-réflectif. A. Représentation longitude/temps de la position du bord est de la warm pool. Les petites flèches noires représentent les ondes de Kelvin et Rossby, les grises les courants zonaux. B. Courants zonaux moyens observés (pointillées) et modélisés (trait plein). D'après Picaut *et al.* 1997.

Ce modèle prend donc en compte des processus ignorés par les précédentes théories, tels que la convergence du courant zonal, l'advection zonale de SST et la réflexion des ondes de Kelvin à la frontière est du Pacifique (côtes de l'Amérique du Sud).

e. Oscillateur unifié

Tous les modèles d'oscillateur présentés ici reposent sur l'existence de la rétroaction positive de Bjerknes entre l'océan et l'atmosphère dans l'est et le centre du Pacifique équatorial, mettant en jeu les anomalies de SST et de vent d'ouest. Chacun propose alors un mécanisme différent de rétroaction négative permettant au système d'osciller. L'étude récente de Picaut *et al.* (2002), analysant le Niño de 1997-98 à partir d'observations spatiales, semble confirmer que la plupart des mécanismes proposés étaient à l'oeuvre durant cet événement.

Motivé par la diversité de ces modèles, Wang (2001) a tenté de mettre en commun toutes ces théories, et proposé le modèle de l'oscillateur unifié. Il a regroupé dans un système d'équations la physique de chaque théorie et pris en compte les anomalies observées lors des ENSO dans l'est et le centre du Pacifique, mais aussi dans l'ouest. Suivant le choix des paramètres du modèle, on retrouve l'une ou l'autre des théories, ou la combinaison de toutes (Fig. 1.18).

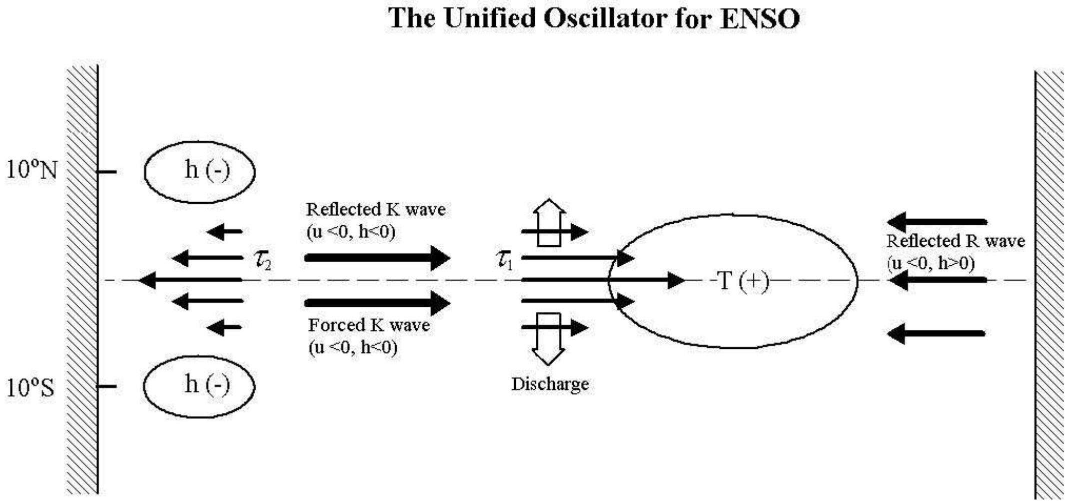


Fig. 1.18: Modèle de l'oscillateur unifié, d'après Wang et Picaut 2004.

f. Irrégularités d'ENSO

Les théories qui viennent d'être décrites supposent qu'ENSO est parfaitement cyclique (dans les modèles, la périodicité d'ENSO est fixée par les paramètres de couplage entre l'ocèan et l'atmosphère), et ne sont bien sûr pas suffisantes pour exprimer la complexité du phénomène qui se caractérise par une irrégularité marquée (période entre 2 et 7 ans). De plus, chaque événement est différent du précédent, et le déclenchement d'un événement particulier n'est pas réellement expliqué. Là-aussi, plusieurs théories tentent d'expliquer ce comportement irrégulier d'ENSO.

• *Interaction avec le cycle saisonnier*

Tziperman *et al.* (1994) ont montré, à l'aide d'un modèle du type oscillateur retardé, qu'une interaction d'ENSO avec le cycle saisonnier dans les tropiques peut conduire à : un régime quasi-périodique (présence de deux fréquences distinctes : celles d'ENSO et du cycle saisonnier), accroché en fréquence (les deux fréquences entrent en résonnance), voire totalement chaotique avec un spectre proche de celui observé dans la nature (incluant de la basse fréquence) lorsque que le paramètre de couplage entre l'océan et l'atmosphère est très élevé. De même, Jin *et al.* (1996), avec un modèle couplé intermédiaire, montrent que le comportement chaotique d'ENSO dépend du cycle saisonnier. Ils montrent cependant qu'avec une amplitude réaliste d'ENSO, il faut ajouter un terme de bruit lorsque que le système est accroché en fréquence pour qu'il passe en régime chaotique. Wang et Weisberg (1999) vont jusqu'à suggérer que l'interaction non linéaire entre ENSO et le cycle saisonnier induit de la variabilité décennale dans les tropiques.

• *Relation amplitude/fréquence*

Eccles et Tziperman (2004) montrent à l'aide d'un modèle du type oscillateur retardé qu'en régime chaotique fortement non linéaire, la période d'ENSO diminue (la fréquence augmente) lorsque son amplitude augmente.

• *Forçage atmosphérique haute fréquence*

D'autres travaux ont mis en évidence l'influence d'un forçage atmosphérique haute fréquence sur l'apériodicité d'ENSO. Le forçage peut être linéaire, avec des caractéristiques définies, comme l'oscillation de Madden-Julian. Il peut aussi être de type chaotique (bruit atmosphérique), contribuant à l'irrégularité d'ENSO ou pouvant permettre le déclenchement d'un événement chaud (coups de vent d'ouest par exemple).

Enfin, on peut se poser la question de savoir si ENSO est un cycle (oscillation auto-entretenue) ou juste une succession d'événements chauds et froids, déclenchés par un forçage externe, comme le suggère Kessler (2002).

1.3 Modulation basse fréquence d'El Niño

En plus de son apériodicité marquée, il s'avère que les caractéristiques d'El Niño sont modulées à des échelles de temps décennales à interdécennales. On note des changements concernant aussi bien son évolution, ses caractéristiques spatiales, son amplitude, que la fréquence à laquelle il apparaît. Plusieurs modes de variabilité basse fréquence ont été observés dans le Pacifique, dont le plus connu est la PDO (Pacific Decadal Variability), avec une signature marquée dans le Pacifique Nord. D'autres modes sont essentiellement tropicaux, ou affectent le Pacifique dans son ensemble, comme le récent changement climatique de 1976-1977 (Trenberth et Hurrell 1994).

Depuis les événements El Niño intenses de 1982-1983 et de 1997-1998, un grand nombre d'études ont porté sur la variabilité basse fréquence d'ENSO dans le but de la prévoir un jour, et de nombreux mécanismes ont été proposés. Les cinquantes dernières années se caractérisent aussi par un réchauffement du globe attribué à l'augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère. Ce forçage anthropique va donc jouer un rôle sur le climat, et il est nécessaire de le différencier de la variabilité naturelle lors de l'étude de cette dernière.

1.3.1 Variabilité naturelle ou anthropique ?

a. Changement de climat de 1976-1977 et réchauffement global

Le changement abrupt de climat de 1976-1977, durant lequel la SST a fortement augmenté en l'espace d'un an, est un exemple (non élucidé) de variation des caractéristiques d'ENSO à basse fréquence. Les Niños sont moins nombreux mais plus intenses que depuis le début du siècle et les caractéristiques intrinsèques des événements ont évolué. Par exemple, la signature en température de surface du "démarrage" des événements depuis 1976-1977 est différente de celle du début du siècle (Wang 1995). De 1900 à 1977, les anomalies positives de température commençaient à se développer à l'est du bassin pacifique puis progressaient vers l'ouest. Cette évolution s'est inversée au cours des trente dernières années : les anomalies progressent du centre du bassin vers l'est.

La fréquence des événements a elle-aussi évoluée : la période a augmenté depuis les années 1970. Elle est passé d'environ 2-4 ans à 4-6 ans (Wang et Wang 1996, Setoh *et al.* 1999, An et Wang 2000). Moon *et al.* (2004) ont remarqué une augmentation de la stratification des couches supérieures de l'océan depuis la fin des années 1970. Ces changements de structure verticale, tendant à favoriser les modes baroclines d'ordre élevé caractérisés par une vitesse de phase plus lente, sont cohérents avec une augmentation de la période d'ENSO.

D'après les travaux de Wang et An (2002), il semble que la structure et l'évolution des événements sont entièrement modifiées suite à un changement des vents moyens et de l'upwelling équatorial associé. Ceci se traduit par un déplacement vers l'est le long de l'équateur du gradient maximal de SST et des anomalies de vent d'ouest, cohérent avec le récent déplacement vers l'est des anomalies de température au début des événements chauds.

Les changements d'ENSO observés depuis le changement de climat depuis 1976 coincident avec le réchauffement global des cinquante dernières années, attribué aux gaz à effet de serre. La tendance au réchauffement observée dans l'est du Pacifique tropical ne semble en effet pas compatible, de par son intensité et sa durée, avec la seule variabilité interne (Knutson et Manabe (1998)), mais elle n'est pas non plus à attribuer au forçage anthropique seul, et le lien entre les deux n'est pas forcément évident.

b. Variabilité passée

Les plus anciennes mesures auxquelles on a accès (archives historiques, données isotopiques de coraux tropicaux, carottes de glaciers andins, cernes d'arbres et dépôts sédimentaires) montrent qu'ENSO existe depuis plusieurs centaines voire milliers d'années, et subissait déjà des variations basse fréquence, prouvant ainsi que le système climatique contient une variabilité interne propre. Cobb *et al.* (2003) ont récemment reconstruit une série de données mensuelles couvrant le dernier millénaire, à partir de coraux fossiles du Pacifique central. Ils ont pour cela analysé la composition isotopique de l'oxygène des coraux, le $\delta^{18}O$ variant linéairement avec la température des couches superficielles de l'océan.

Les résultats indiquent la présence dans le Pacifique central d'une variabilité interannuelle de type ENSO, mais aussi une modulation basse fréquence de cette variabilité (Fig. 1.19). Il est intéressant de noter que le nombre d'événements El Niño et La Niña étaient relativement peu élevés durant la période médiévale chaude (MWP pour Medieval Warm Period, de 900 à 1250), contrairement à la période actuelle de réchauffement. A l'inverse, la période froide du petit âge glaciaire (LIA pour Little Ice Age, de 1600 à 1800) est associée au nombre le plus élevé d'événements. Ces résultats montrent bien que le réchauffement actuel ne peut être considéré comme la seule cause du changement de caractéristiques d'ENSO depuis 1976, et qu'il est seulement superposé à la variabilité naturelle du système climatique.

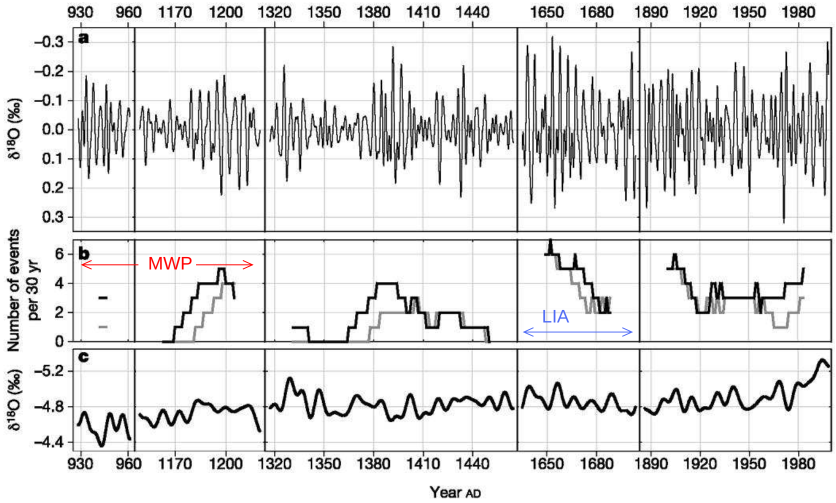


FIG. 1.19: Series de δ^{18}O, reconstruites à partir de prélèvements de coraux fossiles. **a.** Variabilité ENSO. Un filtre de 2-7 ans est appliqué aux anomalies mensuelles. **b.** Nombre d'événements El Niño (noir) et La Niña (gris) dans une fenêtre glissante de 30 ans. La période médiévale chaude (MWP) et le petit âge glaciaire (LIA) sont indiqués respectivement en rouge et bleu. **c.** Variabilité basse fréquence. Un filtre passe-bas de 8 ans est appliqué. La série n'étant pas continue, les coupures sont représentées par les traits verticaux. D'après Cobb *et al.* (2003).

Les effets du forçage anthropique sur El Niño ne sont cependant pas clairs. De nombreuses études s'y sont intéressées, mais les résultats s'avèrent extrêmement divers, voire incohérents, vraisemblablement à cause de la diversité des modèles utilisés (Barnett *et al.* 2000). Nous nous limiterons donc dans ce travail de thèse à l'étude de la variabilité naturelle du système climatique et la modulation d'ENSO résultante.

c. Signature de la variabilité décennale à interdécennale naturelle

Le mode de variabilité décennal à interdécennal le plus connu dans le Pacifique est la PDO (Pacific (inter)Decadal Oscillation), dénommé ainsi par Mantua *et al.* (1997), suite aux travaux de Zhang *et al.* (1997), et dont la signature se situe essentiellement dans le Pacifique Nord. La PDO a une influence importante sur la température et les précipitations d'hiver sur l'Amérique du Nord, ainsi que sur les écosystèmes marins le long des côtes. Plusieurs dénominations sont utilisées pour décrire cette variabilité basse fréquence du Pacifique Nord, suivant le type de signature considérée, atmosphérique ou océanique. Gershunov et Barnett (1998) utilisent par exemple le terme NPO (North Pacific Oscillation), repris par de nombreuses études, mais finalement toutes font référence au même phénomène, et nous n'utiliserons par la suite que le terme PDO.

Un indice traditionnel pour décrire la PDO est la série temporelle issue de l'analyse en composantes principales (ACP) des anomalies de température au nord de 20°N, entre 1900 et 1993. La phase positive (ou chaude) de la PDO se caractérise par des anomalies de SST de type ENSO (Fig. 1.20), avec des anomalies positives de SST dans les tropiques et négatives dans le Pacifique Nord. Mais contrairement à ENSO, la signature de la PDO est

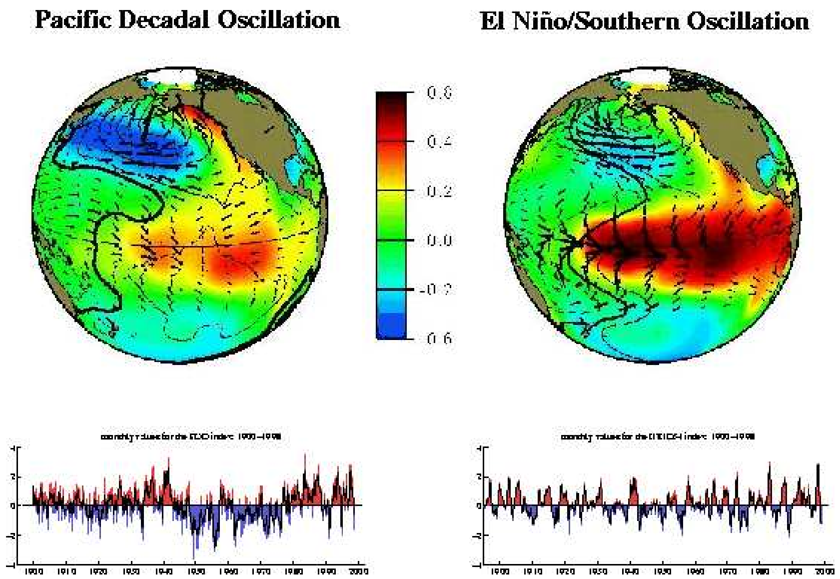


FIG. 1.20: Structure spatiale et série temporelle associée de la phase chaude de la PDO (à gauche) et d'ENSO (à droite). Sont représentées les structure spatiales des anomalies de SST (couleurs), de pression de surface (contours) et de tension de vents (vecteurs). (http ://tao.atmos.washington.edu/pdo/graphics.html).

dominante dans le centre du Pacifique Nord. Dans les tropiques, elle est moins importante et située plus à l'ouest. La signature en SST est associée à des anomalies négatives de pression au nord, intensifiant la circulation atmosphérique dépressionnaire (sens inverse des aiguilles d'une montre) et induisant des anomalies de vent d'ouest au-dessus des anomalies négatives de température. Dans les subtropiques, les anomalies de pression positives à l'ouest et négatives à l'est suggèrent une phase négative de l'oscillation australe. Depuis le changement de climat de 1977, le Pacifique Nord est dominé par une phase chaude de la PDO. Elle varie dans deux bandes de fréquence : environ 15-25 ans et 50-70 ans.

Garreaud et Battisti (1999) montrent que la PDO a aussi une signature dans le Pacifique Sud, à peu près symétrique par rapport à celle du nord, imprimant donc à l'ensemble du Pacifique une signature en forme de "fer à cheval". Linsley *et al.* (2000) confirme, à l'aide de données de coraux, la présence d'un mode décennal de variabilité au niveau du gyre subtropical, corrélé à la PDO.

La PDO ne semble pas être le seul mode basse fréquence du Pacifique. A partir des données Kaplan *et al.* (1998), Tourre *et al.* (2001) ont en effet extrait deux modes distincts de variabilité basse fréquence : un mode décennal de période 9-12 ans et un mode interdécennal de période 12-25 ans. Leur analyse statistique a été faite sur l'ensemble du Pacifique entre 30°S et 60°N. Le mode interdécennal a des caractéristiques en SST et pression de surface semblables à celles de la PDO (Fig. 1.21). En revanche, le mode décennal a une signature essentiellement tropicale en SST, et se caractérise par un dipôle zonal en pression et température dans le Pacifique Nord. En complément de ces considérations spatiales, Tourre *et al.* (2001) suggèrent que les deux modes se distinguent l'un de l'autre par des mécanismes physiques différents. Ils notent de plus une caractéristique intéressante : pour chaque mode, l'extension méridienne de la signature en SST dans les tropiques augmente avec la période.

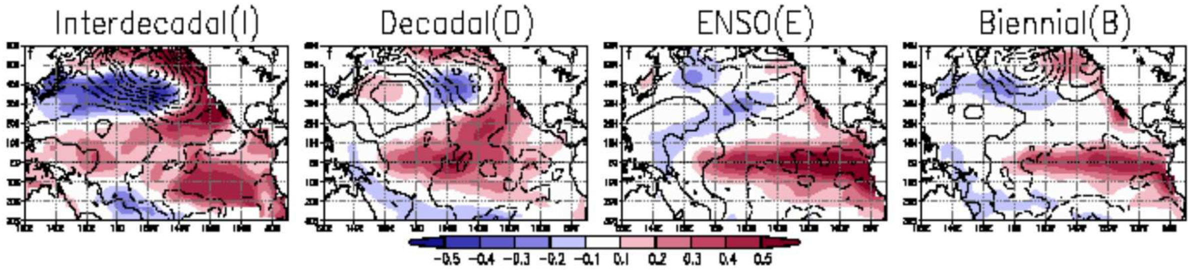


FIG. 1.21: D'après Tourre *et al.* 2001.

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons tout d'abord à la variabilité décennale ayant une signature ENSO dans les Tropiques. Depuis une quinzaine d'années, les mécanismes tentant d'expliquer la variabilité décennale ont été largement explorés, à partir de données observées et/ou de modèles, et de nombreuses théories ont été proposées. Nous allons donc faire une revue des différents mécanismes proposés dans la littérature. Ils peuvent être rangés en trois grandes catégories (non exhaustives) :

- *interaction tropiques / extra-tropiques, via l'océan et les cellules méridiennes de circulation peu profondes* :
  on distingue deux mécanismes par lesquels les extra-tropiques peuvent influencer les tropiques : l'advection par les courants moyens d'anomalies de température (mécanisme $\overline{\mathrm{V}}\mathrm{T}'$) et les modulations décennales de l'intensité des cellules de circulation méridiennes (mécanisme $\mathrm{V}'\overline{\mathrm{T}}$).

- *influence de la variabilité décennale extra-tropicale via l'atmosphère* :
  la variabilité basse fréquence des structures atmosphériques/océaniques des moyennes latitudes affecte la variabilité des alizés dans les régions équatoriales, qui affecte à son tour la thermocline équatoriale.

- *mécanismes purement tropicaux* :
  interaction locale océan-atmosphère, propagation d'ondes de Rossby, forçage stochastique de l'atmosphère, processus non linéaires dans le système couplé.

1.3.2 Téléconnexion tropiques/extra-tropiques

Yeh et Kirtman (2003) montrent à partir des réanalyses du NCEP (National Centers for Environmental Prediction) de 1950 à 2000 que la variabilité décennale des moyennes latitudes est effectivement corrélée à celle des tropiques. Leurs résultats indiquent que la variabilité décennale de la SST dans le Pacifique Nord précède de 5 à 7 ans la variabilité décennale tropicale, suggérant que ce sont les extra-tropiques qui influencent les tropiques à basse fréquence. Les travaux portant sur cette influence des moyennes latitudes sur la variabilité décennale dans les tropiques sont relativement nombreux. Ils sont basés sur l'hypothèse que la variabilité basse fréquence des moyennes latitudes peut affecter aux échelles de temps décennales les conditions moyennes des tropiques et que ces changements de l'état moyen modulent ENSO. Les mécanismes se proposant d'expliquer cette relation sont variés et comprennent aussi bien des processus océaniques qu'atmosphériques.

a. Pont océanique : cellules de circulation meridienne

Un mécanisme populaire est celui impliquant le transport de masse par les cellules subtropicales de circulation meridienne ou STCs (Liu 1994, McCreary et Lu 1994). Il est basé sur l'hypothèse que des anomalies de températures sont subductées aux moyennes latitudes (Deser *et al.* 1996), puis advectées jusqu'à l'équateur où elles affectent la thermocline. Les anomalies de température des couches océaniques de subsurface contenant la mémoire du système climatique, une telle hypothèse est séduisante et permet d'imaginer des processus de variabilité à des échelles de temps décennales.

Les STCs sont des cellules grande échelle reliant l'équateur et les subtropiques (entre 20°et 30°N/S), dans chaque hémisphère du Pacifique. Très schématiquement, elles peuvent être représentées, en moyennant zonalement la circulation sur la largeur du bassin, par une branche supérieure permettant aux particules d'eau de quitter l'équateur (grâce à la divergence d'Ekman) et d'arriver dans les régions subtropicales où elles sont subductées, puis d'une branche de retour en profondeur leur permettant de rejoindre l'équateur (Fig. 1.22). Les particules d'eau sont ensuite advectées par le sous-courant équatorial puis émergent dans l'est du Pacifique équatorial.

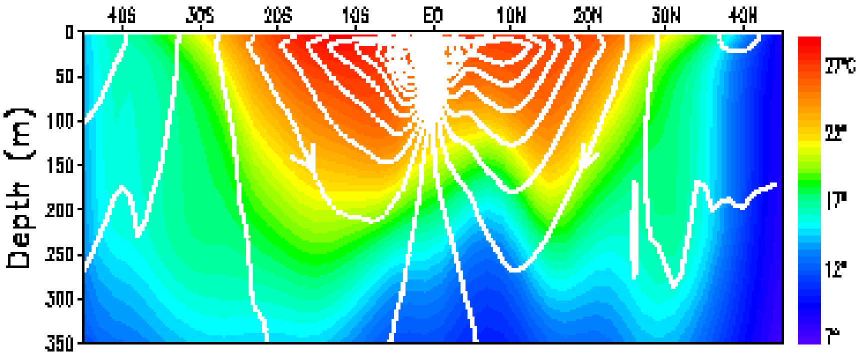


FIG. 1.22: Section longitude-profondeur de la température moyenne (couleurs) à 170°W et de la fonction de courant méridienne (contours). D'après Nonaka *et al.* 2002

Il faut distinguer deux sortes de processus : celui correspondant à l'advection d'anomalies de température par les courants moyens (qualifié de $\overline{\mathrm{V}}\mathrm{T}'$) et celui correspondant à la variation d'intensité du transport dans la branche supérieure de la cellule de circulation méridienne (qualifié de $\mathrm{V}'\overline{\mathrm{T}}$).

• Mécanisme $\overline{V}T'$

Gu et Philander (1997) ont proposé un mécanisme d'interaction océan-atmosphère entre les moyennes latitudes et l'équateur, impliquant la propagation par les courants moyens d'anomalies de température via les cellules de circulation meridienne. Les anomalies de température considérées sont compensées par des anomalies de sel, pour garder une densité constante. Elles se propagent donc sur des surfaces isopycnes et se comportent comme un traceur passif. Les anomalies de ce type ont ensuite été qualifiées de "spiciness" car elles permettent de déterminer à quel point les eaux de densité constante sont "chaudes et salées", d'où le terme "spicy" (épicé en anglais).

Le processus proposé par Gu et Philander (1997) à partir d'un modèle simplifié prévoit la subduction d'anomalies de température aux extra-tropiques, puis leur propagation sur des surfaces isopycnes jusqu'à la thermocline équatoriale (Fig. 1.23). Elles sont alors advectées par le sous-courant équatorial jusqu'à l'est du bassin où elles induisent des changements de l'upwelling. Les changements de SST qui en découlent influencent alors les vents tropicaux et extratropicaux, qui affectent les anomalies de SST initiales. Une partie des anomalies arrivant à l'équateur est aussi redirigée vers les pôles par divergence d'Ekman. La période de cette fluctuation décennale (environ 16 ans ici) dépend du temps de parcours des particules d'eau.

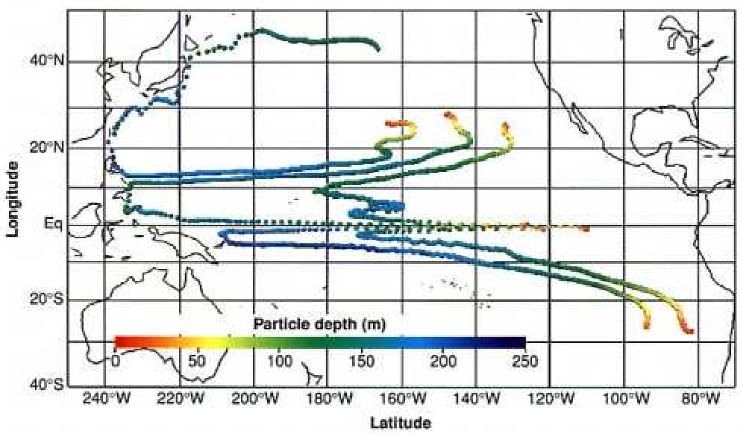


FIG. 1.23: Suivi des particules d'eau sur une période de 16 ans après leur subduction au large des côtes de Californie et du Pérou. D'après Gu et Philander 1997.

La propagation d'anomalies de température des extra-tropiques aux tropiques a été confirmée par les observations (Deser *et al.* 1996, Zhang *et al.* 1998, Johnson et McPhaden 1999). Les résultats de Zhang *et al.* (1998), basés sur les observations Levitus *et al.* (1994), mettent en évidence une propagation isopycnale d'anomalies de températures du Pacifique Nord aux régions tropicales associée au changement de climat de 1976-1977. Les anomalies se sont propagées jusqu'à la frontière ouest du bassin en suivant le bord du gyre subtropical. Pourtant le fait que les moyennes latitudes puissent influer sur les tropiques par ce biais a été contesté. Ce processus ne semble pas suffisant pour provoquer un changement de la structure thermique à l'équateur (Schneider *et al.* 1999a, Schneider *et al.* 1999b, Pierce *et al.* 2000, Liu *et al.* 2002). Ainsi, l'analyse des observations de White (1995) par Schneider *et al.* (1999a) montre que les anomalies subductées aux moyennes latitudes ne se propagent pas au-delà de 18°N. Les anomalies advectées jusqu'à l'équateur sont forcées par le pompage d'Ekman local et sont indépendantes de l'arrivée d'anomalies de température subductées. Schneider *et al.* (1999b) et Nonaka et Xie (2000) ont confirmé ce résultat par la modélisation.

La figure 1.23 illustre le fait que les anomalies de température peuvent emprunter différents chemins pour rejoindre l'équateur, identifiés depuis par des études de modélisation (Huang et Liu 1999, Harper 2000). Après avoir été subductées au niveau des "fenêtres d'échange" (~25-35°N-S) soit elles suivent une route directe, qualifiée d'intérieure, soit elle rejoignent le bord ouest du bassin et le longent jusqu'à l'équateur. Une partie des anomalies est aussi redistribuée vers les hautes latitudes après avoir atteint le bord ouest. Schneider *et al.* (1999b) ont remarqué que les anomalies venant de l'hémisphère Nord semblent privilégier le chemin de bord ouest, et que celles venant de l'hémisphère Sud empruntent le chemin intérieur. Lu et McCreary (1995) expliquent ce résultat par la "barrière de vorticité potentielle" générée par le pompage d'Ekman associé à la ZCIT, défavorisant la circulation par le chemin intérieur. Johnson et McPhaden (1999) montrent quant à eux que la masse d'eau transportée depuis le sud par le chemin intérieur est plus importante que celle transportée depuis le Nord. Hazeleger *et al.* (2001) et Huang et Liu (1999) retrouvent ce résultat à l'aide d'études basées sur la modélisation.

Cette idée est corroborée par les résultats de Huang et Wang (2001). Leur estimation de la circulation intérieure des subtropiques à l'équateur (à partir de données de vent) montre que le chemin intérieur nord est très étroit et affecte seulement l'extrême est du bassin pacifique. Par contre, le chemin intérieur sud s'élargit en arrivant à l'équateur et affecte l'équateur sur toute sa largeur.

L'étude récente de Liu et Yang (2003), basée sur un modèle couplé océan-atmosphère, montre un impact important des extra-tropiques sur les tropiques. Les variations décennales de SST tropicale semblent influencées par les moyennes latitudes via le pont atmosphérique (70%) et la subduction dans l'océan (30%). La température de subsurface des tropiques semble forcée essentiellement via la subduction océanique, et principalement depuis le Pacifique Sud.

Les anomalies subductées depuis le sud auraient donc plus de facilités à atteindre l'équateur et affecter la thermocline équatoriale que celles venant du nord. Comme le suggèrent alors Schneider *et al.* (1999b), l'influence de l'hémisphère Sud sur la variabilité décennale des tropiques reste une possibilité à explorer qu'il ne faut pas négliger.

• Processus diabatiques

Le mécanisme proposé par Gu et Philander (1997) se base sur une hypothèse d'adiabatisme. Pourtant les régions de subduction subissent un forçage de surface essentiellement diabatique (Schneider *et al.* 1999a). Boccaletti *et al.* (2004) suggèrent ainsi que des processus diabatiques (associés à un forcage en vent aux moyennes latitudes), impliquant toute la largeur du bassin pacifique, contrôlent la thermocline équatoriale à des échelles de temps décennales. Mais ils ne peuvent déterminer une connexion explicite entre les moyennes latitudes et les tropiques. L'importance des processus diabatiques par rapport aux processus adiabatiques semblent dépendre de l'échelle de temps impliquée, comme le montrent Auad *et al.* (1998). Ils distinguent deux échelles de temps, 10 ans et 20 ans. La première est plutôt associée à des processus océaniques adiabatiques, alors que la deuxième est associée uniquement aux échanges de chaleur diabatiques.

• Mécanisme $\mathrm{V}'\overline{\mathrm{T}}$

Kleeman *et al.* (1999) se sont intéressés au mécanisme mettant en jeu non pas la propagation d'anomalies de température par les courants moyens, mais les variations d'intensité des cellules de circulation méridienne, faisant varier la quantité d'eau froide transportée jusqu'à l'équateur. Ils suggèrent que ce sont des anomalies de tension de vent aux moyennes latitudes qui modulent l'intensité des cellules subtropicales. Solomon *et al.* (2003) confirment par leur étude à partir d'un modèle couplé océan-atmosphère intermédiaire que la variation d'intensité des STCs peut engendrer une modulation décennale d'ENSO.

L'étude récente de McPhaden et Zhang (2002) est cohérente avec cette hypothèse. Ils montrent que la circulation méridienne entre les subtropiques et les tropiques a ralenti des années 1970 à la fin des années 1990, provoquant un affaiblissement de l'upwelling équatorial d'environ 25%, associé à une augmentation de la SST à l'équateur. Ils n'ont cependant pas déterminé à quoi est dû ce ralentissement, s'il est forcé par la variabilité des moyennes latitudes ou s'il est dû à un couplage océan-atmosphère tropical. Hazeleger *et al.* (2002) montrent cependant que l'excès de chaleur à l'équateur dû au ralentissement de la circulation méridienne a tendance à être compensé par la circulation horizontale des gyres. Cette dernière, qui transporte de la chaleur vers l'équateur, ralentit aussi dans le cas de conditions chaudes El Niño.

Nonaka *et al.* (2002) suggèrent cependant que la variabilité de l'intensité des STCs ne joue qu'un rôle secondaire dans le processus de variabilité décennale, se contentant d'amplifier les oscillations décennales. De même, Klinger *et al.* (2002) suggèrent que les anomalies de tension de vent aux moyennes latitudes, susceptibles de moduler l'intensité des cellules subtropicales, ont finalement moins d'impact sur la variabilité décennale tropicale que les variations locales des alizés.

b. Processus ondulatoires : ondes de Rossby baroclines

Parmi les mécanismes océaniques, il y a aussi ceux impliquant la propagation d'ondes de Rossby générées aux moyennes latitudes et affectant la thermocline tropicale.

Lysne *et al.* (1997) ont montré que l'assimilation de données de températures observées dans le Pacifique Nord génère de la variabilité décennale à l'équateur. Ils proposent un mécanisme basé sur la propagation d'ondes de Rossby : propagation des ondes aux moyennes latitudes jusqu'à la frontière ouest du Pacifique, puis vers l'équateur sous forme d'ondes de Kelvin cotières, et enfin le long de l'équateur sous forme d'ondes de Kelvin équatoriales, pouvant affecter la variabilité équatoriale du contenu en chaleur. Ils n'excluent cependant pas l'advection d'anomalies de température des moyennes latitudes aux subtropiques le long de surface isopycnales.

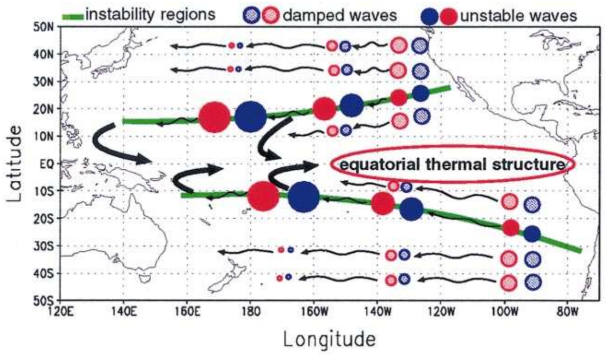


Fig. 1.24: Mécanisme de téléconnexion entre les moyennes latitudes et l'équateur par ondes de Rossby. D'après Galanti et Tziperman 2003.

Galanti et Tziperman (2003) ont étudié l'hypothèse de propagation d'ondes de Rossby à l'aide d'un OGCM (modèle de circulation générale océanique). Ils proposent un mécanisme de propagation depuis les moyennes latitudes (Pacifique Nord et Sud) jusqu'à l'équateur via les zones baroclines instables du gyre subtropical (Fig. 1.24). Ces zones instables, situées aux limites équatoriales des gyres subtropicaux (15°N et 12°S), amplifient les ondes de Rossby et leur permettent de se propager jusqu'à la frontière ouest puis d'atteindre l'équateur avec une amplitude non négligeable. A l'inverse, les ondes se propageant en dehors des zones baroclines instables sont amorties. Ces zones baroclines instables coïncident avec les zones de maximum de variabilité observées aux mêmes latitudes par Capotondi *et al.* (2003).

c. Pont atmosphérique

• Influence de la PDO

Siégeant dans l'hémisphère Nord, la PDO est l'une des oscillations décennales à interdécennales les plus importantes à l'échelle du globe. C'est donc un candidat susceptible de forcer la variabilité décennale tropicale via un pont atmosphérique. Gershunov et Barnett (1998) montrent d'ailleurs que les effets d'ENSO sur l'Amérique du Nord dépendent fortement de la phase dans laquelle se trouve la PDO.

Giese et Carton (1999) montrent qu'à l'échelle décennale, les anomalies de SST et de contenu en chaleur les plus importantes ont lieu aux moyennes latitudes et pas dans les tropiques. A partir d'un modèle océan-atmosphère couplé, Barnett *et al.* (1999) et Pierce *et al.* (2000) ont trouvé des corrélations significatives entre les moyennes latitudes et les tropiques aux échelles de temps décennales, qu'ils ont attribué à une téléconnexion atmosphérique. Ils suggèrent que des anomalies de SST aux moyennes latitudes forcent une réponse en pression atmosphérique incluant des anomalies de tension de vent zonal dans les régions équatoriales. Cela conduit à des variations du système des alizés faisant varier la pente est-ouest de la thermocline équatoriale, et donc l'activité d'ENSO (Kirtman et Schopf 1998). Cette hypothèse a été reprise par Wang et An (2002), qui suggèrent que ce processus de pont atmosphérique permet d'influer sur l'état moyen dans les tropiques, et donc de faire varier les charactéristiques d'ENSO. Pierce *et al.* (2000) ont testé les hypothèses de connexion océaniques (propagation isopycnale et propagation ondulatoire) et atmosphérique. Bien que les trois processus soient présents dans leur modèle, leurs résultats indiquent que c'est l'hypothèse de téléconnexion atmosphérique qui explique les corrélations les plus importantes.

Wang et Weisberg (1998) expliquent la différence de signe entre les tropiques et le Pacifique Nord des anomalies décennales de SST par le rôle joué par les cellules atmosphériques de Walker et Hadley. Ils proposent que parallèlement à la rétroaction positive dans les tropiques induite par la circulation de Walker, la circulation méridienne de Hadley engendre des anomalies de SST de signe inverse dans le Pacifique Nord. La circulation de Hadley entrainerait alors une rétroaction positive pour les anomalies du Pacifique Nord, et une rétroaction négative associée à un transport de chaleur méridien pour les tropiques.

Cependant, en étudiant la relation entre la PDO et les effets d'ENSO sur l'Amérique du Nord, Pierce (2002) suggère que les anomalies de SST dans le Pacifique Nord et les effets d'ENSO ne sont pas directement liés, mais sont des réponses séparées à une variabilité atmosphérique interne. Si ce résultat se vérifie, il impliquerait que la prévisibilité d'ENSO ne pourrait pas être améliorée par une meilleure connaissance des anomalies de SST associées à la PDO dans le Pacifique Nord.

D'un autre côté, Newman *et al.* (2003) considèrent que c'est la PDO qui est dépendante d'ENSO et non l'inverse. Ils suggèrent que la PDO est la somme d'un forçage direct d'ENSO, de la persistence d'anomalies de températures de saisons en saisons et d'un forçage atmosphérique stochastique. Ils proposent par exemple que la phase chaude actuelle de la PDO résulte des épisodes El Niño intenses des années 1977-1998.

- Mécanisme "d'empreinte saisonnière" (footprinting)

Récemment, Vimont et Battisti (2001) ont proposé un mécanisme original de connexion entre les moyennes latitudes et les tropiques. Il implique un couplage saisonnier entre les anomalies d'hiver de circulation atmosphérique aux moyennes latitudes et les anomalies d'été de tension de vent à l'équateur (Fig. 1.25).

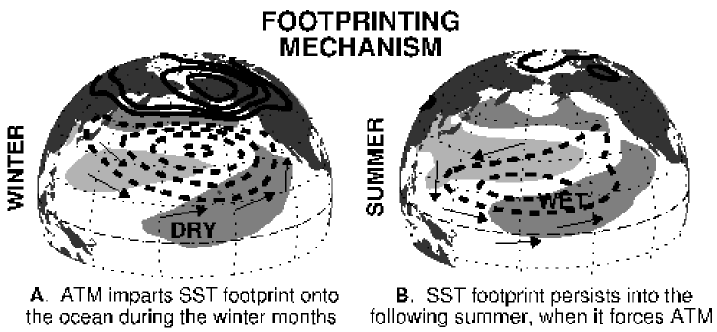


Fig. 1.25: Mécanisme de footprinting. D'après Vimont et Battisti 2001.

Durant les mois d'hiver, l'atmosphère transmet à l'océan une "empreinte" en SST par des changements de flux de chaleur en surface. L'anomalie de SST persiste jusqu'à l'été suivant, où elle force une circulation atmosphérique générant des anomalies de tension de vent zonal le long de l'équateur. L'ajustement des tropiques via une dynamique couplée donne lieu à des anomalies de type ENSO. Dans le modèle de Vimont et Battisti (2001), ce mécanisme explique 75% de la variabilité décennale d'ENSO, et les auteurs suggèrent qu'il est susceptible de contribuer au forçage stochastique d'ENSO.

1.3.3 Origine tropicale

Bien que l'idée d'une influence des extra-tropiques sur la modulation d'ENSO dans les tropiques soit largement explorée, un certain nombre d'études suggèrent au contraire que cette modulation basse fréquence est essentiellement d'origine tropicale. Ainsi Liu *et al.* (2002) et Wu *et al.* (2003) ont imaginé des expériences originales de couplage et blocage partiels dans un modèle couplé océan-atmosphère, pour tester les divers liens entre l'océan, l'atmosphère, les tropiques et les moyennes latitudes. Ils montrent que la variabilité décennale tropicale provient essentiellement d'une interaction locale océan-atmosphère, associée à des modes baroclines d'ordre élevé. Ils notent la présence d'une connexion océanique entre les moyennes latitudes et les tropiques, mais ne lui attribuent qu'un rôle d'amplification du signal décennal tropical.

Les études récentes ont ainsi souvent tendance à privilégier le rôle des tropiques dans la génération d'un mode de variabilité décennal, et plusieurs processus sont proposés.

a. Interaction locale océan-atmosphère

Schneider *et al.* (1999a), réfutant l'hypothèse d'un pont océanique entre les moyennes latitudes et les tropiques, suggère que les anomalies tropicales de température sont dues à un forçage local en vent. Wang et An (2002) montrent que le changement des vents moyens, avant et après le changement de climat de 1976, est associé aux variations décennales observées des caractéristiques d'ENSO. Bien que Pierce *et al.* (2000) suggèrent une influence des SST aux moyennes latitudes pour expliquer l'origine de ces anomalies de vent, Liu *et al.* (2002) proposent plutôt un couplage océan-atmosphère tropical.

A l'aide d'un modèle couplé, Schneider (2000) met en avant un mode décennal tropical original, impliquant de manière intéressante les anomalies de température compensées en salinité (les "spiciness" anomalies), qui selon lui fixeraient l'échelle de temps décennale. L'émergence de "spiciness" anomalies dans la région d'upwelling équatorial module le climat tropical (Schneider 2003). Schneider (2004) montre que dans son modèle, la réponse de l'atmosphère à l'émergence d'anomalies chaudes et salées se traduit par un affaiblissement des alizés à l'ouest de la ligne de changement de date et un renforcement à l'est, induisant une rétroaction positive à l'équateur mais une rétroaction négative dans les régions de subduction de l'hémisphère Nord.

b. Mécanismes ondulatoires, oscillateurs retardé et rechargé

Plusieurs auteurs proposent de transposer le mécanisme de l'oscillateur retardé à l'échelle décennale, par l'introduction de modes verticaux et horizontaux élevés dans la partie océanique. Ils supposent que le mécanisme est sensible à la structure méridienne de la tension de vent zonale. Lorsqu'elle augmente, élargissant le couplage océan-atmosphère, elle se projette sur des modes plus élevés, le temps de propagation des ondes de Rossby augmente et l'onde couplée équatoriale qui se réfléchit est plus lente. Liu *et al.* (2002) suggèrent qu'un tel mécanisme puisse être responsable de la variabilité décennale reproduite par leur modèle couplé. A partir de modèles couplés justement, Knutson et Manabe (1998), Yukimoto *et al.* (2000) et Jin *et al.* (2001) notent une propagation vers l'ouest d'anomalies décennales de températures de subsurface ou de profondeur de thermocline, autour de respectivement 9-12°N, 20°N et 15-25°N. Le même type de propagation est vu dans le modèle forcé de Capotondi et Alexander (2001) et Capotondi *et al.* (2003), ainsi que dans les observations par White *et al.* (2003). Ces derniers mettent en évidence la présence de quatre modes distincts de variablité : un mode biennal, un mode interannuel (ENSO), un mode décennal et un mode interdécennal. Pour justifier la mise en oeuvre d'un mécanisme d'oscillateur retardé multi-échelles (Fig. 1.26), ils s'appuient sur le fait que la signature de chaque mode est effectivement plus étendue méridionalement lorsque la période augmente.

FIG. 1.26: Mécanisme d'oscillateur retardé proposé par White *et al.* . 2003.

Cette hypothèse est cependant remise en cause par Vimont *et al.* (2002), qui n'arrivent pas à détecter la présence d'une rétroaction négative impliquant la reflexion de signaux à l'ouest du bassin.

Jin (2001) et Wang *et al.* (2003) proposent quant à eux un mécanisme de type oscillateur rechargé, amélioré par l'introduction d'anomalies de tension de vent dans les subtropiques à l'est du bassin. Cette hypothèse est appuyée par l'observation et la simulation de variations décennales du contenu en chaleur dans les tropiques (Hasegawa et Hanawa 2003, Alory et Delcroix 2002).

c. Pacifique tropical sud

Le Pacifique Sud a longtemps été ignoré, principalement par manque de données. La communauté scientifique commence maintenant à s'y intéresser, et de plus en plus d'études mettent en valeur le rôle du Pacifique Sud dans la modulation basse fréquence d'ENSO. Ainsi plusieurs études récentes s'accordent sur la présence d'un maximum de variabilité de température de subsurface et de profondeur de thermocline dans le Pacifique sud-ouest vers 10°S (Luo et Yamagata 2001, Luo *et al.* 2003, Chang *et al.* 2001, Giese *et al.* 2002, Capotondi *et al.* 2003, Fig. 1.27), associées à des anomalies locales de tension de vent.

Capotondi *et al.* (2003) ont ainsi observé l'existence de deux bandes de variabilité de profondeur de thermocline à 10°S et 13°N (Fig. 1.27). Ils associent ces maxima de variabilité au premier mode barocline d'ondes de Rossby, forcé par des anomalies de pompage d'Ekman. Le facteur dominant responsable des anomalies de température est la cohérence zonale du pompage d'Ekman, qui s'avère plus prononcée à basses fréquences, notamment à l'échelle décennale. Ils suggèrent que cette cohérence zonale du pompage d'Ekman est due à un décalage méridien du système d'alizés.

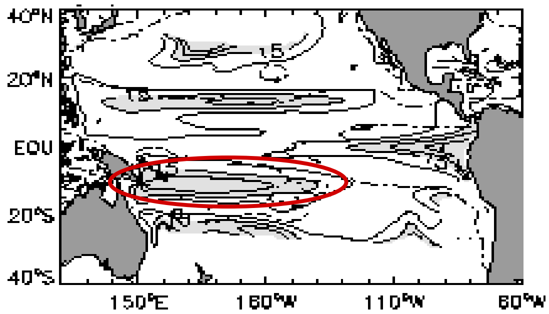


Fig. 1.27: Ecart-type de la profondeur de l'isopycne 25.5 σ_θ. Les contours sont tracés tous les 5 m. Les valeurs supérieures à 15 m sont grisées. D'après Capotondi *et al.* 2003.

Luo et Yamagata (2001), Chang *et al.* (2001) et Giese *et al.* (2002) ont eux aussi mis en évidence, la présence d'anomalies de température de subsurface dans la même région, autour de 10°S. Luo et Yamagata (2001) les associent à des anomalies cycloniques et anticycloniques de circulation atmosphérique dans le Pacifique Sud, induites par les anomalies de SST de type ENSO dans le Pacifique Est.

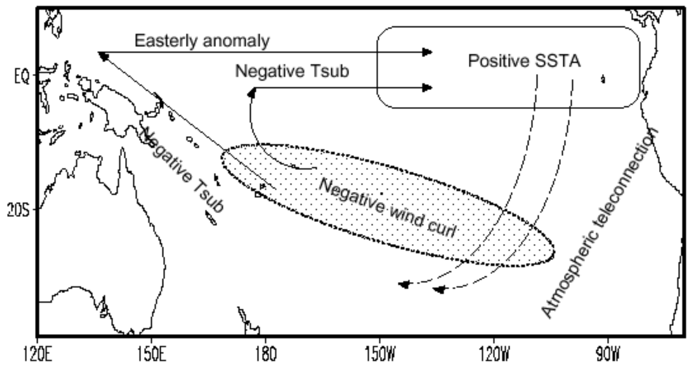


Fig. 1.28: D'après Luo et Yamagata 2001.

Ils proposent qu'un réchauffement anormal dans l'est du Pacifique équatorial induit, par le biais d'une téléconnexion atmosphérique, une anomalie négative de rotationnel de vent dans le Pacifique sud-est (Fig. 1.28). Elle provoque par pompage d'Ekman la remontée de la thermocline, induisant des anomalies négatives de température en subsurface. Ces dernières se propageraient alors vers le nord-ouest par ondes de Rossby et/ou advection par les courants moyens, atteindraient l'équateur, puis re-circuleraient vers l'est le long de la thermocline équatoriale pour finalement renverser la perturbation initiale. Cette boucle constitue un demi-cycle pour cette oscillation dont la période estimée par Luo et

Yamagata (2001) est de 14 ans. Les auteurs retrouvent ce mode de variabilité, impliquant les mêmes mécanismes, dans une simulation couplée océan-atmosphère de 200 ans (Luo *et al.* 2003).

Chang *et al.* (2001) retrouvent le même type d'anomalies durant le changement de climat de 1976. En complément des variations de circulation atmosphérique, ils notent des variations d'intensité de la circulation océanique dans la partie nord du gyre subtropical sud. Giese *et al.* (2002) ont ensuite complété leur étude pour montrer que les anomalies de température de subsurface semblent effectivement se propager jusqu'à la limite ouest du bassin, vers le nord jusqu'à l'équateur, puis vers l'est jusqu'à 140°W où elles émergent à la surface et permettent au cycle de changer de phase. Ils suggèrent de plus que les changements du Pacifique tropical en 1976 ne résultent pas de changements dans le Pacifique Nord, mais qu'ils ont au contraire forcé des anomalies dans le Pacifique Nord via l'atmosphère. Bratcher et Giese (2002) vont même plus loin en suggérant que les anomalies de température de subsurface du Pacifique tropical sud puissent être utilisées comme prédicteur des variations décennales des températures atmosphériques de surface globales. Ayant remarqué la présence d'anomalies de températures de subsurface prononcées ces huit dernières années, ils annoncent ainsi la possibilité prochaine d'une inversion de la tendance chaude observée depuis 1976 ! Leur étude s'affranchit de l'impact anthropique, et leur hypothèse implique donc que le réchauffement global des trente dernières années ne serait pas seulement d'origine anthropique mais partie intégrante d'un cycle naturel de variabilité basse fréquence.

Yu et Boer (2004) suggèrent un mécanisme impliquant à la fois le Pacifique Nord et le Pacifique Sud. Ils mettent en évidence la présence d'anomalies de contenu en chaleur dans l'ouest du bassin, de chaque côté de l'équateur, qui convergent ensuite vers l'équateur et fournissent le processus de rétroaction négative. Les anomalies nord seraient générées par des anomalies de pompage d'Ekman, alors que dans le sud, contrairement à ce que proposent Luo et Yamagata (2001) et Chang *et al.* (2001), elles seraient générées par des anomalies de flux de chaleur en surface.

d. Forçage stochastique de l'atmosphère et non-linéarités

L'introduction d'un forçage atmosphérique chaotique contribue à l'irrégularité d'ENSO (Chap. 1.2.2). Ainsi Wang et Weisberg (1999) suggèrent que l'interaction non linéaire entre ENSO et le cycle saisonnier induit de la variabilité décennale dans les tropiques.

Dans le même ordre d'idée, Kirtman et Schopf (1998) montrent, à l'aide d'un modèle couplé simplifié, que l'introduction de "bruit" atmosphérique favorise et amplifie la variabilité décennale. Pour Thompson et Battisti (2001), la variabilité décennale de type ENSO est essentiellement due à un forçage stochastique. Il faut noter que le signal décennal est obtenu sans avoir prescrit de changements de l'état moyen. Zhang *et al.* (2003) ont alors testé l'influence de l'état moyen comparativement aux seuls effets d'un forçage atmosphérique stochastique. Leurs résultats indiquent que des variations de l'état moyen ne modifient pas les caractéristiques de la modulation basse fréquence d'ENSO, qui s'avère dominée par le forçage stochastique.

• Etat moyen et modulations d'ENSO

Timmermann *et al.* (2003) proposent un mécanisme non-linéaire n'impliquant ni cycle saisonnier ni forçage stochastique, mais basé sur une asymétrie entre épisodes El Niño et La Niña. Ils suggèrent que l'amplitude des événements El Niño augmente jusqu'à l'apparition d'un événement extrême, que le système revienne ensuite brutalement à son état climatologique, et que l'amplitude des El Niño recommence à augmenter jusqu'à l'événement extrême suivant.

De tels comportements non-linéaires sont reproduits par des modèles couplés, notamment dans les simulations de Timmermann (2003) et Rodgers *et al.* (2004). Ce résultat implique une manière très originale d'appréhender le comportement basse fréquence d'ENSO. Toutes les études partent habituellement du principe que ce sont des changements de l'état moyen du Pacifique tropical qui modifient ensuite les caractéristiques d'ENSO et induisent sa modulation décennale. Timmermann (2003) et Rodgers *et al.* (2004) suggèrent que c'est la modulation décennale d'ENSO, générée de manière non-linéaire par l'asymétrie entre El Niño et La Niña, qui imprime des changements de caractéristiques à l'état moyen.

Synthèse

• Caractéristiques d'ENSO

⇝ *Qu'est-ce qu'ENSO ?*

- ENSO est un phénomène climatique, impliquant l'océan et l'atmosphère, ayant pour cadre le Pacifique tropical, et se manifestant tous les 2 à 7 ans. Il se caractérise par l'alternance d'épisodes chauds (El Niño) et froids (La Niña).
- Bien qu'il prenne naissance dans les tropiques, le phénomène imprime sa signature à la totalité du bassin Pacifique via des interactions océaniques, atmosphériques et couplées. Il laisse aussi sa marque dans les autres bassins océaniques, et a des impacts climatiques sur presque tous les continents.

⇝ *Comment se caractérise-t'il ?*

- La signature en SST se caractérise par des anomalies dans l'est du Pacifique tropical, accompagnées d'anomalies de signe inverse plus faibles aux moyennes latitudes, induisant une structure en forme de "fer à cheval" (Fig. 1.29).
- L'intensité du phénomène et ses caractéristiques varient selon les années, et il se trouve ainsi modulé à basse fréquence. Cette modulation est décennale à interdécennale (∼20-30 ans). Le mode décennal se caractérise par une structure spatiale en SST proche du mode interannuel, mais plus étendu méridionalement.

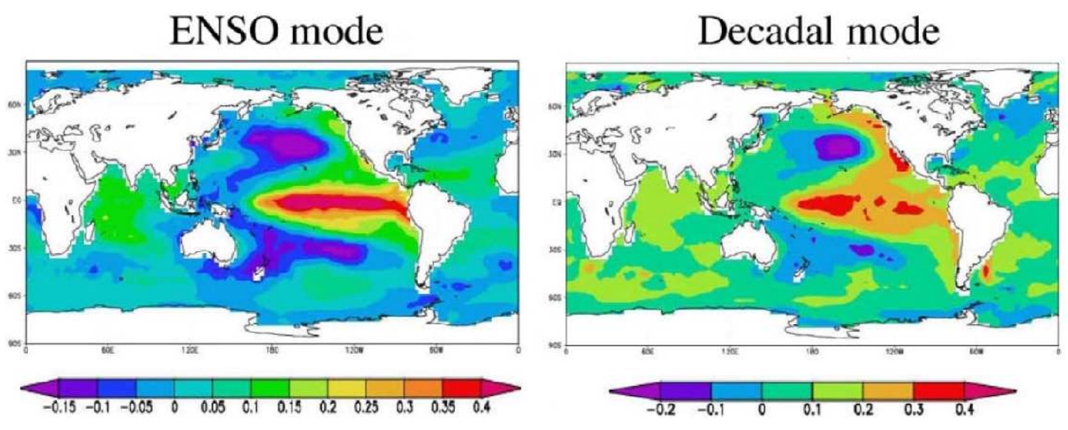


Fig. 1.29: Structure spatiale de la SST associée aux modes interannuel (gauche) et décennal (droite) d'ENSO. D'après Wang et Picaut (2004).

• Hypothèses proposées...

⇝ *Interannuel*

- Il est généralement admis qu'ENSO se comporte comme un oscillateur, bien qu'il puisse aussi être considéré comme une succession chaotique d'événements. Les théories oscillatoires ayant le plus de succès sont celles de l'oscillateur retardé, et plus récemment celle de l'oscillateur rechargé/déchargé.

Synthèse

⇝ *Basse fréquence*

– En ce qui concerne ses modulations basse fréquence, les théories sont beaucoup plus nombreuses, et ne font pas appaître de consensus. Elles font intervenir aussi bien la variabilité des moyennes latitudes que des processus purement tropicaux, une dynamique couplée océan-atmosphère ou des mécanismes chaotiques.

⇝ *Changement de climat*

– Les années 70 se caractérisent par un changement brutal de climat, généralement considéré comme le reflet d'une oscillation climatique naturelle. Il a une signature en SST de type ENSO, et peut ainsi être interprété comme un exemple de la modulation basse fréquence d'ENSO.

• **... à retenir**

⇝ *Origine sud*

– Plusieurs études récentes s'accordent sur le fait que le changement de climat de 1976 semble avoir pour origine le Pacifique Sud, et proposent un mécanisme plausible basé sur une interaction entre l'océan et l'atmosphère.

⇝ *Non-linéarités*

– Il a été montré récemment que les épisodes El Niño et La Niña ne sont pas symétriques, et que cette non-linéarité pourrait être la cause de modulation basse fréquence d'ENSO.

– L'idée alors évoquée est que ce sont les modulations d'ENSO (générées de manière non-linéaire) qui induiraient des variations basse fréquence de l'état moyen. Cette suggestion va à l'encontre de l'hypothèse habituellement admise selon laquelle ce sont des changements de l'état moyen qui feraient varier les caractéristiques d'ENSO à basse fréquence.

• **En conclusion**

ENSO est un phémomène encore loin d'être clairement caractérisé, essentiellement par manque de données océaniques de subsurface (en particulier dans le Pacifique Sud).

Les mécanismes expliquant ses variations interannuelles sont de mieux en mieux appréhendés, notamment grâce à l'arrivée de nouvelles techniques de mesure commme les observations satellitaires, associées à l'occurence ces vingt dernières années des deux épisodes El Niño les plus intenses du siècle. En revanche, ses modulations basse fréquence font l'objet des hypothèses les plus diverses, sans moyen de les valider par les observations. Les séries de mesure les plus longues dont on dispose, en particulier la SST, ne dépassent pas une centaine d'années, et concernent uniquement la surface de l'océan.

De plus, nous choisissons de dissocier le réchauffement climatique attribué au forçage anthropique de la variabilité naturelle du Pacifique.

Objectifs

• **Objectifs scientifiques**

L'objet de ce travail de thèse est l'étude des modulations basse fréquence de la variabilité interannuelle (ENSO) du Pacifique tropical. Il s'agira dans un premier temps de caractériser la variabilité interannuelle, puis les différentes pistes proposées pour expliquer la variabilité basse fréquence seront explorées, aussi bien les mécanismes purement tropicaux que les connexions éventuelles avec les moyennes latitudes.

Nous nous affranchirons du forçage anthropique des cinquante dernières années, pour que ce signal n'entre pas en interaction avec la variabilité naturelle du climat.

• **Modélisation complexe**

Ce travail est basé sur l'exploitation de la simulation de contrôle d'un modèle couplé.

▶ La simulation numérique s'avère être pour l'instant une alternative incontournable pour étudier la basse fréquence d'ENSO, dans la mesure où il n'y a pas d'observations de subsurface disponibles à long terme. Seul un modèle d'océan permet d'accéder à la variabilité en subsurface.

▶ Un couplage entre l'océan et l'atmosphère autorise la prise en compte des processus de rétroaction de l'un par rapport à l'autre, permettant ainsi de mettre à jour les mécanismes physiques couplés opérant dans le modèle.

▶ La simulation couplée utilisée n'est pas rappelée en température ou salinité. La concentration des gaz à effet de serre fixée est celle correspondant aux conditions de 1860. On s'affranchit ainsi de l'augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère.

• **Outils utilisés**

L'étude des modes de variabilité dans les tropiques et extra-tropiques est effectuée principalement à l'aide d'outils statistiques appliqués aux différents champs atmosphériques et océaniques : caractérisation des modes dominants (ACP : analyse en composantes principales, analyse en ondelettes) et détermination des modes covariants (analyse en covariance optimale).

Un modèle couplé intermédiaire (ICM) servira d'outil d'interprétation de la variabilité tropicale et permettra de quantifier l'amplitude du signal décennal sur la dynamique équatoriale et son impact dans le système couplé tropical.

Les observations disponibles seront exploitées dans la mesure du possible pour évaluer le réalisme des processus reproduits par le modèle couplé.

• **Déroulement de l'étude**

Après une première phase de validation du modèle couplé (Chap. 2), il s'agira de caractériser les modes de variabilité basse fréquence du Pacifique tropical reproduits par le modèle, puis de rechercher les processus physiques associés (Chap. 3). Après la conclusion, les perspectives de ce travail fourniront quelques éléments de réponse quant aux connexions éventuelles entre la variabilité tropicale et les moyennes latitudes.

Chapitre 2

Modèle couplé océan-atmosphère, variabilité interannuelle et haute fréquence

h Ce chapitre a pour but de présenter le modèle couplé océan-atmosphère utilisé, et de caractériser, par rapport aux observations, l'état moyen et les modes de variabilité simulés par le modèle dans le Pacifique tropical. Le modèle couplé doit en effet reproduire de manière la plus réaliste possible la variabilité et les mécanismes physiques en jeu, et il convient d'évaluer ce degré de réalisme. Pour cela, la climatologie et la variabilité interanuelle sont comparées dans la mesure du possible aux observations disponibles, pour les champs tels que la température en surface et subsurface, la salinité, les courants, les vents et les précipitations.

2.1 Couplage ORCALIM-ARPEGE

Le modèle couplé utilisé est un modèle global, dont les composantes océanique et atmosphérique sont deux modèles de circulation générale aux équations primitives, le modèle d'océan OPA8 du LODYC (Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie) et le modèle d'atmosphère ARPEGE-Climat du CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques). L'interface entre les deux modèles est assurée par le coupleur OASIS développé au CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique).

2.1.1 Modèle océanique

Le modèle océanique utilisé est ORCA2, la configuration globale du modèle de circulation générale océanique (OGCM) OPA8.2, développé au LODYC (Madec *et al.* 1998). C'est un modèle hydrostatique aux équations primitives, avec une formulation de surface libre. Les variables pronostiques sont le champ tri-dimensionnel de vitesse et les caractéristiques thermohalines de l'eau de mer. La distribution des variables se fait sur une grille

C d'Arakawa tri-dimensionnelle. Le point de convergence dans l'hémisphère Nord a été remplacé par deux pôles rejetés sur les terres (Asie et Amérique du Nord) pour éviter les problèmes de singularité (Murray 1996).

La résolution horizontale est de 2° en longitude, et la résolution méridienne est fonction de la latitude (2° $\cos(\phi)$), avec une maille plus fine à l'équateur (0.5°) permettant d'améliorer la dynamique équatoriale, notamment la résolution des échelles méridiennes fines associées aux modes baroclines d'ordre élevé (Fig. 2.1). Il y a 31 niveaux sur la verticale, avec une plus haute résolution (10m) dans les 150 premiers mètres. Le pas de temps utilisé est d'1h36, correspondant à 15 pas de temps par jour. La bathymétrie et les lignes de côtes sont issues de l'atlas global de Smith et Sandwell (1997).

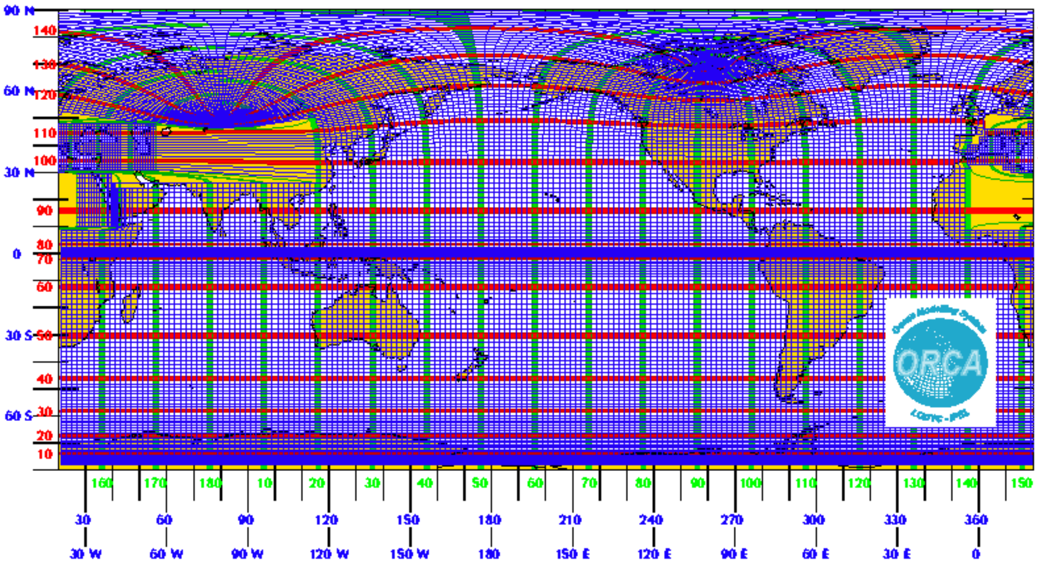


FIG. 2.1: Grille du modèle océanique ORCA2 (http ://www.lodyc.jussieu.fr/opa/)

L'équation d'état utilisée est celle de Jackett et McDougall (1995), exprimant la densité en fonction de la pression, la salinité et la température potentielle. Les coefficients de viscosité et diffusion turbulente sur la verticale sont calculés selon un schéma avec fermeture 1.5 en énergie cinétique turbulente (Blanke et Delecluse 1993), permettant une formulation explicite de la couche de mélange ainsi qu'une diffusion réduite dans la thermocline. La diffusion horizontale de moment cinétique est assurée par un opérateur de type Laplacien, dont le coefficient de diffusion turbulente varie de 40 000 m^2/s à 2000 m^2/s dans les régions équatoriales, et croît avec la profondeur. Le mélange latéral des traceurs (température et salinité) est isopycnal (Guilyardi *et al.* 2001). Des flux nuls de chaleur et de sel sont appliqués comme conditions aux bords et au fond.

Le modèle d'océan inclut le modèle de glace de mer LIM (Louvain Ice Model : modèle de glace de Louvain), développé par Fichefet et Maqueda (1997). C'est un modèle de type Hibler, prenant en compte les processus dynamiques et thermodynamiques. Il tourne sur la même grille que le modèle d'océan, et calcule les flux de chaleur, sel et eau douce utilisés pour forcer le modèle d'océan. Un modèle à 3 couches, qui prend en compte le stockage de chaleur sensible et latente dans le système glace-neige, simule les variations d'épaisseur de neige et de glace en réponse aux flux de chaleur de surface et du fond. La variation de concentration de la glace due aux processus thermiques est fonction du bilan d'énergie en surface (Fichefet et Morales Maqueda 1997).

2.1.2 Modèle atmosphérique

Le modèle atmosphérique est la version 3 du modèle de circulation générale atmosphérique (AGCM) ARPEGE-Climat développé à Météo-France (Déqué *et al.* 1994). La configuration standard de la version Climat utilise une troncature triangulaire T63. Les flux diabatiques et les termes non-linéaires sont calculés sur une grille gaussienne de 2.8° en longitude par 2.8° en latitude. L'atmosphère est discrétisée en 31 niveaux verticaux, dont 20 dans la troposphère, en utilisant une coordonnée verticale hybride, du sol jusqu'à 34km (7.35hPa). Le pas de temps du modèle pour cette résolution est de 30 minutes.

ARPEGE-Climat comprend les paramétrisations physiques atmosphériques classiques, et prend en compte les processus liés aux surfaces continentales via le modèle d'interaction sol-végétation-atmosphère ISBA (Douville 1998). La convection profonde est représentée par le schéma de flux de masse développé par Bougeault (1985), et les processus radiatifs suivent le schéma de rayonnement de Morcrette (1990). La paramétrisation des ondes longues inclut les effets des traceurs gazeux (CH_4, N_2O, CFC_{11-12}) ainsi que du CO_2, O_3 et H_2O. Les paramétrisations des conditions aux frontières et de la turbulence sont basées sur l'échange vertical avec des coefficients fonction du nombre de Richardson local, selon la méthode de Louis *et al.* (1982).

2.1.3 Couplage

L'échange des données, l'interpolation d'une grille à l'autre et la synchronisation temporelle entre ARPEGE-Climat et ORCALIM sont assurés par le coupleur OASIS version 2.5, développé au CERFACS (Valcke *et al.* 2000).

D'un côté les moyennes journalières de SST, de l'extension de la glace de mer, et de l'albedo en surface sont fournis par l'océan à l'atmosphère. De l'autre, l'atmosphère fournit à l'océan les moyennes journalières de flux de chaleur en surface, de quantité de mouvement et d'eau douce. La conservation globale des flux est réalisée au passage des flux de chaleur et d'eau. La concentration des gaz à effet de serre est fixée à une valeur pré-industrielle et aucune correction de flux ni rappel en température ou salinité ne sont appliqués.

L'état initial atmosphérique correspond au mois de janvier d'une intégration non-couplée d'ARPEGE-Climat. L'état initial océanique correspond à la climatologie Levitus pour la température et la salinité (Antonov *et al.* 1998, Boyer *et al.* 1998), et les champs de vitesse sont mis à zéro.

A partir de l'état initial, une période de 10 ans permet au système d'absorber le choc de départ pour atteindre l'équilibre géostrophique (ajustement de la glace aux conditions initiales Levitus, ajustements atmosphère-océan, ajustements des divers réservoirs terrestres ou de la glace de mer). La simulation est alors poursuivie pendant 260 ans. Elle sera appelée par la suite "PR1".

2.1.4 Dérive initiale

Les dix premières années de "spin-up"' n'ont cependant pas suffi au modèle pour atteindre un état d'équilibre dans les premières couches de l'océan. Une dérive en température et salinité apparaît, surtout marquée aux moyennes latitudes, les soixante années suivantes.

Dans les tropiques (20°S-20°N), le Pacifique subit ainsi un léger refroidissement les premières décennies, puis se stabilise (Fig. 2.2). La salinité est quant à elle relativement stable (Fig. 2.3). A l'inverse le nord du bassin se caractérise par une dérive en salinité assez importante (0.25 psu en soixante ans), mais c'est le sud qui subit la plus forte tendance, avec à la fois une dérive en SST (plus de 0.6°C en 90 ans) et une petite dérive

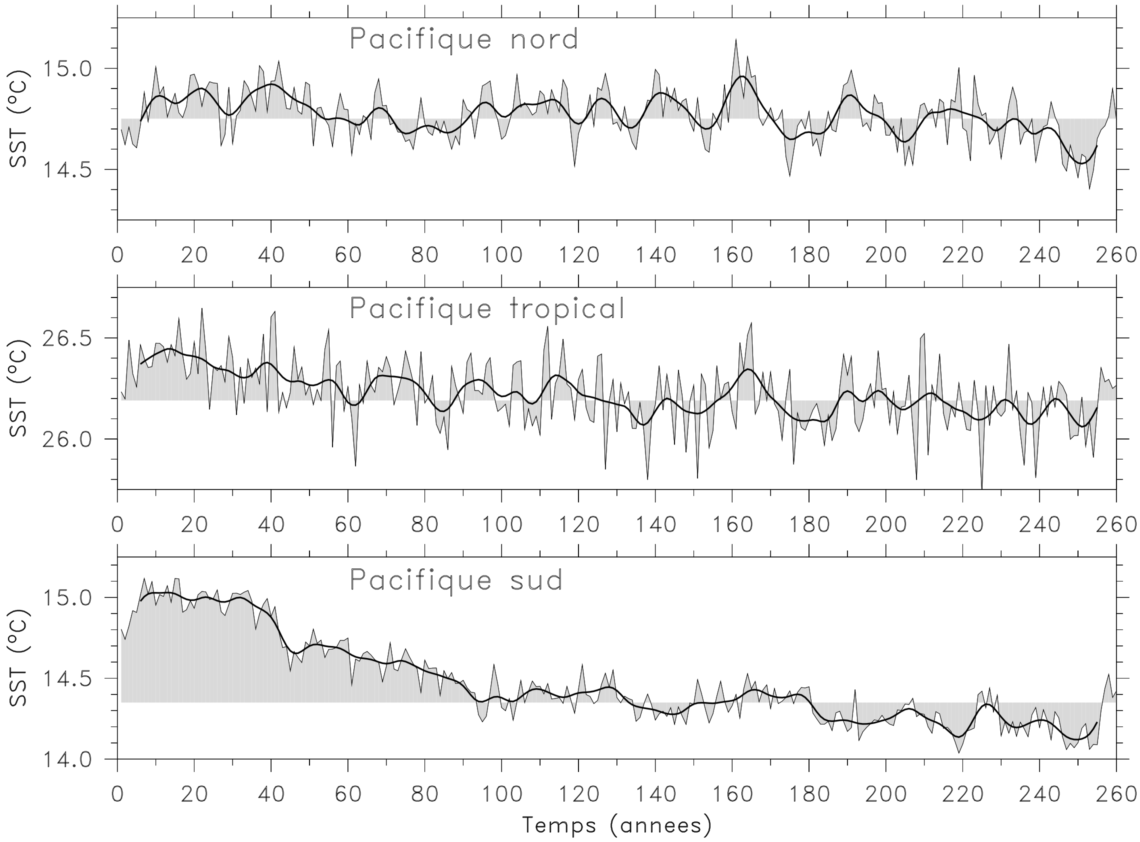


Fig. 2.2: Evolution de la SST (°C) dans le Pacifique Nord (haut, moyenne dans la boîte 120°E-260°E/20°N-70°N), tropical (milieu, moyenne dans la boîte 120°E-290°E /20°S-20°N) et Sud (bas, moyenne dans la boîte 120°E-290°E/70°S-20°S). La courbe en trait fin représente l'évolution des moyennes annuelles, elle est grisée en fonction de la moyenne sur les 200 dernières années. La courbe en trait épais représente la SST filtrée sur 11 ans à l'aide d'une fenêtre de Hanning.

en salinité (0.1 psu en 70 ans). La salinité a un comportement en surface dissocié de la température suivant la latitude, signifiant que la densité subit aussi des ajustements, liés de plus à des variations des champs atmosphériques. En étudiant de manière analogue les champs atmosphériques, on note que la température et le géopotentiel au niveau de pression 500 hPa (niveau moyen entre le sol et la troposphère) subissent aussi cette période d'ajustement de soixante ans dans les tropiques et le Pacifique Nord, et de 90 ans dans le Pacifique Sud où elle est également plus marquée.

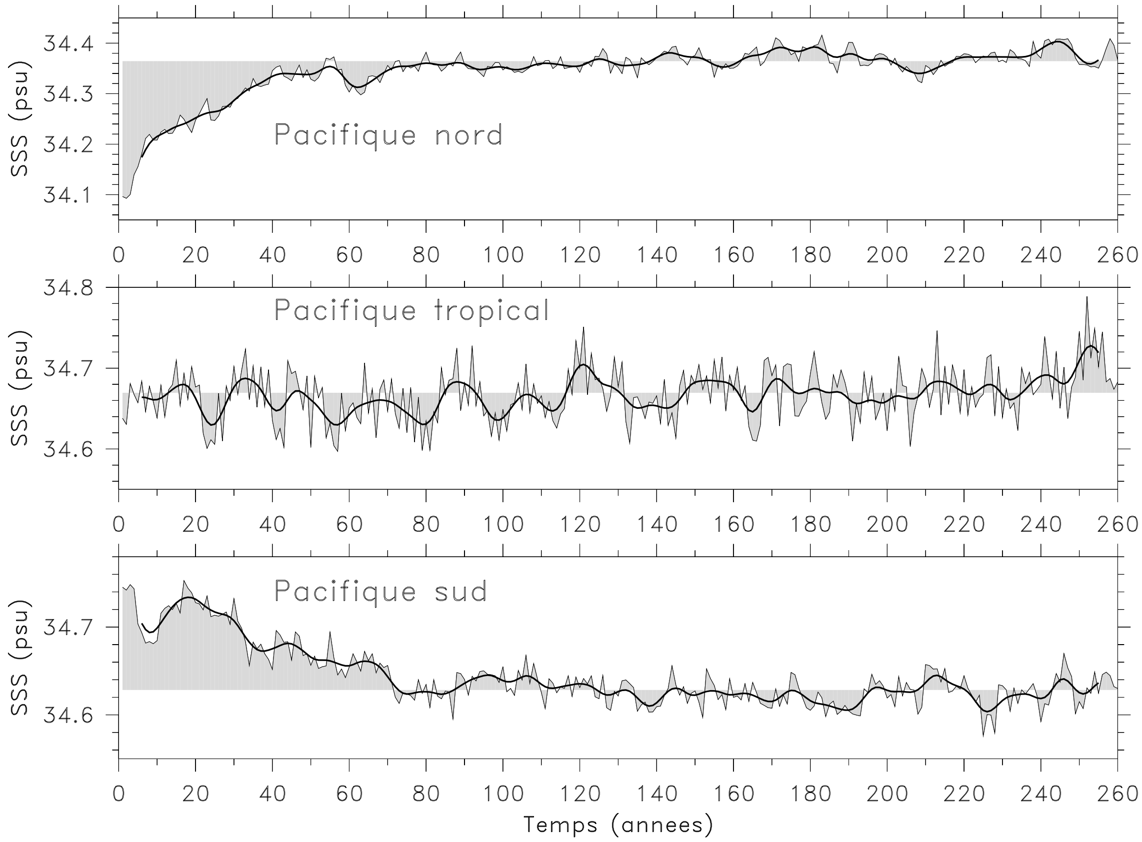


Fig. 2.3: Evolution de la SSS (psu) dans les boîtes définies Fig. 2.2. La courbe en trait fin représente l'évolution des moyennes annuelles, elle est grisée en fonction de la moyenne sur les 200 dernières années. La courbe en trait épais représente la SSS filtrée sur 11 ans aa l'aide d'une fenêtre de Hanning.

Bien que la dérive soit plus longue dans le Pacifique Sud que dans les autres bassins, nous avons choisi de ne nous affranchir que des soixante premières années pour effectuer les analyses, au vu du comportement relativement stable des différents champs dans les tropiques après cette période. On remarque néanmoins une très légère tendance (négative en SST et positive en salinité) un peu plus marquée dans le sud, bien qu'en subsurface (moyenne sur les 300 premiers mètres), l'évolution de la température s'apparente plutôt à un changement de régime. Elle est en effet caractérisée par deux périodes stables séparées par un refroidissement aux alentours de l'année 180 (Fig. 2.4). Par la suite un filtrage des champs avant analyse nous permettra d'éliminer toute tendance linéaire.

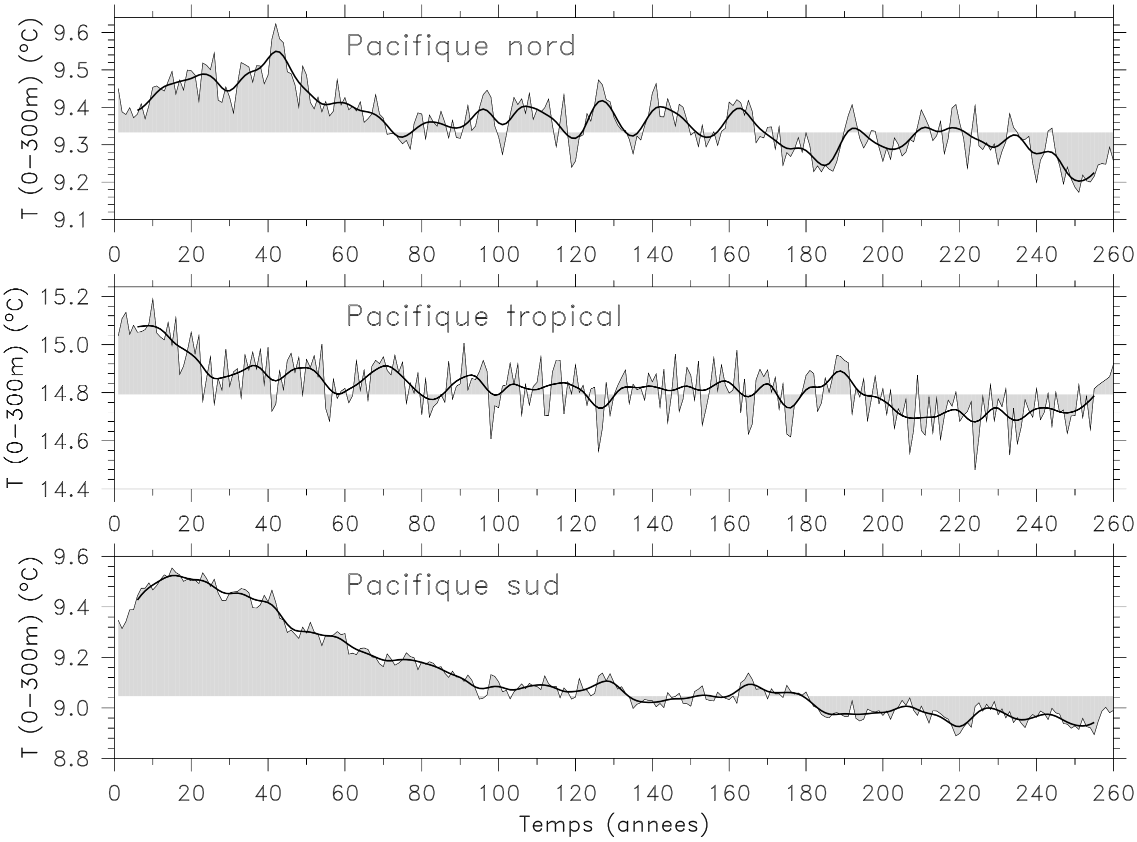


FIG. 2.4: Evolution de la température de subsurface (°C) entre 0 et 300 m dans les boîtes définies Fig. 2.2. La courbe en trait fin représente l'évolution des moyennes annuelles, elle est grisée en fonction de la moyenne sur les 200 dernières années. La courbe en trait épais représente la température filtrée sur 11 ans à l'aide d'une fenêtre de Hanning.

2.1.5 Comparaison avec les observations : jeux de données utilisés

L'état moyen du modèle, le cycle saisonnier et la variabilité simulés sont validés dans les parties suivantes à l'aide de différents jeux d'observation, pour l'océan et l'atmosphère. Bien sûr la qualité des jeux de données est variable, ils couvrent une période plus ou moins longue et les données sont souvent reconstruites statistiquement dans les zones où elles sont rares, comme le Pacifique Sud. Néanmoins cette étape est nécessaire pour accorder crédit aux analyses qui seront effectuées. De plus, l'état moyen et la manière dont le modèle couplé représente les modes de variabilité peuvent être évalués en fonction des modèles couplés dejà existants.

Les principaux jeux de données utilisés lors de ce travail sont :
- le jeu de données du "Hadley Centre" pour la température de surface (HadISST, 1871-1999, version 1.1, Rayner *et al.* 2003)
- les produits satellitaires de tension de vent ERS-1 and ERS-2 du CERSAT (http ://www.ifremer.fr/cersat/fr/data/download/download.htm)

- les données TAO (http ://www.pmel.noaa.gov/tao) pour la profondeur de l'isotherme 20°C
- la climatologie Levitus pour la température (Antonov *et al.* 1998) et la salinité (Boyer *et al.* 1998)
- les données Kaplan *et al.* (1998) pour la SST et la SLP

2.2 Etat moyen

a. Atmosphère : une double ITCZ

La tension de vent simulée en surface présente des structures similaires à celles observées (Fig. 2.5). Les alizés sont cependant trop forts (de 60 à 70%) dans les subtropiques, entre 5°N et 25°N et entre 10°S et 30°S, à l'ouest de 120°W. Ils sont de plus trop étendus zonalement, donnant lieu à des intensités trop élevées dans la partie ouest du bassin entre 5°N et 25°N. Au large des côtes sud-américaines, les alizés de sud-est sont à l'inverse affaiblis et cantonnés trop à l'est. Au lieu de s'étendre jusqu'à 140°W, ils s'orientent est/nord-est dès 100°W (sous-estimation de la composante méridienne). Ce défaut est associé à une trop grande extension vers l'est de la zone de vent faible au sud de l'équateur, correspondant à la SPCZ (entre 150°E et 120°W). Dans cette zone les vents d'est s'orientent nord/nord-est, induisant un léger décalage de la SPCZ vers le sud.

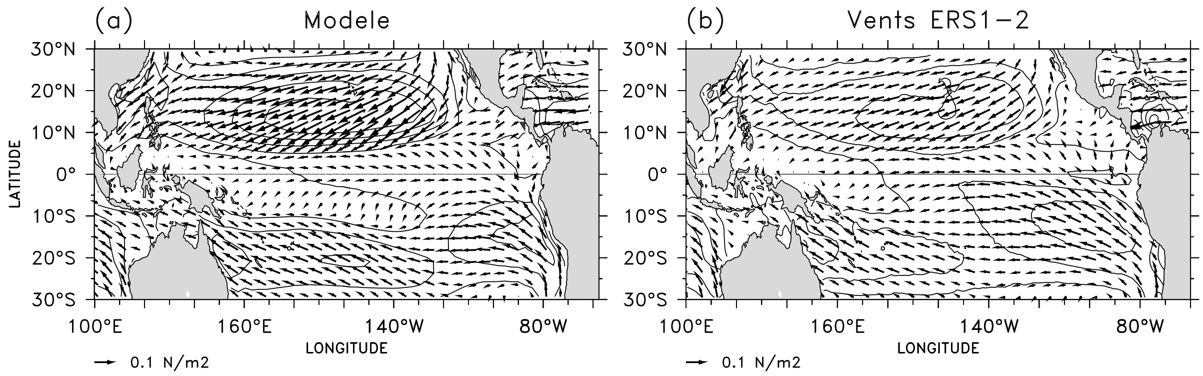


Fig. 2.5: Tension de vent en surface (N/m^2) de la simulation PR1 (a) et des observations satellitales ERS1-2 (b). Les contours représentent le module et sont tracés tous les 2.5 10^{-2} N/m^2.

Le champ de précipitations confirme cette trop grande extension vers l'est de la SPCZ (Fig. 2.6), conduisant à la simulation d'une double ITCZ au sud de l'équateur. Ce défaut est caractéristique de la plupart des modèles couplés (AchutaRao et Sperber 2002, Davey *et al.* 2002). On note que la quantité de précipitations simulée est plus faible que dans la réalité, avec des taux de 8-10 mm/jour au maximum au lieu de 12-14 mm/jour.

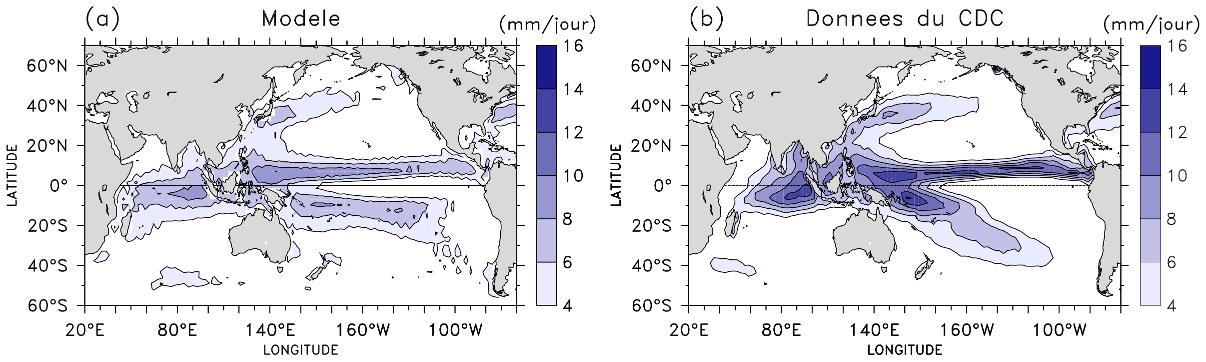


FIG. 2.6: Précipitations en surface (mm/jour) de la simulation PR1 (a) et des observations issues du CDC (b). Les précipitations inférieures à 4 mm/jour ne sont pas représentées.

b. Océan

La signature de la double ITCZ également est visible sur le champ de température de surface de l'océan (Fig. 2.7). L'extension zonale de la SPCZ coïncide avec une extension sud de la "warm pool" trop à l'est, induisant des températures trop élevées le long des côtes du Pérou/Chili. Ce biais chaud dans le sud-est (atteignant 2°C le long des côtes) est associé à la sous-estimation de la composante méridienne des alizés, réduisant l'efficacité de l'upweling côtier, mais aussi à une mauvaise représentation par le modèle d'atmosphère des nuages bas stratiformes (stratocumulus) dans cette région (Terray 1998). La zone chaude au nord de l'équateur n'est quant à elle pas assez étendue méridionalement et reste confinée le long de l'équateur. Le second défaut caractéristique de cette simulation couplée est une extension zonale vers l'ouest de la langue d'eau froide équatoriale beaucoup trop importante ; elle atteint quasiment le bord ouest du bassin. De manière plus générale, l'ouest du bassin est caractérisé par des températures de surfaces trop froides, conduisant à un gradient zonal de température à l'équateur trop peu marqué (Fig. 2.8). La différence avec les observations peut atteindre 2°C le long de l'équateur à cause de l'extension de la langue d'eau froide. La température de la warm pool et de la zone correspondant à l'ITCZ

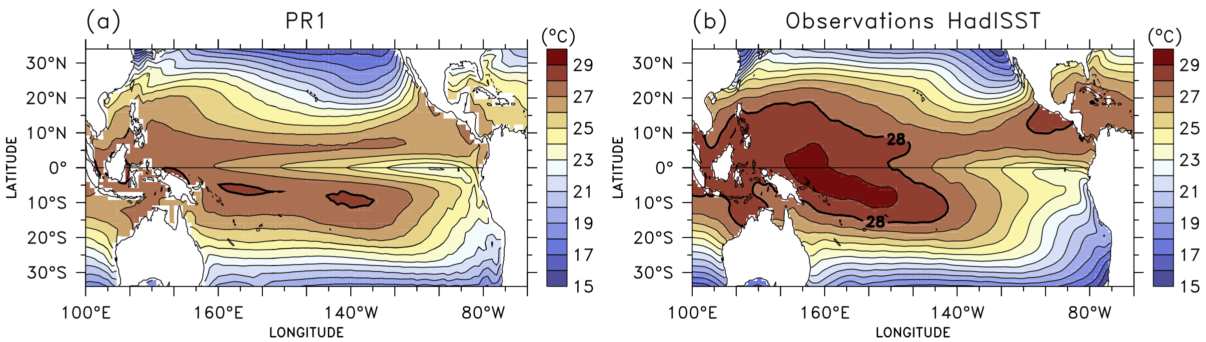


FIG. 2.7: SST (°C) de la simulation couplée PR1 (a) et des observations HadISST (b). L'isotherme 28°C est représentée en gras.

est inférieure de 1°C à 2°C à celle observée. Le biais froid dans ces zones de convergence peut expliquer l'activité convective trop faible remarquée via le champ de précipitations (Fig. 2.6).

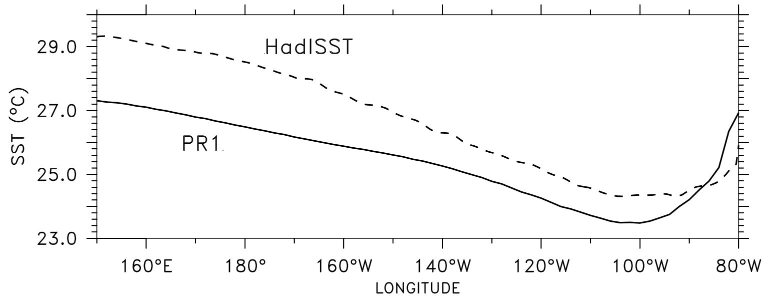


Fig. 2.8: SST (°C) de la simulation couplée PR1 (trait continu) et des observations HadISST (pointillés) le long de l'équateur (2°S-2°N).

Vu le rôle important joué par la thermocline dans les tropiques, le modèle couplé doit aussi être capable de simuler la structure verticale de température de la manière la plus réaliste possible. Les variations de la thermocline entrent en jeu notamment dans le processus de rétroaction positive associé à ENSO proposé par Bjerknes (Chap. 1.2). Le gradient zonal de SST le long de l'équateur est lié à la circulation de Walker et aux alizés via l'upwelling équatorial. L'efficacité de cette rétroaction dépend entre autres des propriétés de la thermocline équatoriale, comme sa profondeur, son épaisseur et sa pente zonale. Ainsi dans l'est du Pacifique équatorial, le champ de température de subsurface est plus sensible aux variations de profondeur de la thermocline lorsqu'elle est proche de la surface (Zebiak et Cane 1987). Meehl *et al.* (2001) ont montré, par comparaison de modèles couplés, qu'une thermocline peu épaisse (fort gradient vertical de température) et proche de la surface a tendance à favoriser des épisodes El Niño de forte amplitude.

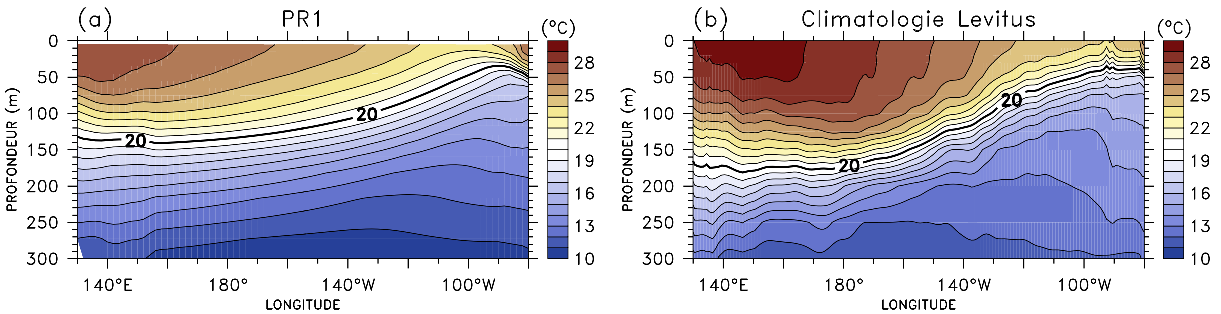


Fig. 2.9: Structure verticale de la température (°C) pour la simulation PR1 (a) et la climatologie Levitus (b). La profondeur de l'isotherme 20°C est représentée en gras.

La structure verticale de température simulée par le modèle est relativement réaliste (Fig. 2.9). La thermocline est cependant plus proche de la surface dans l'ouest et le centre du bassin que dans les observations Levitus *et al.* (1994), induisant une pente est-ouest moins prononcée que dans la réalité. Elle est de plus trop diffuse, autre biais classique des modèles océaniques.

La structure en densité est cohérente avec la structure en température (Fig. 2.10). La salinité variant moins que la température dans les couches de surface du Pacifique tropical, la pycnocline suit la thermocline. L'isotherme 20°C, habituellement considérée comme représentative de la thermocline, est proche de l'isopycne σ=25, ce qui est aussi le cas pour les observations.

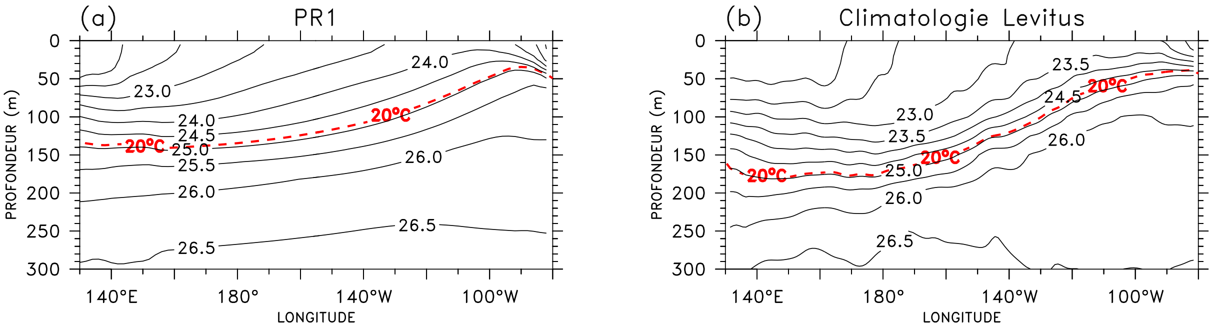


FIG. 2.10: Structure verticale de la densité (σ) pour la simulation PR1 (a) et la climatologie Levitus (b). La profondeur de l'isotherme 20°C est représentée en gras.

2.2.1 Structure verticale dans l'océan : décomposition en modes baroclines

Le fait que la thermocline soit trop diffuse et donc plus "épaisse" suggère une plus grande contribution des modes baroclines verticaux d'ordre élevé (Gent et Luyten 1985). Pour aller plus loin dans la description de l'état moyen du modèle, nous avons donc effectué une décomposition en modes verticaux baroclines de la stratification moyenne, à partir des champs de température et de salinité.

Cette décomposition (Dewitte *et al.* 1999) fournit en particulier deux paramètres critiques contrôlant la contribution relative des modes baroclines et donc la dynamique couplée associée aux ondes équatoriales : P_n(x,t) et scl_n(x,t). Les valeurs de ces coefficients peuvent avoir un impact important, en particulier sur la variabilité des modèles couplés simples (Dewitte 2000, Yeh *et al.* 2001, Moon *et al.* 2004).

Dans la théorie ondulatoire linéaire, P_n est le coefficient de projection du vent sur les modes baroclines, et quantifie la part de l'énergie du vent attribuée aux modes baroclines :

$$P_n(x,t) = \int_{-H(x)}^{0} F_n^2(x,z,t)dz \tag{2.1}$$

où F_n est la structure des modes baroclines à l'équateur et H(x) la profondeur de l'océan le long de l'équateur.

Le coefficient scl_n permet quant à lui de reconstituer les variations de profondeur de la thermocline, par pondération de la contribution des modes baroclines aux anomalies de pression de surface. Il se définit par :

$$scl_n(x,z,t) = \frac{g}{N^2(x,z,t)} \frac{dF_n}{dz}(x,z,t) \tag{2.2}$$

où N^2 est la fréquence de Brunt Vaïssala.

La relation permettant de déterminer les variations de thermocline (δ) associées aux modes baroclines est :

$$\delta = \sum_{n=1}^{M} scl_n(x, z = D, t).p_n(x, y, t) \tag{2.3}$$

où M est le nombre de modes baroclines retenus, p_n la contribution des modes aux anomalies de pression de surface et D la profondeur moyenne de la thermocline. La profondeur de l'isotherme 20°C est utilisée pour le paramètre D. Dans le centre du bassin à 180°, où la variabilité de la tension de vent est maximale, la profondeur de la D20 dans le modèle est de 128 m. Les valeurs des coefficients scl_n associés aux différents modes baroclines sont relativement réalistes comparativement à celles obtenues d'après la climatologie Levitus, bien qu'elles soient plus importantes pour les modes 1 et 2. Le paramètre scl_n sera exploité ultérieurement, lors de l'étude de la basse fréquence dans le modèle.

Les valeurs des coefficients de projection du vent P_n associés à la stratification équatoriale moyenne sont représentées figure 2.11 pour les 6 premiers modes le long de l'équateur. L'allure des courbes est comparable à celles obtenues à partir d'un modèle d'océan forcé par des vents réalistes (Dewitte *et al.* 1999). Le premier mode est dominant dans l'ouest du Pacifique et décroît vers l'est, et inversement pour le second mode. P_1 et P_2 sont égaux à la longitude 180°. Dans l'extrême est du bassin, les coefficients d'ordre supérieur à 3 sont élevés, en accord avec une thermocline plus proche de la surface et la topographie du fond dans cette région. Dans l'ouest et le centre du Pacifique, ils atteignent 40 à 60% de la valeur des coefficients P_1 et P_2, ce qui est plus important que dans le cas d'un modèle forcé (Dewitte *et al.* 1999) ou de produits assimilés (Yeh *et al.* 2001, Moon *et al.* 2004).

La relativement grande contribution des modes baroclines d'ordre élevé dans le modèle est ainsi cohérente avec la diffusivité importante de la thermocline. Les modes d'ordre élevé jouent de plus un rôle important du fait qu'ils sont associés à une vitesse de phase plus lente et donc à des modes de variabilité plus basse fréquence que le premier mode. Le coefficient P_3 en particulier, de par sa valeur importante dans le centre du bassin (0.25 à 180° comparativement à 0.10 dans le modèle forcé de Dewitte *et al.* 1999), devrait ainsi favoriser des modes de variabilité basse fréquence (Dewitte 2000).

Comme dernier diagnostique sur la variabilité de la structure verticale dans la simulation, les anomalies de courant zonal de surface sont projetées sur la structure verticale des

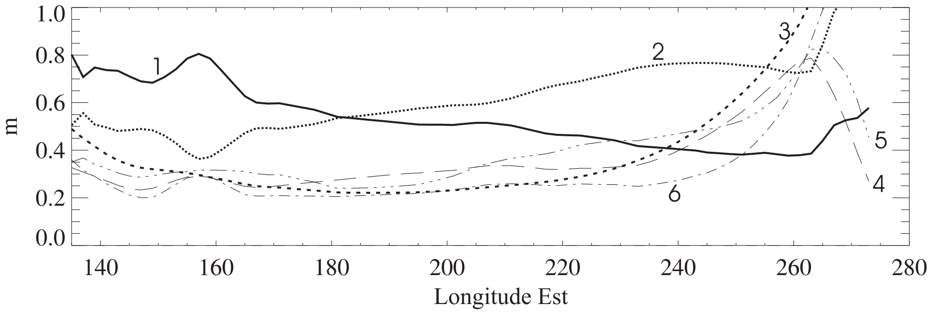


FIG. 2.11: Coefficients de projection du vent le long de l'équateur pour les six premiers modes baroclines. Ils sont calculés à partir de la stratification moyenne de la simulation PR1.

modes, pour évaluer la contribution effective de chaque mode à la variabilité du courant (Fig. 2.12). La variabilité du courant zonal, très équatoriale, présente un maximum situé à l'extrême ouest, tout comme la variabilité de la tension de vent zonale à l'équateur et celle de la contribution cumulée des modes 4 à 10. Cette localisation très à l'ouest de la variabilité comparée aux résultats d'une simulation forcée (Dewitte *et al.* 1999) aura tendance à

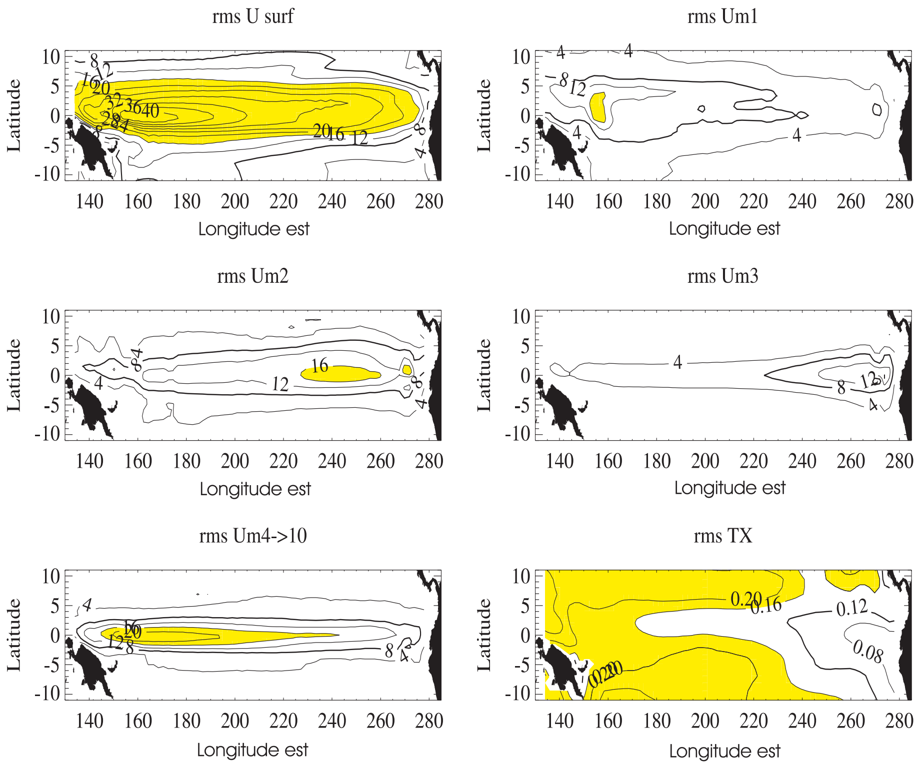


FIG. 2.12: Variabilité du courant zonal de surface (cm.s^{-1}) : variabilité totale (a) et contribution du premier mode (b), du second mode (c), du troisième mode (d) et de la somme des modes quatre à dix (e). Anomalies de tension de vent zonale (f) (Dyn.cm^{-2}). L'intervalle des contours est de 4 cm.s^{-1} pour le courant, 0.04 Dyn.cm^{-2} pour la tension de vent. Les valeurs supérieures à 16 cm.s^{-1} pour le courant et 0.2 Dyn.cm^{-2} pour la tension de vent sont colorées.

privilégier une rétroaction rapide de type oscillateur retardé (les ondes de Rossby forcées se propageant sur une plus courte distance avant de se réfléchir en ondes de Kelvin à la frontière ouest). La spécificité de la structure verticale mise ici en évidence, en particulier l'importance des modes d'ordre élevé, devrait avoir un impact sur le type de mode couplé se développant dans le modèle (Chap. 2.3).

2.2.2 Cycle saisonnier

Le cycle saisonnier joue un rôle important vis à vis des événements El Niño. Il a ainsi été suggéré que l'interaction entre les deux conduit à une apériodicité d'ENSO, voire à une variabilité décennale du phénomène (Tziperman *et al.* 1994, Wang et Weisberg 1999b). De plus, les observations révèlent que les événements ENSO sont généralement "calés" sur le cycle saisonnier. Leur phase de développement a lieu durant le printemps et l'été boréals, puis ils atteignent leur amplitude maximale durant les mois de décembre/janvier. Le cycle saisonnier est donc un élément important que le modèle couplé doit être capable de reproduire.

Le cycle saisonnier de la SST à l'équateur s'avère proche du cycle observé (Fig. 2.13). Le refroidissement puis le réchauffement dans l'est du bassin sont reproduits, mais ne sont pas assez contrastés et sont de plus décalés dans le temps. Dans l'ouest du bassin le modèle simule à l'inverse un cycle saisonnier trop contrasté par rapport aux observations, dû à une extension zonale trop importante de la langue d'eau froide. Le refroidissement initié dans l'est persiste en effet trop longtemps dans le modèle (de janvier à avril) en s'étendant vers l'ouest du bassin, ce qui a pour effet d'avorter en partie le réchauffement qui a normalement lieu en mars/avril. Ce dernier est donc trop tardif et d'amplitude trop faible. Le maximum a lieu en mai au lieu de mars/avril et est inférieur de 1°C à celui observé. On peut aussi noter que le refroidissement se développe trop rapidement par

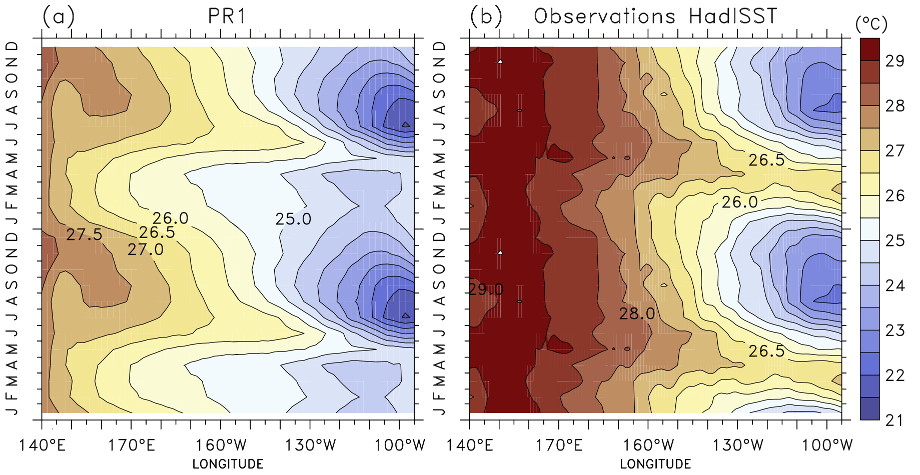


FIG. 2.13: Cycle saisonnier de la SST (°C) à l'équateur (2°S-2°N) pour la simulation PR1 (a) et les observations HadISST (b).

rapport aux observations (le maximum a lieu un mois plus tôt que dans les observations, juillet/août au lieu de septembre) et que son amplitude est supérieure de 0.5 à 1°C à celle observée.

L'extension à l'ouest des anomalies saisonnières de SST peut être reliée au comportement du vent en surface. Les observations présentent un renforcement des alizés dans le centre du Pacifique équatorial (de 170°E à 120°E) en décembre/janvier. Dans le modèle couplé, ce renforcement s'avère deux fois plus faible que celui observé, et est homogène tout le long de l'équateur. Il s'étend ainsi jusqu'au bord ouest du bassin, induisant comme pour la SST un cycle saisonnier dans la partie ouest non présent dans les observations. Cette extension zonale des alizés de janvier à avril est cohérente avec l'extension vers l'ouest de la langue d'eau froide à la même période, confinant la warm pool trop à l'ouest. Le renforcement des alizés observé en juillet/août dans le centre du bassin est lui-aussi mal reproduit par le modèle. Il est simulé avec une bonne amplitude, mais 30° à l'est de celui observé. Ces alizés proches de la côte sud-américaine pourraient être la cause d'un renforcement de l'upwelling côtier, expliquant les SST trop froides à cette période. Deux mois plus tard, le modèle simule des vents d'ouest aux alentours de 160°E. Ces vents d'ouest sont présents dans les observations, mais ont lieu deux à trois mois plus tard et sont situés 20° plus à l'ouest.

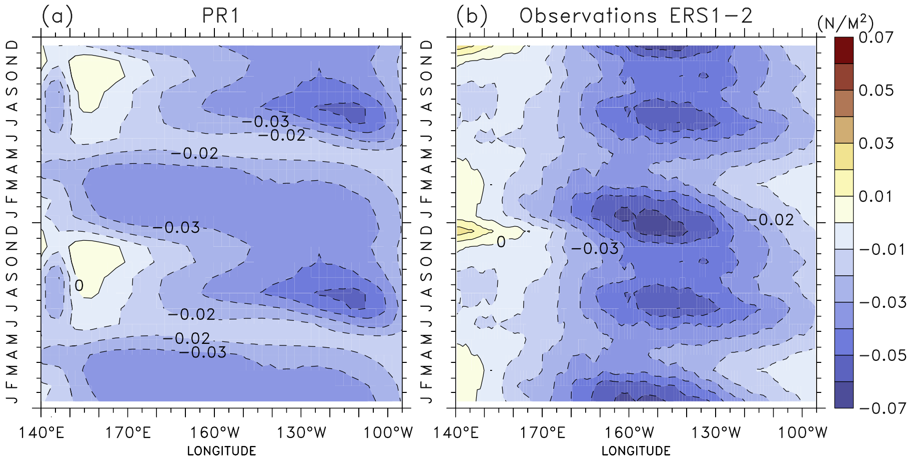


Fig. 2.14: Cycle saisonnier de la tension de vent zonale (N.m^{-2}) à l'équateur (2°S-2°N) pour la simulation PR1 (a) et les observations satellitales ERS1-2 (b).

Curieusement, en subsurface, la thermocline simulée par le modèle couplé présente un cycle saisonnier beaucoup plus prononcé que celui des observations. La profondeur de l'isotherme 20°C (D20), utilisée pour représenter les mouvements verticaux de la thermocline autour de son état moyen, est représentée figure 2.15. La D20 se rapproche de la surface de janvier à juin, entre 170°E et 110°W. En mai/juin, elle s'approfondit dans l'ouest (entre 150°E et 180°), augmentant la pente est-ouest de la thermocline vers 160°W. Cet approfondissement dans l'ouest est aussi observé dans la climatologie Levitus, mais a lieu un à deux mois plus tôt. Le fait que la thermocline soit peu profonde au printemps est cohérent avec des températures en surface plus froides que celles observées à cette période, et peut aussi être relié aux alizés trop forts à l'ouest du bassin.

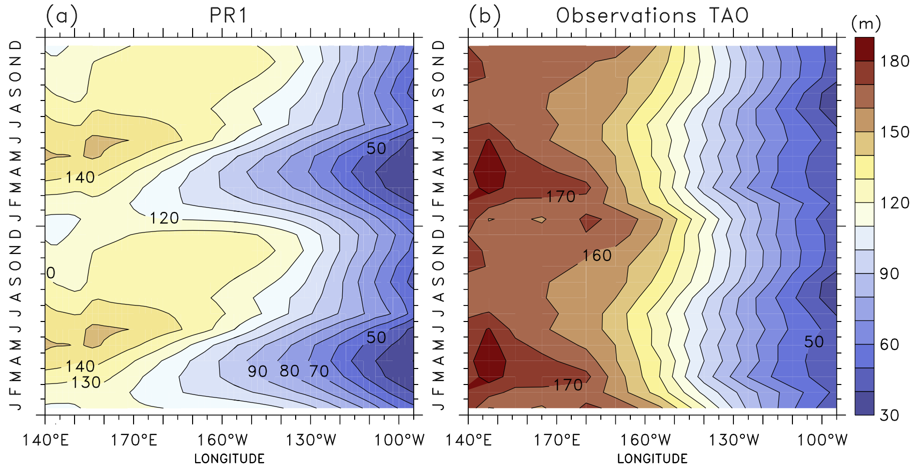


Fig. 2.15: Cycle saisonnier de la profondeur de l'isotherme 20°C (m) à l'équateur (2°S-2°N) pour la simulation PR1 (a) et les observations TAO (b).

2.2.3 Conclusion

L'état moyen et le cycle saisonnier de la simulation, malgré les biais identifiés, sont relativement réalistes. Beaucoup de ces biais sont communs à la plupart des modèle couplés (AchutaRao et Sperber 2002) : la simulation d'une double ITCZ, une thermocline trop diffuse, un upwelling côtier mal reproduit, une extension zonale trop importante de la langue d'eau froide. Cette simulation couplée se caractérise de manière plus générale par un état moyen plus froid de 1 à 2°C par rapport aux observations, surtout dans la partie ouest du bassin, induisant un gradient zonal de SST trop faible, et donc des vents équatoriaux eux-aussi trop faibles. Le cycle saisonnier est malgré tout suffisament réaliste pour permettre au modèle couplé de reproduire les principaux mécanismes physiques opérant dans le Pacifique tropical. La simulation du cycle saisonnier est de plus qualitativement supérieure à beaucoup de modèles couplés. Pour exemple, la version précédente du modèle d'océan (OPA7) couplée au même modèle atmosphérique présente un cycle saisonnier en SST encore moins contrasté temporellement, qui ne reproduit quasiment pas le réchauffement printanier dans l'est du bassin. Une étude de la structure verticale via une décomposition en modes baroclines révèle de plus une contribution importante des modes d'ordre élevé, sur lesquels se projette la variabilité basse fréquence. Ce résultat laisse supposer la présence dans le modèle d'une variabilité décennale à l'équateur liée à la dynamique océanique linéaire. La contribution des modes baroclines d'ordre élevé semble un peu supérieure à celle observée dans la réalité, et est ainsi cohérente avec le fait que la thermocline du modèle soit plus diffuse que dans les observations.

2.3 Variabilité interannuelle

2.3.1 Indice Niño3

L'évolution temporelle d'ENSO est traditionnellement représentée par les variations de SST dans l'est du Pacifique, plus précisément dans la région Niño3 (150°W-90°W, 5°S-5°N). La moyenne spatiale des anomalies de SST dans cette région (l'indice Niño3), calculée pour la simulation couplée, montre que le modèle est capable de simuler une alternance d'événements chauds et d'événements froids (Fig. 2.16). La fréquence des événements est plus élevée que dans les observations, et on remarque également une amplitude plus importante (l'écart-type observé des anomalies de SST dans la région Niño3 est de 0.8°C alors qu'il atteint 1.3°C pour la simulation couplée). Cette simulation se caractérise de plus par une grande régularité des événements chaud et froid, mais ils sont malgré tout clairement modulés à basse fréquence.

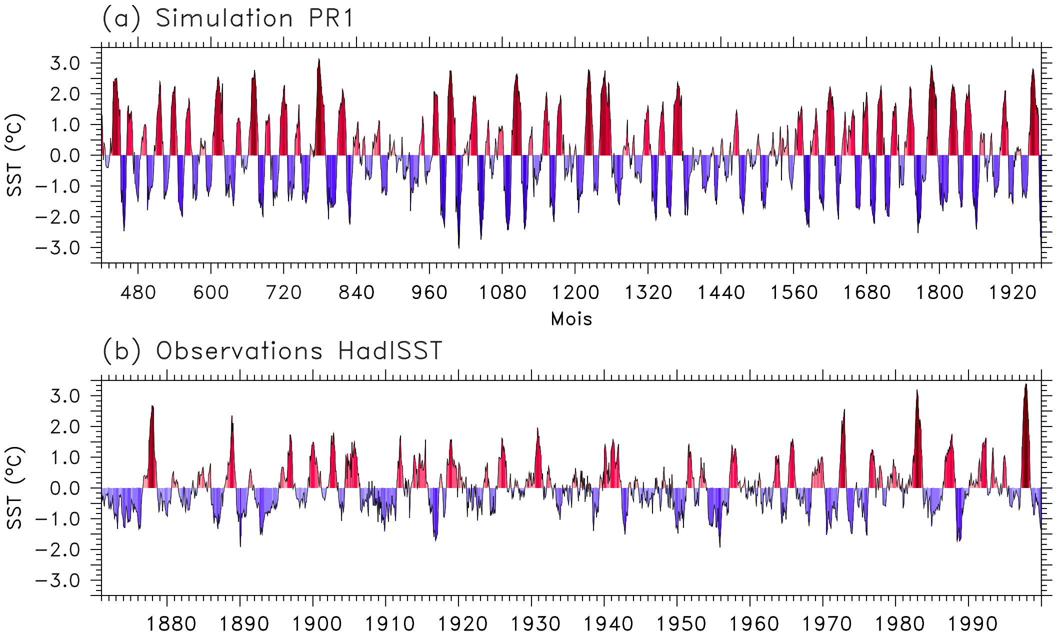


FIG. 2.16: Anomalies de température de surface (°C) dans la région Niño3 pour la simulation PR1 (a) et les observations HadISST (b). Seulement 129 années du modèle sont représentées (années 35 à 164) pour la comparaison avec les observations HadISST (1871-1999).

2.3.2 Caractéristiques spatiales

Une analyse en composantes principales (ACP) est utilisée pour extraire le signal dominant dans le Pacifique tropical. L'ACP de la SST révèle que le mode de variabilité dominant dans le modèle couplé est bien du type ENSO (Fig. 2.17.a et b). Malgré une amplitude trop importante, la structure spatiale dans les tropiques est correctement reproduite et réaliste lorsqu'on la compare aux observations et aux résultats d'autres modèles couplés (AchutaRao et Sperber 2002). Le pourcentage de variance expliqué par ENSO (∼56%) est comparable à celui des observations (∼54%). Il est significatif à 99% d'après un test de Monte-Carlo. Cette simulation présente tout de même quelques-uns des biais caractéristiques aux modèles couplés, comme une extension zonale vers l'ouest trop importante et une structure spatiale confinée près de l'équateur. Cette dernière caractéristique, associée à des échelles méridiennes fines, est cohérente avec une contribution importante des modes baroclines verticaux d'ordre élevé (Chap. 2.2).

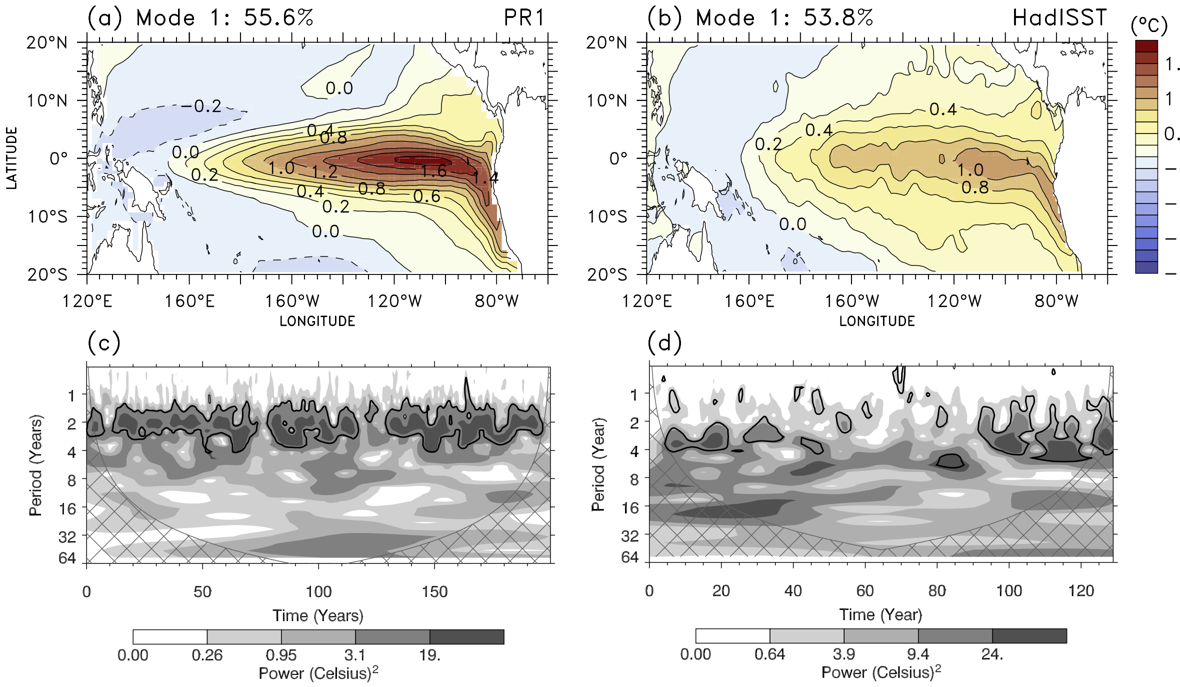


FIG. 2.17: Structure spatiale de la SST (°C) associée au mode dominant de l'ACP pour la simulation PR1 (a) et les observations HadISST (b). L'analyse en ondelettes de la composante principale est représentée pour la simulation PR1 (c) et les observations (d). Les contours noirs représentent l'énergie significative à 95% par rapport à un bruit rouge. La région hachurée représente le cône d'influence, où le zéro-padding réduit la variance

L'analyse en ondelettes de la série temporelle de la composante principale permet d'obtenir une représentation du spectre fréquentiel en fonction du temps (Fig. 2.17.c et d). L'analyse indique que la variabilité associée à ENSO dans le modèle est centrée autour de 2-3 ans, alors qu'elle est comprise entre 2 et 7 ans pour les observations. On remarque de plus l'extrême régularité des événements ENSO simulés par rapport aux observations. D'autre part, le signal simulé est entièrement dominé par la variabilité quasi-biennale.

2.3.3 Variabilité en subsurface associée à ENSO

Le comportement de la thermocline associé aux événements ENSO est étudié via une ACP de la profondeur de l'isotherme 20°C. Les deux premiers modes expliquent respectivement 32% et 24% de la variance totale. Ils varient à la même échelle de temps interannuelle que le mode en SST, avec une période comprise entre 2 et 4 ans. Les structures spatiales associées (Fig. 2.18.a et b.) indiquent que l'anomalie classique de pente associée aux événements ENSO se projette sur le second mode. Une plongée (remontée) de la thermocline dans l'est du Pacifique équatorial, et donc une réduction (augmentation) de la pente est-ouest, correspond aux épisodes chauds El Niño (froids La Niña). Ce mode de D20 précède de 2-3 mois le mode en SST (la corrélation entre les deux est 0.88, significative à 99%, Fig. 2.18.d), en accord avec l'hypothèse d'une réponse en onde de type Kelvin à des anomalies de vent d'ouest dans le centre du Pacifique durant El Niño (inverse durant La Niña).

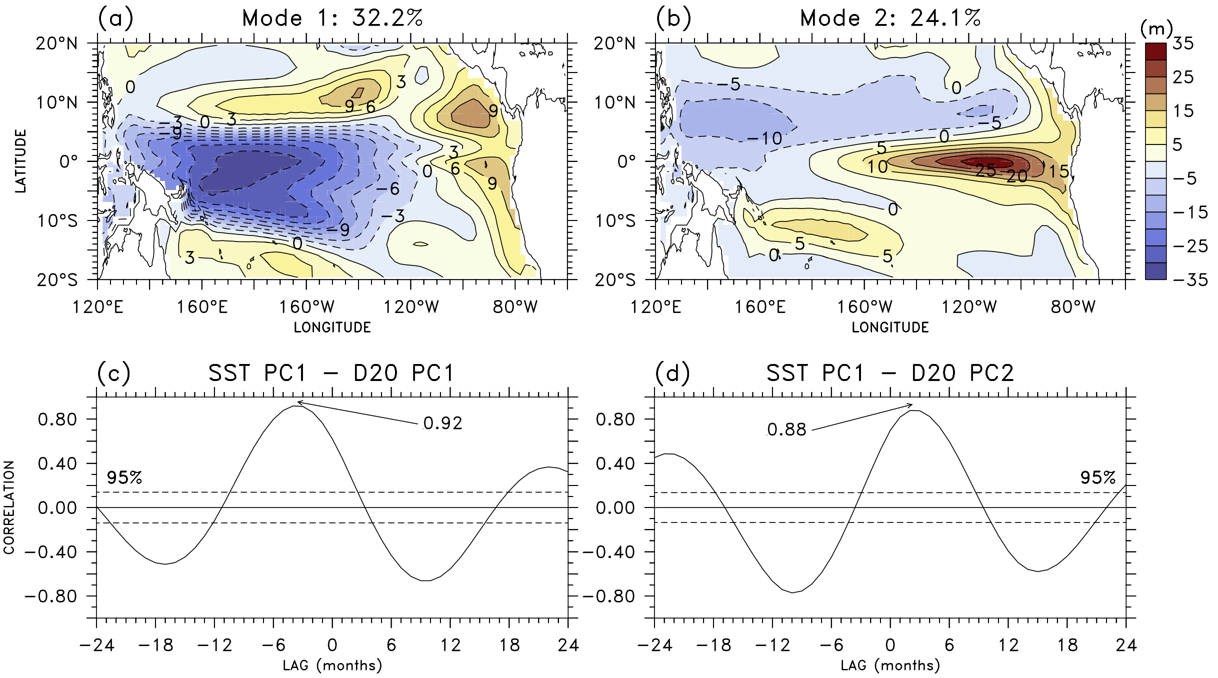


Fig. 2.18: Structure spatiale de la D20 (m) associée au mode 1 (a) et au mode 2 (b) de l'ACP pour la simulation PR1. Corrélation déphasée de la série temporelle du mode dominant de l'ACP de la SST avec la série temporelle des modes 1 (c) et 2 (d) de l'ACP de la D20. Le niveau significatif à 95% est indiqué en pointillés.

Le premier mode de D20 se caractérise quant à lui par de larges anomalies de signe opposé au mode 2, s'étendant entre 15°S et 7°N dans l'ouest du bassin. Les événements El Niño (La Niña) sont ainsi associés à une remontée (une plongée) de la thermocline dans l'ouest, représentative de la réponse en ondes de Rossby forcée par les anomalies interannuelles de vent. Des anomalies de signe inverse sont confinées le long des côtes péruviennes. Ce mode est en retard de 6 mois sur le mode 2, et de 3-4 mois sur le mode en SST (la corrélation est 0.92, significative à 99%, Fig. 2.18). Comme proposé par Jin (1997), ce mode semble correspondre au processus d'ajustement associé à la recharge-décharge du contenu en chaleur du guide d'onde équatorial lors des événements ENSO.

Nous avons alors testé la réponse de la profondeur de thermocline à des anomalies de vent le long de l'équateur dans le modèle couplé, en régressant les anomalies de D20 sur les anomalies de tension de vent zonale moyennée entre 140°E et 90°W (Fig. 2.19). Les valeurs positives de l'échelle de temps indiquent que les anomalies de tension de vent devancent les anomalies de D20. Considérant des anomalies de vent d'ouest le long de l'équateur, la réponse océanique du modèle se traduit quasi immédiatement par une remontée de la thermocline dans l'est du bassin (∼12m) et une plongée dans l'ouest (∼14m) 2 à 3 mois après, conduisant à une réduction de la pente (un "aplatissement") de la thermocline le long de l'équateur. Cette relation de phase suggère le rôle respectif d'ondes de Kelvin et Rossby dans l'est et l'ouest du Pacifique dans le processus d'ajustement de la thermocline. La remontée de la thermocline initialement située dans l'ouest du bassin se propage les mois suivants jusqu'au bord est, où la thermocline avait initialement subi un approfondissement. Dix mois après l'anomalie initiale de vent d'ouest, la thermocline s'est rapprochée de la surface sur toute la largeur du bassin. Cette remontée de la thermocline, favorisant l'échange entre les eaux froides de subsurface et la surface via l'upwelling moyen, conduit à un refroidissement en surface. Les anomalies de SST vont alors éventuellement changer de signe, conduisant à un renversement du cycle ENSO.

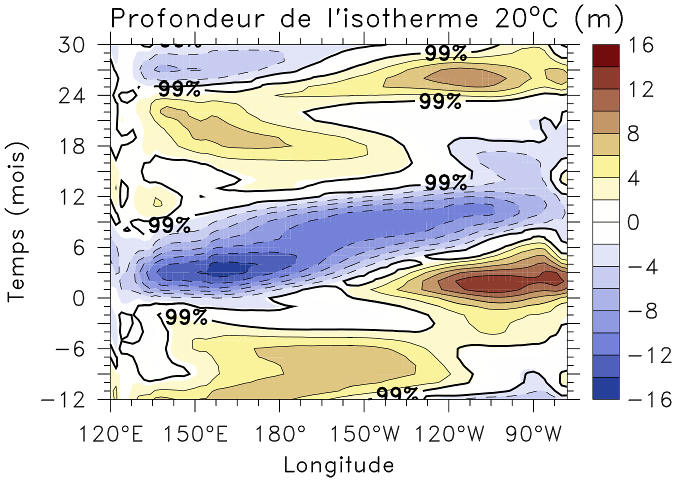


Fig. 2.19: Régression déphasée de la D20 (m) sur la tension de vent zonal moyennée entre 140°E et 90°W. L'intervalle des contours est de 2 m. Le contour en gras indique le niveau de significativité 99%.

Les observations montrent le même type de comportement durant l'événement de 1997-98 (Fig. 2.20), avec une large remontée de la thermocline tout le long de l'équateur durant l'année suivant le réchauffement initial de surface dans l'est du Pacifique. Cet enchaînement de processus peut être relié au modèle d'oscillateur rechargé-déchargé proposé par Jin (1997) pour expliquer ENSO, basé sur une accumulation du contenu en chaleur puis sa décharge durant les événements El Niño (Chap. 1.2.2).

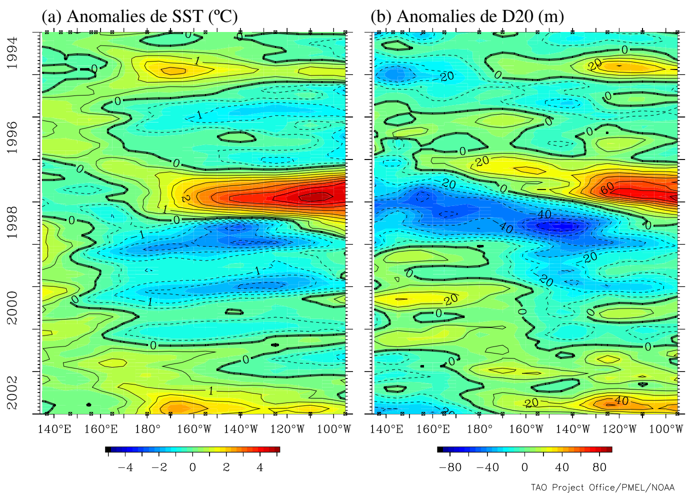


FIG. 2.20: Anomalies de SST (a, °C) et de D20 (b, m) issues des observations TAO (http ://www.pmel.noaa.gov/tao/jsdisplay) de 1994 à 2002, le long de l'équateur.

2.3.4 Variabilité atmosphérique associée à ENSO

Une analyse en covariance optimale ou SVD (singular values decomposition) entre la SST et la tension de vent zonal (TX) permet d'évaluer le comportement atmosphérique associé à ENSO. Le mode dominant issu de l'analyse correspond bien à ENSO, et présente les mêmes caractéristiques en SST que celles décrites précédemment. Il explique 92% de la covariance entre les deux champs, et les séries temporelles associées à chaque champ présentent une corrélation de 0.86. Ces deux résultats sont significatifs à 99% (test de Monte-Carlo). Les anomalies de vent zonal associées à la SST sont des anomalies de vent d'ouest, comme observé, mais dont l'extension zonale, comme pour l'état moyen, est trop importante (Fig. 2.21).

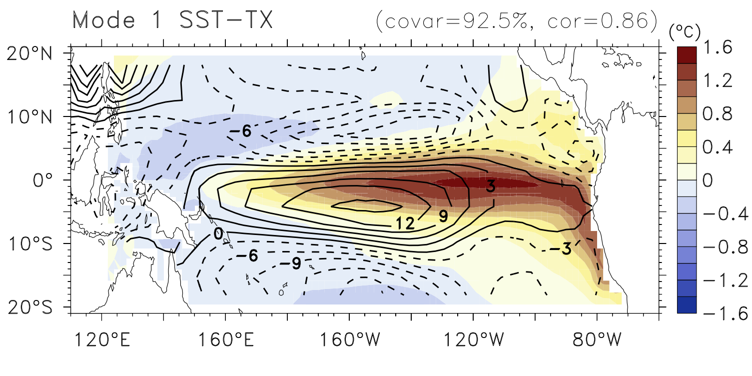


FIG. 2.21: Structures spatiales du mode 1 de la SVD entre la SST (°C) et TX (N/m^{-2}) pour la simulation PR1. La SST est représentée par les couleurs, TX par les contours. L'intervalle des contours est 3.10^{-3} N/m^{-2}.

La tension de vent zonal observée (Fig. 2.22.b) se caractérise par une structure spatiale centrée sur l'équateur avec un maximum à environ 170°W. A l'est de 130°W, le signe des anomalies s'inverse. Pour la simulation, le maximum des anomalies de vent est centré autour de 150°W, soit 20° plus à l'est que les observations, et les anomalies s'étendent sur toute la largeur du bassin. Elles sont situées un peu au sud de l'équateur, entre 3°N et 10°S, au lieu d'être centrées sur l'équateur. La variance expliquée en SST dans le modèle est plus importante que dans les observations (55% pour 42%), alors que celle de TX est plus faible (14% pour 22%).

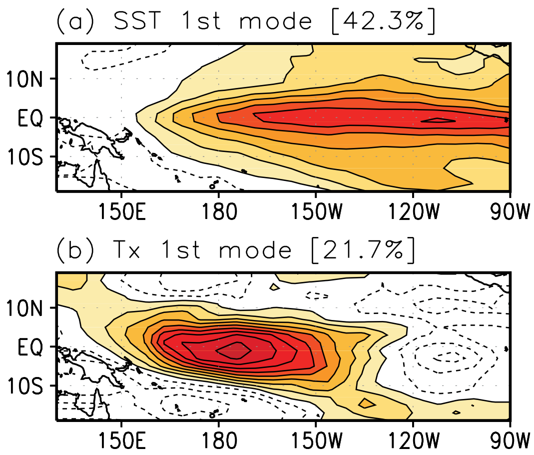


Fig. 2.22: Structures spatiales issues du premier mode SVD entre la SST (a) et TX (b) pour les observations. Les valeurs sont normalisées par leur variance respective. La variance expliquée est indiquée en haut du graphique. L'intervalle des contours est 0.01. Les valeurs supérieures à 0 sont colorées. D'après Yeh *et al.* (2001).

2.3.5 Calage sur le cycle saisonnier

L'indice Niño3 issu des différents jeux de données disponibles montre que les événements El Niño aussi bien que les événements La Niña atteignent leur amplitude maximale à la fin de l'année, entre novembre et janvier (An et Wang 2001). Ce "verrouillage" du pic des événements El Niño sur le cycle saisonnier est une des caractéristiques les plus robustes d'ENSO (pour les événements La Niña, il faut néanmoins garder à l'esprit que ce phasage sur décembre/janvier est plus discutable, car moins évident dans les observations). Malgré la fréquence trop élevée des événements simulés, le modèle couplé reproduit ce phasage avec le cycle saisonnier. La période dominante des événements ENSO dans le modèle étant comprise entre 2 et 3 ans, l'intervalle entre deux événements est donc soit de 2 ans, soit de 3 ans, mais jamais intermédiaire. La croissance des événements est initiée au printemps boréal, les événements El Niño et La Niña atteignent ensuite leur pic maximal entre novembre et janvier, avant de subir une phase de décroissance au printemps suivant (Fig. 2.23).

Zebiak et Cane (1987) ont montré que de février à avril, le réchauffement dû à l'extension vers l'est de la SPCZ affaiblit le couplage océan/atmosphère (affaiblissement des alizés, de l'upwelling et du gradient zonal de SST le long de l'équateur), défavorisant la

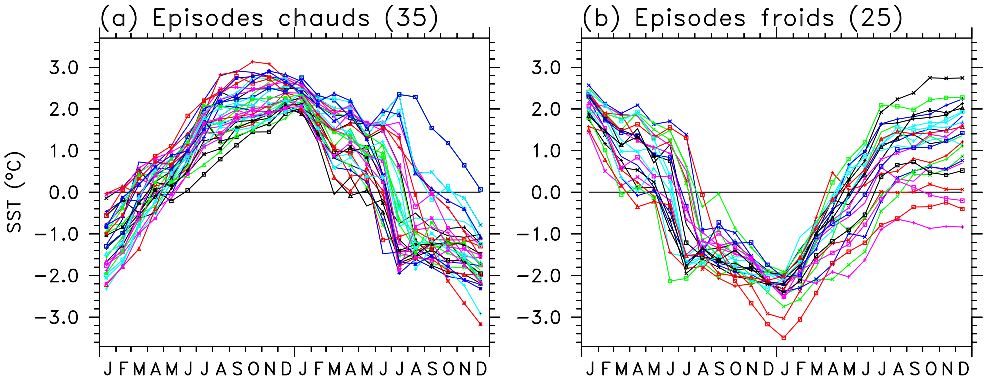


FIG. 2.23: Anomalies de SST (°C) dans la région Niño3 pour les épisodes chauds (a) et froids (b) dont l'amplitude est supérieure à 1.5 fois l'écart-type dans la simulation PR1.

croissance d'anomalies couplées. L'été boréal, par la reprise des alizés, est au contraire une période où le couplage est maximal et permet le développement rapide d'anomalies. Leur modèle simplifié simule cependant des épisodes La Niña dont l'amplitude maximale a lieu durant l'été boréal. Tziperman *et al.* (1997) ont remarqué que ce comportement dans le modèle de Zebiak et Cane (1987) est dû au mouvement saisonnier de la zone de convergence tropicale, qui a tendance à verrouiller les épisodes froids sur l'été. An et Wang (2001) ont alors montré que l'ajout du cycle saisonnier de la D20 et du vent permettait aux événements La Niña de se "caler" sur les mois d'hiver. L'influence de la D20 serait due à son comportement dans l'extrême est du Pacifique équatorial : son approfondissement en été et sa remontée près de la surface en automne. Pour le vent, c'est son cycle saisonnier dans l'ouest du Pacifique Nord qui serait important, par la présence d'anomalies de nord-est en hiver et de sud-ouest en été. Dans la simulation PR1, l'amplitude du cycle saisonnier de la D20 dans l'est du Pacifique en été et en automne est faible par rapport au printemps (Fig. 2.15), mais le vent dans l'ouest du Pacifique Nord à un comportement proche des observations, malgré une amplitude un peu trop forte. Le modèle simule bien la renverse des vents de nord-est à sud-ouest entre l'hiver et l'été (Fig. 2.24). C'est donc ce paramètre, plus que la D20, qui favoriserait dans le modèle couplé le verrouillage des événements La Niña sur les mois d'hiver.

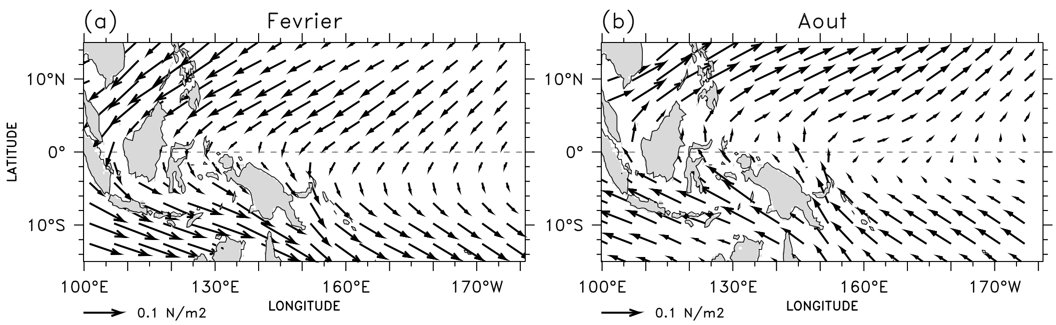


FIG. 2.24: Anomalies de tension de vent (N/m^{-2}) en février (a) et août (b).

On note cependant un regain d'activité autour du mois de juillet pour certains événements El Niño, qui se manifeste pour les événements La Niña avant le pic d'amplitude maximale (Fig. 2.23). Ce biais semble associé à la simulation d'une courte période de forte variabilité de la température de surface en juin/juillet, confinée entre 130°W et 90°W (Fig. 2.25). Le fait que la thermocline se rapproche excessivement de la surface dans l'est trois mois avant pourrait expliquer cette caractéristique du modèle à simuler de la variabilité en juillet.

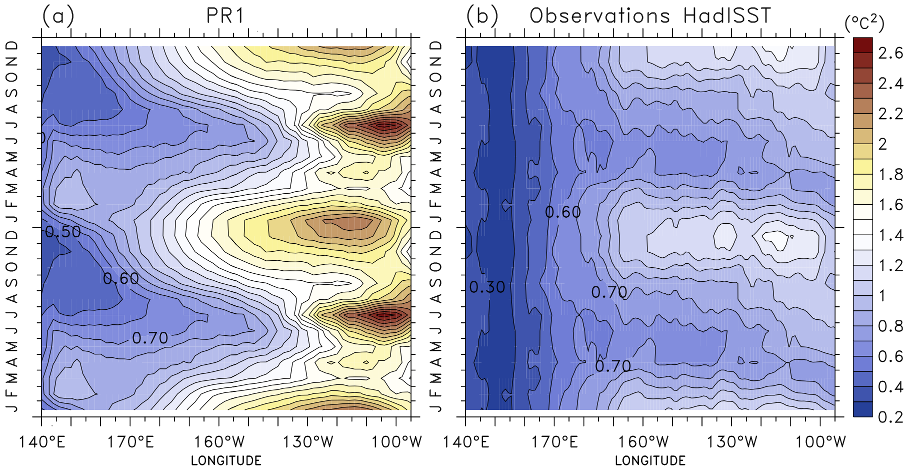


FIG. 2.25: Cycle saisonnier de la variabilité (écart-type) de la SST (°C^2) à l'équateur (2°S-2°N) pour la simulation PR1 (a) et les observations HadISST (b).

2.4 Surestimation du mode quasi-biennal

L'amplitude importante et la fréquence élevée des ENSO simulés peut s'expliquer par les caractéristiques de l'état moyen reproduit par le modèle, comme une thermocline proche de la surface (Meehl *et al.* 2001, Zebiak and Cane 1987), facilitant le couplage entre l'océan et l'atmosphère. Malgré tout, le fait que la fréquence des ENSO simulés soit trop élevée s'avère plus difficile à interpréter, car la contribution importante des modes baroclines verticaux d'ordres élevés dans le modèle devrait favoriser des ENSO plus basse fréquence. D'après Dewitte (2000) ou Yeh *et al.* (2001), les valeurs des coefficients P_n issus de la simulation PR1 devraient conduire à une variabilité ENSO de période comprise entre 3 et 5 ans.

2.4.1 Modélisation simplifiée

Nous avons alors utilisé le modèle océan-atmosphère simplifié de Dewitte (2000) pour vérifier cette hypothèse. C'est un modèle en anomalies couplé océan-atmosphère, de complexité intermédiaire et limité au Pacifique tropical. C'est une extension du modèle linéaire de Zebiak et Cane (1987), basée sur la même physique (de type "shallow-water" pour l'océan et l'atmosphère). La composante océanique comprend 3 modes baroclines caractérisés chacun par une vitesse de phase c_n, un coefficient de projection du vent P_n et un coefficient scl_n permettant d'évaluer les variations de profondeur de la thermocline (Chap. 2.2). Ces paramètres sont dérivés de la climatologie Levitus *et al.* (1994). Un modèle de couche de mélange est inclus dans la composante océanique, consistant en un bilan de chaleur dans une fine couche de surface (50 m). Le flux de chaleur en surface est paramétrisé comme étant inversement proportionnel aux anomalies locales de SST. L'interaction de la température de subsurface avec la couche de mélange de surface est paramétrisée en fonction des anomalies de profondeur de la thermocline et de la profondeur moyenne de la thermocline (Dewitte et Périgaud 1996). La composante atmosphérique est similaire au modèle de Gill (1980).

Le modèle simplifié (appelé "LODCA") est utilisé comme un outil permettant d'interpréter la variabilité de la simulation couplée PR1, en prescrivant le cycle saisonnier et les caractéristiques des modes verticaux (paramètres c_n, P_n et scl_n) de la simulation PR1 (au lieu de ceux issus de la climatologie Levitus).

Une expérience préalable est menée pour évaluer sa capacité à reproduire la variabilité de SST de la simulation PR1. LODCA est ainsi utilisé en mode *forcé* par les anomalies de tension de vent de PR1. En complément du cycle saisonnier de la SST et des courants (u, v et w), le gradient vertical moyen de température entre la surface et la base de la couche de mélange (50 m) issu de PR1 est prescrit dans LODCA. On peut noter que ce dernier paramètre est proche de celui issu d'observations utilisé au préalable dans le modèle simplifié, et que les expériences en mode couplé ne présentent pas de sensibilité significative à ses variations.

La valeur de la corrélation entre l'indice Niño3 obtenu à partir de cette expérience et l'indice Niño3 de PR1 est 0.83 (significative à 99%), indiquant que le modèle simplifié en mode forcé est capable de reproduire correctement les anomalies de SST de PR1. Comme dans la simulation PR1, la fréquence des événements ENSO est de 2.5 ans. L'amplitude des événements El Niño n'est cependant comparable à celle de PR1 qu'en réduisant le terme de dissipation dans l'équation de SST et en augmentant de 25% le coefficient de friction de la tension de vent, conduisant à une efficacité de couplage de 1.25. Ce sont les deux paramètres avec lesquels on peut jouer pour calibrer le modèle simplifié. Ils permettent de plus la paramétrisation de processus explicitement présents dans le modèle couplé ORCALIM-ARPEGE (et pas dans LODCA) tels que le forçage et la dissipation des flux de chaleur.

Deux expériences en mode *couplé* sont ensuite menées :
- une première reproduit l'expérience en mode forcé : LODCA est calibré avec les paramètres P_n, scl_n et c_n et la climatologie issus de PR1.
- une deuxième où LODCA est calibré avec les paramètres P_n, scl_n et c_n de PR1 mais utilise la climatologie (SST, courants, gradient vertical de température) issue de champs observés.

La première expérience produit des ENSO à une fréquence de 2.5 ans, comme dans la simulation PR1, alors que la deuxième produit des ENSO à la fréquence de 4.9 ans. On note ici la bonne capacité de LODCA à reproduire en mode couplé la variabilité ENSO de la simulaion PR1. Mais ces résultats indiquent que l'expérience utilisant la climatologie issue des observations simule des ENSO plus basse fréquence (et donc plus proche de la réalité) que celle utilisant la climatologie de PR1. Il semble donc que la variabilité quasi-biennale de la simulation PR1 soit due aux caractéristiques du cycle saisonnier.

Remarque :

Il faut noter ici que la valeur de la hauteur moyenne de la thermocline utilisée pour la paramétrisation de la température à la base de la couche de mélange est celle observée (c'est-à-dire un peu plus profonde que celle de PR1 dans le centre et l'ouest du Pacifique équatorial). Nous avons fait le choix de garder cette paramétrisation du modèle LODCA pour ne pas changer sa "physique".

2.4.2 Un mode à 8 mois

L'analyse en covariance optimale entre la SST et la tension de vent zonale fait apparaître de manière intéressante la présence d'un mode de variabilité très haute fréquence, aux environs de 8 mois (Fig. 2.26). Bien que ce second mode n'explique que très peu de variance ($\sim$2%, le modèle étant dominé par la variabilité ENSO), l'échelle de temps considérée rappelle un mode de bassin, impliquant la propagation d'ondes libres équatoriales. Une onde libre met en effet 8 à 9 mois pour traverser le bassin pacifique et revenir sous la forme d'une onde de Kelvin puis de Rossby. Ce pic de fréquence apparaît surtout pour le vent (Fig. 2.26 en rouge), qui se caractérise par des anomalies équatoriales à l'ouest (Fig. 2.27). Une anomalie de SST dans l'ouest semble correspondre aux anomalies de vent, mais sa structure spatiale est complexe et difficilement interprétable.

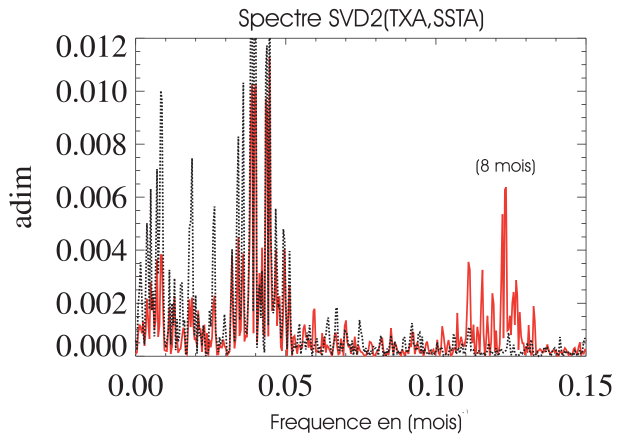


Fig. 2.26: Spectre des séries temporelles du mode 2 de l'analyse SVD entre la SST (noir) et la tension de vent zonal TX (rouge).

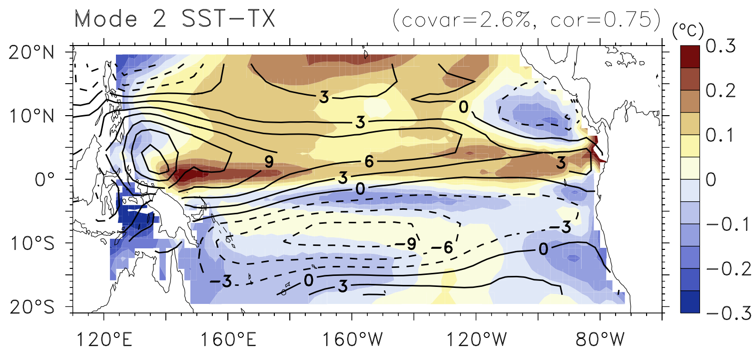


FIG. 2.27: Structures spatiales du mode 2 de la SVD entre la SST (°C) et la tension de vent zonal TX (N/m^{-2}) pour la simulation PR1. La SST est représentée par les couleurs, TX par les contours. L'intervalle des contours est 3.10^{-3} N/m^{-2}.

Néanmoins, un mode haute-fréquence de ce type a été documenté dans de précédentes études. Mantua et Battisti (1995) ont été les premiers à décrire les caractéristiques d'un mode quasi-annuel à partir de modèles couplés simples. Ils l'ont nommé "mobile mode", en référence à son caractère instable se propageant vers l'ouest, et ont montré que son interaction avec ENSO était la cause de l'irrégularité d'ENSO dans le modèle simple de Zebiak et Cane (1987). Dewitte et Perigaud (1996) montrent cependant que ce "mobile mode" est surestimé dans ce modèle par rapport aux observations, et qu'en choisissant une valeur beaucoup plus réaliste pour la friction horizontale, le modèle est en bien meilleur accord avec les observations qui montrent que ce mode à 8 mois n'est pas toujours présent dans la réalité. Récemment, en utilisant le jeu de données océaniques assimilées du NCEP, Jin *et al.* (2003b) et Kang *et al.* (2004) montrent l'existence d'un mode de bassin présentant des similitudes avec le "mobile mode". Il est en particulier associé, comme le mode de Mantua et Battisti (1995), à de fortes anomalies de courant de surface dans le centre et l'ouest du Pacifique.

Les enjeux pour étudier et essayer de caractériser ce mode dans la simulation couplée PR1 sont donc doubles : d'une part il s'avère intéressant de montrer l'existence d'un tel mode dans un modèle couplé océan-atmosphère global tel que ORCALIM-ARPEGE, d'autre part l'étude de son éventuelle interaction avec le cycle saisonnier peut permettre d'expliquer certaines caractéristiques du cycle ENSO simulé par le modèle couplé.

a. Caractéristiques

Pour isoler la variabilité haute-fréquence dans le modèle et analyser son caractère couplé, une analyse en covariance optimale entre les anomalies de SST et de tension de vent est effectuée. Les champs sont filtrés pour ne retenir que les fréquences inférieures à 12 mois. Il apparait que le mode haute fréquence à 8 mois se projette sur *les deux premiers modes* de l'analyse SVD (expliquant 38% et 20% de la co-variance), confirmant la nature complexe de ce mode "rapide". Le premier mode SVD est associé à de l'activité dans l'est et le second dans l'ouest.

Les précédentes études (Mantua et Battisti 1995, Ji et Derber 1995, Jin *et al.* 2003, Kang *et al.* 2004) ont montré que le mode "rapide" instable est un mode propagatif, se propageant vers l'ouest par advection zonale. Le mode rapide mis en évidence dans les réanalyses NCEP par Jin *et al.* (2003b) et Kang *et al.* (2004) se manifeste ainsi par des anomalies de SST dans le centre et l'est du Pacifique. En réponse à des anomalies positives de SST, des anomalies d'ouest de tension de vent apparaissent dans l'ouest du Pacifique équatorial (et des anomalies d'est dans l'est du Pacifique). Elles induisent des anomalies de courant zonal amplifiant par advection le réchauffement dans le centre et l'est. La phase de transition se caractérise par une renverse des courants le long de l'équateur, permettant aux anomalies négatives de SST dans l'est d'être advectées vers l'ouest. Les anomalies de courants sont associées à la réflection des ondes de Rossby sur le bord est et à celles forcées par les anomalies de vent d'est dans le centre et l'est du Pacifique équatorial. Dans ce cas, les anomalies d'advection zonale, via le couplage océan-atmosphère, permettent non seulement au mode "rapide" de se développer, mais aussi de changer de phase.

Dans le but d'examiner le caractère propagatif du mode "rapide" dans la simulation couplée, nous avons effectué une analyse en composantes principales "étendues" (Fig. 2.28). Cette méthode d'analyse fournit les caractéristiques des modes de variabilité (notamment la structure spatiale) à différentes étapes du cycle. Elle a été effectuée à partir de chacun des deux modes issus de l'analyse précédente en covariance optimale des champs de SST

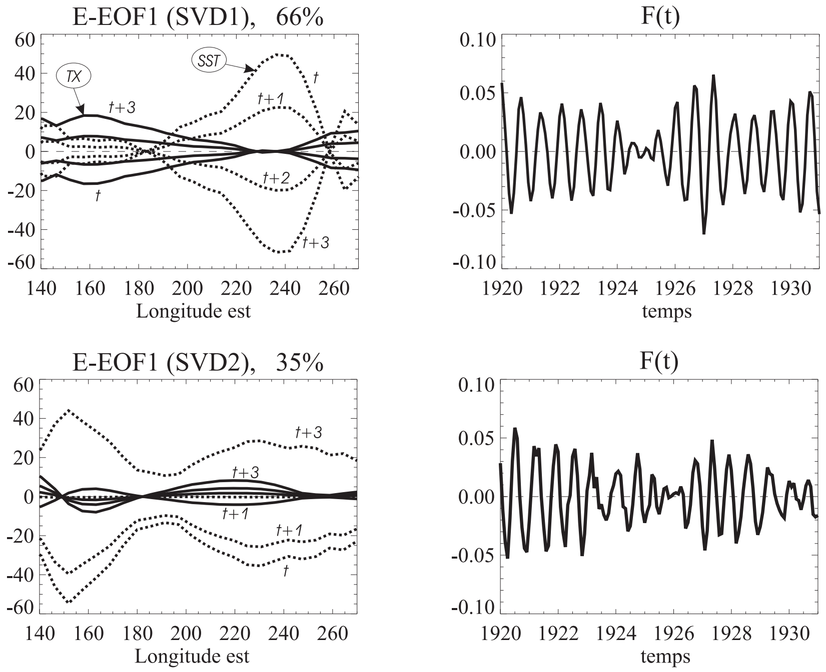


Fig. 2.28: Mode dominant de l'ACP étendue de la tension de vent zonal (trait plein) et des anomalies de SST (trait en pointillés) reconstituées à partir du premier et second mode SVD entre la tension de vent zonal et la SST filtrées à 12 mois. Quatre séquences consécutives séparées d'un mois sont représentées. Par souci de clarté les séries temporelles ne sont représentées que pour une période de 10 ans. Les séries temporelles et les structures spatiales sont normalisées.

et tension de vent filtrés à 12 mois. Pour faciliter le calcul, l'analyse n'a été faite que sur une centaine d'années. Seuls les résultats concernant les 100 premières années sont présentés Fig. 2.28 mais ils sont similaires à ceux des 100 dernières années.

Le mode dominant de l'ACP étendue correspondand au mode SVD 1 montre que des anomalies positives (négatives) de SST dans le centre et l'est du bassin sont associées à des anomalies de vent d'ouest (d'est) à l'ouest de 120°W et à l'extrême est du Pacifique équatorial. Les anomalies de température s'inversent à l'ouest de la ligne de changement de date et le long des côtes sud-américaines, mais sont plus faibles que dans le centre du bassin. Le mode dominant de l'ACP étendue correspondant au mode SVD 2 est quant à lui plus complexe. Les anomalies de SST sont du même signe tout le long de l'équateur, avec un maximum à l'ouest. Les anomalies de tension de vent associées sont faibles mais il est important de souligner que l'amplitude des anomalies n'est pas symétrique entre la phase positive et la phase négative. Cette asymétrie remarquée ici pour le mode à 8 mois se retrouve dans quasi tous les modes de variabilité climatique connus tels que El Niño/La Niña, les phases positive et négative de la PDO, le cycle saisonnier. Elle est liée au fait que l'état moyen n'est *pas* symétrique par rapport à l'équateur.

Les deux modes se caractérisent par des signaux stationnaires, sans propagation. On retient néanmoins de cette analyse la signature d'un couplage entre la température dans le centre et l'est du bassin et la tension de vent zonale dans le centre et l'ouest du bassin, correspondant au mode mis en évidence dans les observations NCEP.

Bien qu'il ne semble pas présenter de caractéristiques propagatives, le mode "rapide" de la simulation PR1 est un mode couplé, possédant des caractéristiques spatiales communes au mode "rapide" récemment décrit par Jin *et al.* (2003b) et Kang *et al.* (2004), ou au "mobile" mode de Mantua et Battisti (1995).

Ces études ont de plus mis en valeur le rôle des courants zonaux de surface associés aux ondes équatoriales. Ils jouent un rôle dominant dans la génération des anomalies de SST de ce mode "rapide" via des anomalies d'advection zonale fournissant un mécanisme de rétroaction océan-atmosphère. La signature est plus apparente lors des phases froides d'ENSO, caractérisées par la propagation d'anomalies allant croissantes vers l'ouest dans le centre et l'ouest du Pacifique, où l'advection zonale domine l'advection verticale.

Dans le modèle couplé, une analyse en covariance optimale entre la tension de vent zonal et le courant zonal de surface filtrés à 12 mois confirme cette nature couplée du mode "rapide". Le mode dominant obtenu explique 83% de la co-variance, et la corrélation entre les séries temporelles des deux champs est 0.76, confirmant le lien fort entre les anomalies de tension de vent et de courant zonal de surface pour le mode de variabilité à 8 mois. La structure spatiale de la tension de vent est anti-symétrique autour de 3°S (Fig. 2.29), avec un maximum de variabilité dans le Pacifique sud-ouest aux environs de 160°W-8°S et un second maximum un peu au nord de l'équateur ($\sim$3°N). Le courant présente un maximum de forte amplitude dans l'ouest du Pacifique équatorial, avec des anomalies du même signe que celles de la tension de vent zonal dans cette région.

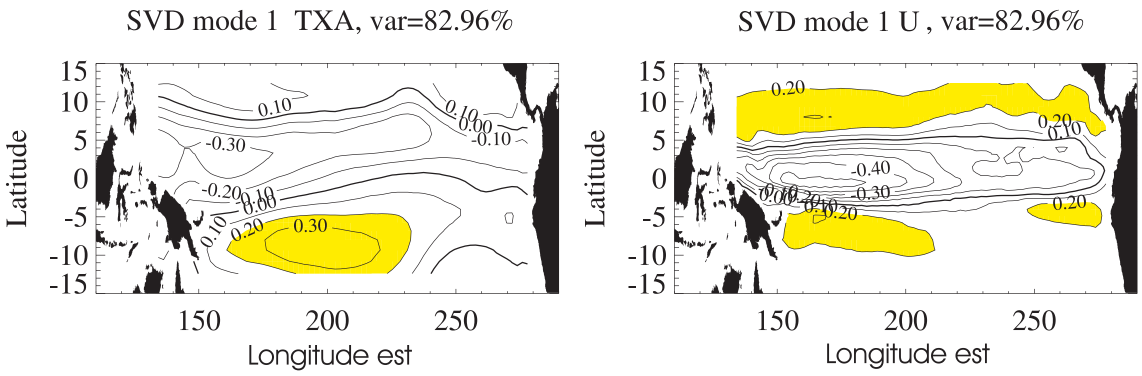


FIG. 2.29: Mode dominant de la SVD entre TX (a) (dyn.cm^2) et le courant zonal de surface (b) (10^{-1}) filtrés à l'aide d'un passe-haut de 12 mois pour la simulation PR1.

La même analyse en covariance optimale a été effectuée pour les contributions des premier et second modes baroclines aux anomalies de courant zonal. La variabilité expliquée par chaque mode dominant obtenu est respectivement de 59% (corrélation : 0.73) et de 68% (corrélation : 0.67), indiquant que ce mode à huit mois n'est pas seulement relié à la variabilité du premier mode barocline, mais qu'il présente une structure verticale riche. Notons que l'analyse en covariance optimale entre la tension de vent zonal et la contribution sommée des trois premiers modes baroclines aux anomalies de courant zonal produit quant à elle un mode dominant expliquant plus de 80% de la covariance.

b. Lien avec les caractéristiques du cycle saisonnier

Kang *et al.* (2004) ont montré l'importance de l'advection zonale sur l'advection verticale pour la génération et la croissance du mode "rapide", particulièrement dans le centre et l'ouest du Pacifique. L'advection verticale est confinée à l'est et ne joue qu'un rôle mineur sur le développement de cette instabilité. Ils prouvent ainsi que le mode "rapide" est indépendant du mode ENSO, qui lui est principalement contrôlé par les variations de profondeur de la thermocline (et donc de l'advection verticale).

Les analyses en covariance optimale précédentes montrent que le courant zonal à l'équateur joue aussi un rôle important dans la simulation PR1. Les caractéristiques du cycle saisonnier, notamment celles de la tension de vent, vont avoir une influence sur la circulation à l'équateur. Il s'avère donc intéressant de connaître les caractéristiques de la circulation simulée par rapport à la réalité. Il est cependant difficile d'évaluer le réalisme des courants de la simulation couplée, en particulier la vitesse verticale, par manque de données observées. Un moyen d'estimer la validité des courants simulés est l'utilisation du modèle d'océan simplifié. Nous l'avons utilisé dans sa version forcée, par le biais de deux expérience. Le modèle simplifié est dans un premier temps calibré avec les paramètres P_n, scl_n et c_n issus de la climatologie Levitus *et al.* (1994) et forcé avec les observations de vent FSU, puis dans un second temps calibré avec les paramètres de PR1 et forcé avec la climatologie de la tension de vent de PR1.

Nous ne prétendons pas remplacer les données observées par les résultats du modèle simplifié, qui ne fourniront qu'une indication sur le réalisme des courants. Néanmoins, le modèle simplifié s'avère capable de reproduire le paramètre clé qu'est la profondeur moyenne de la thermocline (et notamment sa pente) lorsqu'il est calibré à l'aide des paramètres observés (Fig. 2.30).

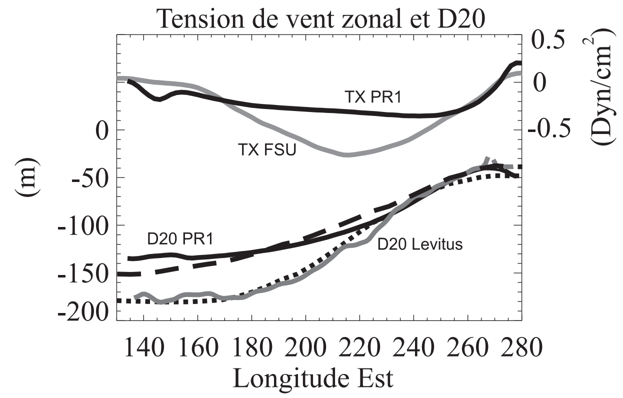


FIG. 2.30: Haut : moyenne de la tension de vent zonal (Dyn.cm^{-2}) pour PR1 (noir) et la climatologie FSU (gris). Bas : moyenne de la D20 (m) de Levitus (trait plein grisé), de PR1 (trait plein noir), de LODCA forcé avec le cycle saisonnier des vents PR1 et calibré avec P_n, scl_n et c_n de PR1 (trait en tiretés) et de LODCA forcé par le cycle saisonnier des vents FSU et calibré avec P_n, scl_n et c_n de Dewitte 2000 (trait en pointillés).

Notons qu'il est également capable de reproduire la profondeur moyenne de la thermocline de la simulation PR1 lorsqu'il est calibré à l'aide des paramètres de PR1 (on retrouve d'ailleurs le biais de PR1 qui simule une thermocline trop proche de la surface dans le centre et l'ouest du Pacifique équatorial). Concernant le cycle saisonnier du courant zonal à l'équateur de la simulation PR1, le modèle simplifié en représente les principales caractéristiques (Fig. 2.31.b et c). Les courants vers l'ouest de janvier à mai sont représentés avec la bonne amplitude et la même extension zonale, mais sont décalés de 2 mois et sont situés plus à l'ouest que pour la simulation PR1. Le modèle simplifié reproduit aussi le dipôle zonal d'octobre/novembre (courant est à l'ouest et courant ouest à l'est), mais simule de manière plus réaliste la propagation vers l'ouest des courants à cette période.

Nous faisons alors l'hypothèse que le modèle simplifié reproduit de manière satisfaisante les grandes caractéristiques des courants de surface lorsqu'il est forcé par les vents observés. Par rapport à ces courants issus du forçage par les vents FSU, la simulation couplée PR1 surestime largement le courant ouest de février à avril par sa trop grande extension zonale, et au contraire sous-estime le courant ouest dans l'est du bassin de août à octobre (Fig. 2.31.a et b). Ces résultats sont cohérents avec la surestimation et la trop grande extension zonale des alizés hors équateur dans la simulation PR1, générant des ondes de Rossby de trop grande amplitude.

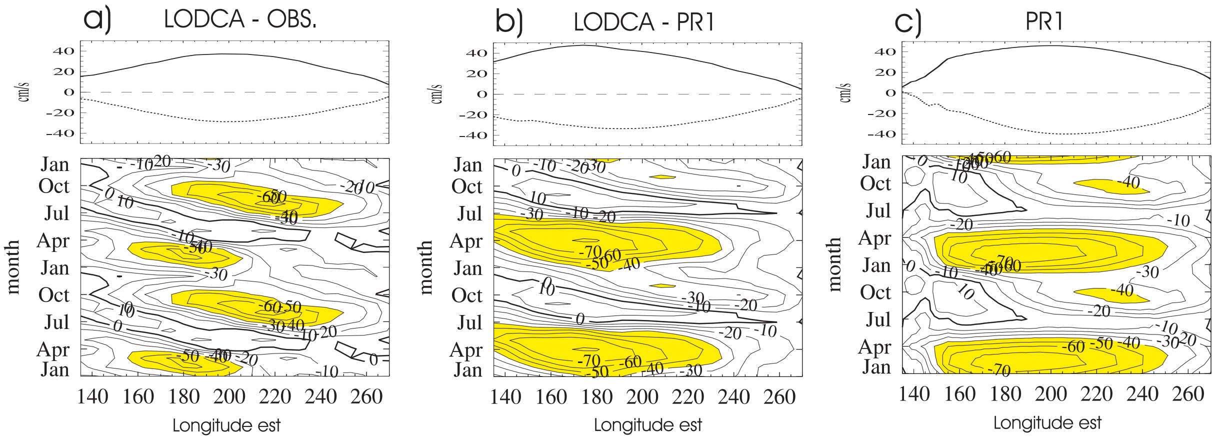


FIG. 2.31: Cycle saisonnier du courant zonal de surface (cm.s^{-1}) à l'équateur pour LODCA forcé par (a) le cycle saisonnier des vents FSU et (b) le cycle saisonnier des vents issus de PR1 et pour (c) la moyenne des quatre premiers niveaux de la simulation PR1. Les paramètres P_n, c_n et scl_n sont dérivés de (a) la climatologie Levitus et (b) la simulation PR1. L'intervalle des contours est de 10 cm.s^{-1}. Les zones colorées correspondent aux courants se dirigeant vers l'ouest. L'écart-type (trait plein) et la moyenne (trait en pointillés) sont présentés au-dessus du cycle saisonnier.

L'upwelling équatorial peut être lui directement relié aux vents le long de l'équateur. Nous avons vu au chapitre 2.2.2 que les alizés équatoriaux sont trop faibles (représentés aussi Fig. 2.30), et l'upwelling équatorial est donc logiquement lui-aussi trop faible. Il est sous-estimé d'un facteur 2 par rapport à l'estimation obtenue par le forçage du modèle simplifié par les vents FSU (Fig. 2.32).

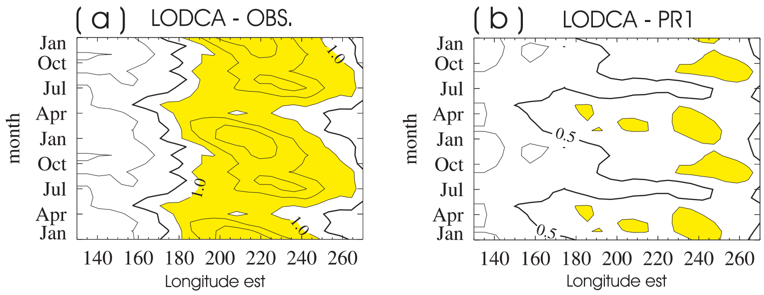


FIG. 2.32: Cycle saisonnier de la vitesse verticale (m.jour^{-1}) à l'équateur pour LODCA forcé par (a) le cycle saisonnier des vents FSU et (b) le cycle saisonnier des vents issus de PR1. Les zones colorées correspondent aux vitesses supérieures à 1 m.jour^{-1}.

- Bilan thermodynamique

De telles caractéristiques du cycle saisonnier devraient ainsi favoriser l'advection zonale sur l'advection verticale (Kang *et al.* 2004), comme supposé au vu des résultats de l'analyse en covariance optimale entre la tension de vent zonal et le courant zonal à l'équateur. Un gradient zonal de SST sous-estimé devrait de plus privilégier la contribution du terme non-linéaire d'anomalies d'advection zonale d'anomalies de température $u'\dfrac{\partial T'}{\partial x}$ sur le terme d'anomalies d'avection de température moyenne $u' \dfrac{\partial \overline{T}}{\partial x}$, ce qui peut modifier les caractéristiques du mode théorique de bassin documenté par Kang *et al.* (2004). Reproduisant l'analyse de Kang *et al.* (2004), nous avons alors effectué un bilan thermodynamique dans une couche de mélange idéalisée, à partir des sorties filtrées à 12 mois de la simulation couplée, permettant d'évaluer la contribution de chacun des termes.

Les variations locales de température $\dfrac{\partial T'}{\partial t}$ se décomposent de la manière suivante, où les $()'$ représentent les anomalies et les $\overline{()}$ les valeurs moyennes des variables :

- termes d'advection zonale :

$$-\, u' \frac{\partial}{\partial x}(\overline{T} + T') \;-\; \overline{u}\, \frac{\partial}{\partial x}(T') \tag{2.4}$$

- termes d'advection méridienne :

$$-\, v' \frac{\partial}{\partial y}(\overline{T} + T') \;-\; \overline{v}\, \frac{\partial}{\partial y}(T') \tag{2.5}$$

- termes d'advection verticale :

$$-\,\gamma \cdot \{M(\overline{w}_s + w'_s) - M(\overline{w}_s)\} \frac{\partial}{\partial z}(\overline{T}) \tag{2.6}$$

$$-\,\gamma \cdot M(\overline{w}_s + w'_s)\, \frac{T' - T'_{sub}}{H_1} \tag{2.7}$$

- terme de dissipation :

$$-\,\alpha_s T' \tag{2.8}$$

où M est une fonction telle que : $\begin{cases} M(x) = x & \text{si } x \geq 0 \\ M(x) = 0 & \text{si } x < 0 \end{cases}$

et H_1 est la hauteur de la couche de mélange.

Les résultats sont représentés par la variabilité (écart-type) moyennée entre 5°S et 5°N des différents termes (Fig. 2.33). Deux expériences complémentaires ont été menées à l'aide du modèle simplifié. Il a été calibré à partir des paramètres issus de la décomposition en modes baroclines de la simulation couplée PR1, puis utilisé dans sa version forcée (par les vents climatologiques de PR1, Exp 1) puis sa version couplée (Exp 2). Le modèle simplifié dans sa version forcée reproduit quelques caractéristiques de la variabilité haute fréquence de PR1, comme l'amplitude des anomalies de SST et celle des anomalies d'advection zonale dans le centre et l'ouest du Pacifique. L'advection verticale est cependant sous-estimée par le modèle simplifié, pouvant refléter un choix incorrect de la profondeur à laquelle la vitesse verticale de PR1 est prise pour effectuer le bilan thermodynamique. Dans le Pacifique Est, le modèle simplifié ne reproduit pas du tout la variabilité des différents termes du bilan. Ce biais peut être relié à l'absence de processus physiques comme les non-linéarités ou la diffusion dans le modèle simplifié, et l'absence de cycle saisonnier du gradient vertical de température (seule sa moyenne est utilisée).

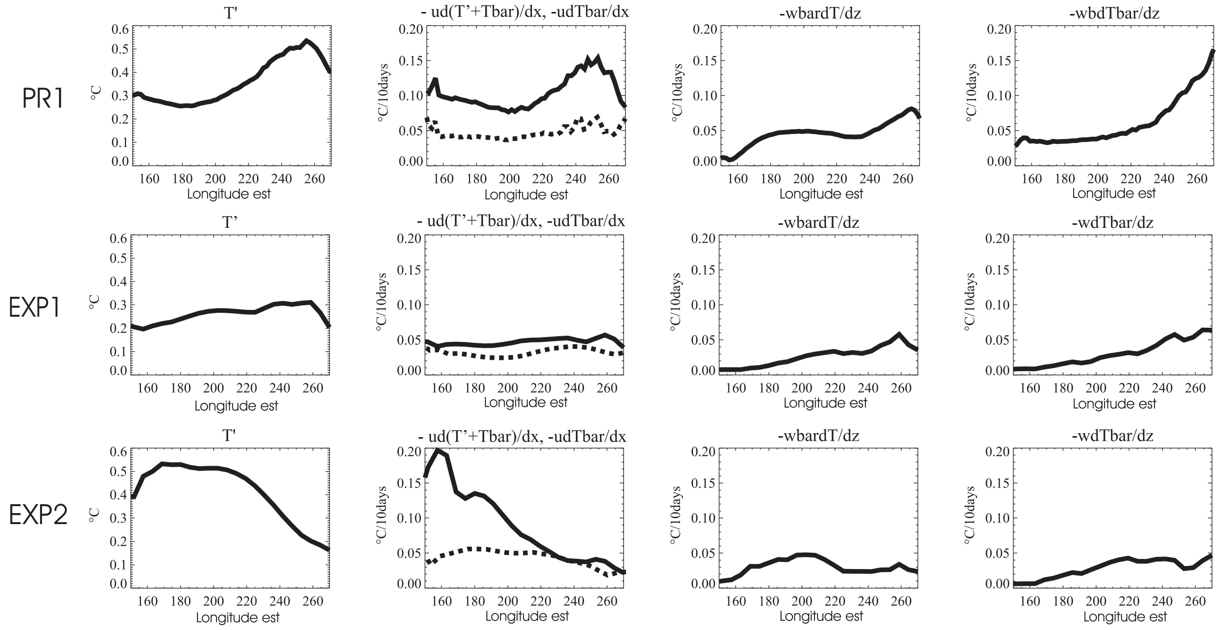


FIG. 2.33: Ecart-type des anomalies moyennées entre 5°S et 5°N de SST (°C) et des termes de tendance (°C.(10 jours)$^{-1}$) filtrés à 12 mois pour la simulation PR1 (haut), LODCA en mode forcé (milieu) et LODCA en mode couplé (bas). Les termes de tendance sont : les anomalies d'advection zonale de la température totale (colonne 2, trait plein) et de la température moyenne (colonne 2, trait en pointillés), les anomalies de profondeur de la thermocline (colonne 3) et l'upwelling (colonne 4).

Malgré tout, les résultats concernant PR1 et le modèle simplifié forcé sont cohérents avec l'interprétation dynamique du mode de bassin proposée par Kang *et al.* (2004) : les anomalies d'advection zonale de la température moyenne sont plus importantes que celles liées aux termes d'advection verticale dans l'ouest du Pacifique équatorial. Dans le centre, les termes présentent une amplitude équivalente. Ceci fournit les conditions nécessaires à l'apparition puis au développement du mode quasi-annuel dans la version couplée du modèle simplifié. Les anomalies d'advection zonale de la température moyenne sont amplifiées dans le centre du Pacifique comparativement à la version forcée, atteignant une amplitude comparable à celle de la simulation PR1. Les anomalies de température sont aussi amplifiées dans le centre et l'ouest, ce qui peut être associé à une contribution plus importante du terme non-linéaire $u' \dfrac{\partial T'}{\partial x}$. Ce dernier terme domine l'advection zonale dans l'ouest mais pas dans l'est, au contraire de la simulation PR1.

• Expériences de sensibilité

Nous avons vu (Chap. 2.4.1) que le fait que la simulation couplée génère des ENSO autour de 2-3 ans au lieu de 2-7 ans est dû aux caractéristiques de l'état moyen et du cycle saisonnier, qui sont favorables au développement du mode à 8 mois. Pour déterminer quels processus (ceux liés à l'advection verticale ou horizontale) déclenchent le développement du mode “rapide”, nous avons effectué une série d'expériences à l'aide du modèle simplifié dans sa version couplée. Nous utilisons la fréquence à laquelle le modèle produit des ENSO comme diagnostique pour évaluer l'interaction entre le mode rapide et ENSO dans le modèle (forte interaction pour des ENSO à 2-3 ans, plus faible pour des ENSO plus basse fréquence).

Dans une première expérience, nous prescrivons un cycle saisonnier de SST observé (celui des courants est issu de PR1) pour éliminer les biais liés au gradient zonal de SST trop faible, et permettant donc l'augmentation de l'advection zonale. Cette expérience conduit à la simulation d'ENSO de période 4.2 ans, indiquant une interaction réduite entre ENSO et le mode à 8 mois dans cette configuration.

Une autre caractéristique du cycle saisonnier de SST dans la simulation PR1 est le retard de 2/3 mois de l'extension vers l'est de la warm pool, qui a normalement lieu au mois de mars (Fig. 2.13). Une expérience intéressante a donc été de prescrire dans le modèle simplifié le cycle saisonnier de SST de PR1 décalé de 3 mois. Les ENSO simulés ont alors une période dominante de 3 ans (au lieu de 2.5 ans lorsque le cycle saisonnier de SST n'est pas décalé) indiquant une légère influence de ce biais du cycle saisonnier dans l'activité du mode à 8 mois. Ces deux expériences suggèrent donc que le mode "rapide" de la simulation PR1 ne peut pas se réduire à l'interprétation théorique qu'en font Kang *et al.* (2004), et que la contribution d'autres termes entre en jeu, comme le terme de second-ordre $u' \dfrac{\partial T'}{\partial x}$.

Une dernière expérience a été de prescrire le cycle saisonnier des courants dérivés de la tension de vent FSU au lieu des sorties de PR1, et donc d'augmenter l'advection verticale d'anomalies de température. Les ENSO résultants ont une période dominante de 4.2 ans, signifiant la-aussi une interaction réduite entre ENSO et le mode à 8 mois. Ce résultat indique qu'une variation de la contribution des termes d'advection verticale par rapport à l'advection zonale influe de manière non négligeable sur l'activité du mode "rapide".

Ces expériences illustrent l'impact de la climatologie du modèle sur les caractéristiques des événements ENSO simulés à travers l'amplification ou l'affaiblissement du mode à 8 mois. Ils mettent aussi en valeur la nature complexe de la dynamique de ce mode qui ne peut être réduit au mode documenté par Kang *et al.* (2004), bien qu'il en partage certaines caractéristiques.

2.4.3 Conclusion

L'étude de la variabilité de la structure verticale dans le modèle a permis de mettre en valeur le rôle des modes baroclines d'ordre élevé, pouvant expliquer la faible extension méridienne de la structure en SST liée à ENSO par rapport aux observations, et le fait que la thermocline soit trop diffuse. Une contribution importante des modes d'ordre élevé devrait toutefois conduire à des ENSO de période plus longue que 2-3 ans comme c'est le cas dans le modèle couplé.

En complément du mode ENSO, la présence dans le modèle d'un mode de bassin de période 8 mois est à prendre en considération. Ce mode rapide à 8 mois est comparable en certains points au "mobile mode" de Mantua et Battisti (1995) et au mode de bassin couplé de Kang *et al.* (2004). Sa structure verticale et ses liens avec la tension de vent zonal, la SST et les courants de surface permettent de décrire les caractéristiques de ce mode. Il est ainsi associé à une structure de tension de vent zonal anti-symmétrique par rapport à l'équateur, dont le maximum se situe dans le sud-ouest du Pacifique tropical.

L'utilisation du modèle simplifié a permis de mettre en valeur le rôle des caractéristiques du cycle saisonnier et de l'état moyen de la simulation PR1 dans la génération d'événements ENSO de période comprise entre 2 et 3 ans au lieu de 2-7 ans. Ces caractéristiques, via l'advection zonale dans l'ouest du Pacifique équatorial, favorisent le développement du mode rapide couplé. Malgré une faible signature en SST, le mode rapide est suceptible d'interagir avec le mode ENSO, conduisant à un spectre de variabilité plus large (en favorisant notamment les hautes fréquences) que ce que laissent supposer les informations issues de la décomposition en modes baroclines verticaux. La présence du mode rapide est liée au faible upwelling équatorial moyen, au courant zonal trop important dans l'ouest du Pacifique équatorial et au gradient de SST le long de l'équateur plus faible que celui observé. Le fait que l'extension zonale de la warm-pool dans le modèle ait lieu en mai-juin au lieu de mars-avril semble aussi avoir un impact sur l'activité du mode rapide et donc du mode quasi-biennal.

Ces résultats mettent en avant la nécessité de simuler correctement le cycle saisonnier, dans la mesure où il a un impact sur les modes de variabilité couplés. Dans le modèle ORCALIM-ARPEGE, les non-linéarités liant le cycle saisonnier et les anomalies interannuelles opèrent via l'advection horizontale qui favorise le développement du mode couplé quasi-annuel (Kang *et al.* 2004). En complément des analyses classiques de la SST (écarts-types, ACP), l'activité de ce mode rapide a été évaluée via la relation statistique existant entre les champs de tension de vent et courant de surface filtrés à haute-fréquence. Cette analyse a l'avantage de documenter les processus dynamiques couplés haute fréquence à l'oeuvre dans le modèle. Comme proposé par Kang *et al.* (2004), un bilan thermodynamique effectué à partir des champs filtrés haute-fréquence fournit un moyen supplémentaire d'interpréter la variabilité ENSO. Dans la simulation couplée PR1, le terme non-linéaire $u'\dfrac{\partial T'}{\partial x}$ joue un rôle non négligeable dans l'activité du mode rapide couplé.

Ce mode rapide peut d'une manière ou d'une autre déterminer certaines caractéristiques des événements ENSO via des processus thermodynamiques non-linéaires comme proposé par Jin *et al.* (2003a). Il est de surcroît intéressant de noter que la présence de ce mode rapide enrichit le spectre de la variabilité interannuelle vers les hautes fréquences, et qu'il est aussi susceptible de l'élargir vers les basses fréquences. L'interaction du mode rapide couplé et du mode ENSO est en effet source d'irrégularité de ce dernier (Mantua et Battisti 1995), suggérant qu'une partie de la variabilité décennale à interdécennale puisse être associée à des mécanismes purement tropicaux.

Synthèse

Ce second chapitre a permis d'évaluer l'outil utilisé pour étudier la variabilité ENSO et ses modulations basse fréquence, c'est-à-dire le modèle couplé océan-glace-atmosphère ORCALIM-ARPEGE, en particulier la simulation PR1. Elle couvre 260 ans et seules les 200 dernières années (sans tendance marquée) sont prises en compte pour les analyses. La concentration des gaz à effet de serre fixée est celle correspondant aux conditions pré-industrielles et aucun rappel en température ou salinité ni ajustement de flux n'est effectué.

• **Caractéristiques du cycle saisonnier de la simulation couplée**

La validation de la simulation couplée PR1 a consisté à évaluer la manière dont la variabilité interannuelle (c'est-à-dire la variabilité ENSO) est reproduite par rapport à la réalité, connaissant les biais de l'état moyen et du cycle saisonnier. Ces derniers se caractérisent par des biais communs à la plupart des modèles couplés (AchutaRao et Sperber 2002), comme la simulation d'une double ITCZ, une trop large extension zonale de la langue d'eau froide, un upwelling côtier mal reproduit et une thermocline trop diffuse. Cette dernière caractéristique peut être reliée à une contribution plus importante des modes baroclines verticaux d'ordre élevé dans la simulation que dans la réalité. Certains biais sont propres aux modèles couplés sans ajustement de flux (Davey *et al.* 2002) : un état moyen plus froid en surface de 1 à 2°C par rapport aux observations et des alizés équatoriaux trop faibles dans le centre mais trop forts dans l'ouest du bassin. L'état moyen est surtout plus froid dans la partie ouest du Pacifique équatorial, en liaison avec une thermocline plus proche de la surface que dans les observations dans l'ouest du bassin, induisant un gradient zonal de SST le long de l'équateur trop faible. Cette simulation couplée se caractérise de plus par des alizés hors équateur trop importants et trop étendus vers l'ouest.

• **Caractéristiques de la variabilité ENSO**

Les événements El Niño et La Niña simulés sont raisonnablement réalistes, en dehors des biais classiques aux modèles couplés (AchutaRao et Sperber 2002, Davey *et al.* 2002). Les anomalies de SST présentent ainsi une structure spatiale d'extension méridienne réduite et d'extension zonale (vers l'ouest) trop importante. Le biais principal est une période dominante de 2-3 ans au lieu de 2-7 ans. Cette simulation se singularise par une variabilité interannuelle plus importante que dans la réalité (conduisant à des ENSO de trop grande amplitude), en rapport avec une thermocline trop proche de la surface. On peut noter que le modèle couplé reproduit le fait que les épisodes El Niño sont généralement verrouillés sur le cycle saisonnier (bien que ce verrouillage soit trop systématique dans le modèle par rapport à la réalité). De plus, le comportement de la thermocline durant les événements ENSO est comparable à celui observé, suggérant la présence dans le modèle du mécanisme de recharge-décharge proposé par Jin (1997).

Synthèse

• Un mode haute-fréquence

L'étude de la structure verticale via une décomposition en modes baroclines verticaux révèle une contribution importante des modes d'ordre élevés sur lesquels se projette la variabilité basse fréquence. Ce résultat à priori est incohérent avec la simulation d'événements ENSO à des périodes de 2-3 ans. Il s'avère que la surestimation du mode biennal dans le modèle est liée aux caractéristiques du cycle saisonnier, qui fournissent les conditions au développement d'un mode de période 8 mois interagissant avec le mode ENSO.

ce mode est similaire en plusieurs points au mode de ce type documenté dans de précédentes études. C'est un mode de bassin couplé, associé aux anomalies d'advection zonale. La présence de ce mode dans le modèle est susceptible de fournir une source de variabilité basse fréquence via son interaction avec le mode interannuel ENSO.

Chapitre 3

Variabilité décennale du Pacifique tropical

Ce troisième chapitre a pour but de caractériser d'une part la variabilité décennale reproduite par le modèle couplé dans le Pacifique tropical (signatures océanique et atmosphérique, période privilégiée, processus physiques associés), d'autre part la modulation basse fréquence d'ENSO. Suite aux travaux récents de Timmermann (2003) et Rodgers *et al.* (2004) proposant une relation de causalité inhabituelle entre la variabilité décennale (ou modulation de l'état moyen) et la modulation d'ENSO, le lien entre les deux sera étudié dans la simulation couplée. Nous quantifierons ensuite l'impact du mode de variabilité décennale sur la dynamique équatoriale, à travers les modifications de paramètres prenant en compte les caractéristiques de la structure verticale. La modélisation simplifiée nous permettra alors, via l'utilisation d'un modèle couplé de complexité intermédiaire, de déterminer si la modulation de ces paramètres peut induire une rectification de la dynamique équatoriale, en se répercutant éventuellement sur la modulation d'ENSO.

3.1 Analyse spectrale de la variabilité basse-fréquence

Nous évaluons dans un premier temps la capacité du modèle à simuler de la variabilité basse fréquence aux échelles de temps observées. Pour cela, une analyse spectrale "multi-fenêtres" (ou MTM : Multi-Taper-Method) jointe à une analyse en covariance optimale (SVD) de la SST et de la pression de surface (Tourre *et al.* 2001) a été effectuée pour les observations et pour le modèle. Les observations utilisées sont les jeux de données Kaplan *et al.* (1998) de SST et SLP (Sea Level Pressure) dans le Pacifique (30°S-60°N). Ils couvrent une période de 91 ans, de 1900 à 1990.

Les observations se caractérisent par trois modes de variabilité distincts (Fig. 3.1) : le mode interannuel (3-7 ans) correspondant à la variabilité ENSO, un mode quasi-biennal (2-3 ans) et un mode décennal (9-12 ans). On note la présence d'un mode plus basse fréquence ($\sim$ 17 ans) mais moins significatif. Le modèle couplé reproduit les différents modes de variabilité observés, avec cependant le biais vu au chapitre précédent, c'est-à-dire une surestimation du mode quasi-biennal dont la période est comprise entre 2 et 3 ans

(Fig. 3.2). Le mode interannuel, malgré son importance moindre comparée au mode quasi-biennal, est présent et significatif. Concernant la variabilité décennale à inter-décennale, un résultat extrêmement intéressant est le fait que le modèle couplé présente deux modes parfaitement distincts comme dans les observations. Le mode décennal varie dans une bande de fréquence comparable à celle des observations (autour de 10 ans) alors que le mode inter-décennal est un peu plus basse-fréquence ($\sim$ 25 ans) que dans les observations.

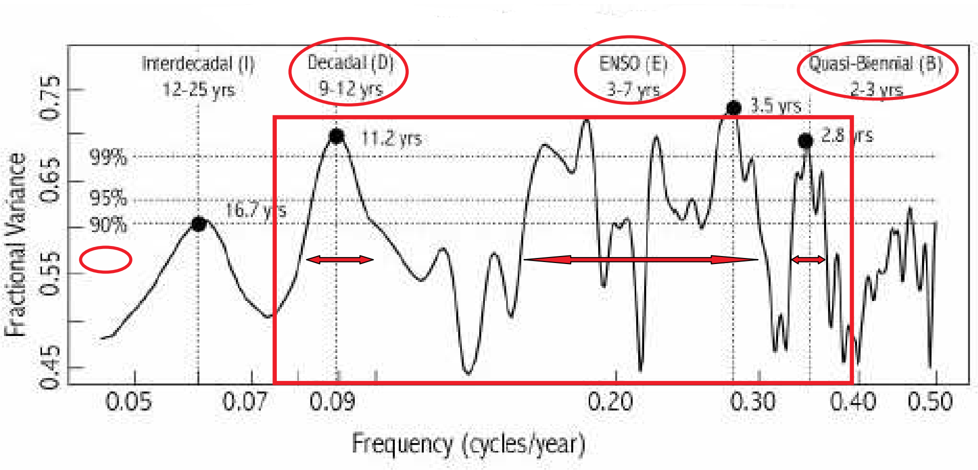


FIG. 3.1: Spectre (fraction de variance en fonction de la fréquence) issu de l'analyse MTM-SVD de la SST et SLP observées.

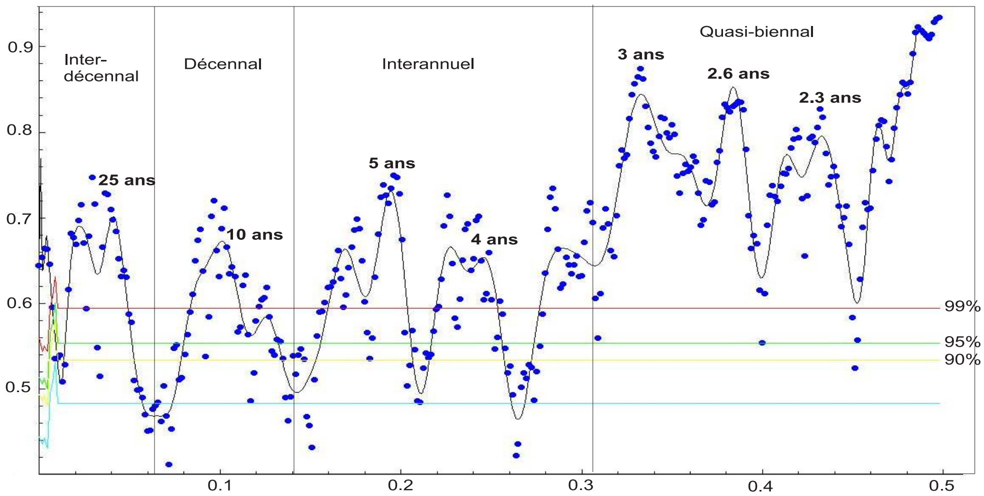


FIG. 3.2: Spectre (fraction de variance en fonction de la fréquence) issu de l'analyse MTM-SVD de la SST et SLP de la simulation PR1

Malgré le fait que la simulation couplée soit dominée par le mode quasi-biennal, les modes plus basse fréquence sont présents dans le modèle. Les modes décennaux à inter-décennaux sont autant énergétiques que le mode ENSO de 3-7 ans, justifiant ainsi l'étude de la basse fréquence dans le modèle. Mais le résultat le plus remarquable est le fait que le modèle différencie clairement deux modes : un mode décennal et mode interdécennal, ce qui est apparemment le cas dans la réalité au vu des résultats de l'analyse MTM-SVD effectuée sur la SST et la SLP observées.

Le mode interdécennal se caractérise dans les observations par de la variabilité dans le Pacifique Nord et correspond à un mode de type PDO. Le décennal est à l'inverse essentiellement tropical avec des caractéristiques spatiales en SST proches du mode interannuel ENSO mais avec une signature plus centrale et une structure méridienne plus étendue (Tourre *et al.* 2001, Fig. 1.21 Chap. 1.3.1).

C'est l'étude de ce mode décennal tropical qui va faire l'objet de ce chapitre.

3.2 Variabilité décennale dans le modèle océanique forcé

Nous avons dans un premier temps caractérisé la variabilité décennale reproduite par le modèle d'océan lorsqu'il est soumis à un forçage réaliste. La version forcée du modèle est constituée du modèle océanique ORCALIM auquel ont été appliqués les flux (chaleur et eau) et les vents de surface des réanalyses NCEP, via des formulations "bulks". La simulation étudiée (appelée NO2) couvre la période 1948-1998.

Pour l'étude de la basse fréquence dans le modèle forcé, les champs utilisés sont moyennés annuellement et filtrés dans la bande de périodicité 6-25 ans, permettant “d'isoler” le mode décennal et de s'affranchir de la tendance au réchauffement des cinquante dernières années.

Une première analyse de la température permet de déterminer les caractéristiques de la variabilité basse fréquence reproduite par le modèle en réponse au forçage appliqué. En subsurface, on remarque un résultat intéressant, qui recoupe une analyse similaire faite sur des profils de température observée de 1955 à 1998 (Luo et Yamagata 2001) : la température présente un maximum de variabilité au sud-ouest de l'équateur aux alentours de 10°S, entre 150°E et 160°W, à environ 150 m de profondeur (Fig. 3.3.a). Cette anomalie, centrée autour de la position moyenne de l'isotherme 20°C (Fig. 3.3.b, pointillés rouges), caractérise les mouvements verticaux basse fréquence de la thermocline autour de son état moyen. Nous ne nous intéressons pas ici au maximum de variabilité dans la bande 10°-15°N, qui n'est pas présente en couplé (cf. section suivante). Le lecteur intéressé pourra se référer aux études récentes de Capotondi et Alexander (2001) et Capotondi *et al.* (2003) basées sur les résultats d'un modèle forcé.

L'analyse en composantes principales de la D20 (Fig. 3.4) présente un résultat cohérent avec la variabilité de la température : le mode dominant présente un maximum de variabilité dans la zone considérée (150°E-170°W, 5°S-20°S). Ce maximum de variabilité dans le sud-ouest du Pacifique tropical a été documenté par de récentes études basées sur des observations et la modélisation (Capotondi *et al.* 2003, Chang *et al.* 2001, Giese *et al.* 2002, Bratcher et Giese 2003, Luo et Yamagata 2001, Luo *et al.* 2003). Luo et Yamagata (2001), Giese *et al.* (2002) et Bratcher et Giese (2002) montrent ainsi, à l'aide d'observations et de réanalyses océaniques, que le changement de climat de 1976-77 est associé à des anomalies de température de subsurface (température sur l'isopycne σ_θ=25) dans la même région et présentant les mêmes caractéristiques spatiales que celles reproduites par la simulation forcée (Fig. 3.5.a). D'après leurs analyses, ces anomalies en subsurface seraient associées à des anomalies locales de tension de vent.

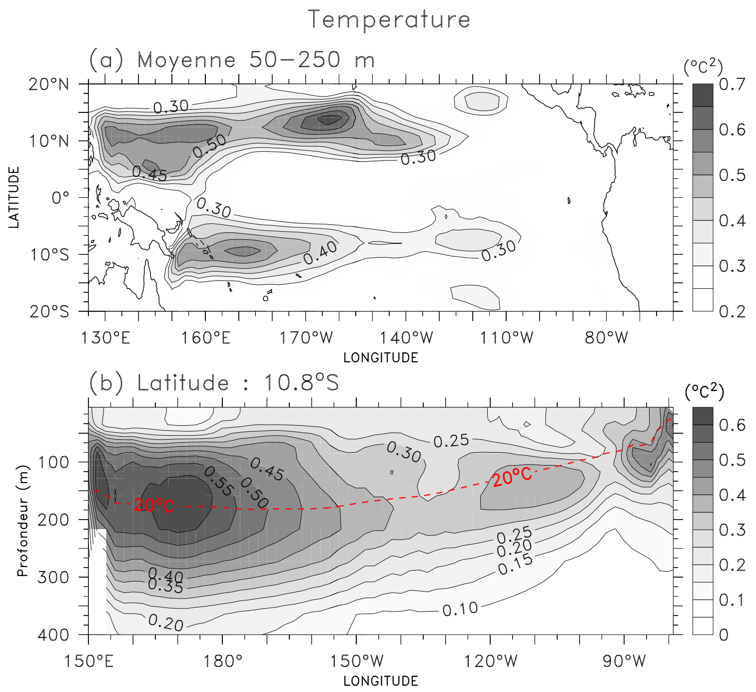


FIG. 3.3: Ecart-type de la température (°C) filtrée entre 6 et 25 ans de la simulation NO2 dans le Pacifique. (a) Moyenne entre 50 et 250 m. (b) Coupe verticale à 10°S. Ligne en pointillés rouges : position moyenne de l'isotherme 20°C.

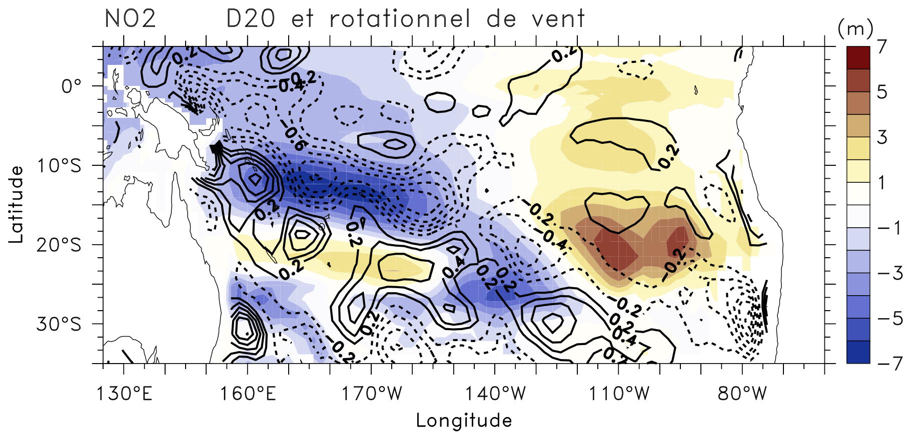


FIG. 3.4: Couleurs : mode dominant de l'ACP de la D20 (m). Les valeurs négatives correspondent à une remontée de l'isotherme 20°C. Contours : régression du mode 1 de D20 sur le rotationnel de la tension de vent (10^{-8} Pa/m). Les contours sont tracés tous les 0.2.

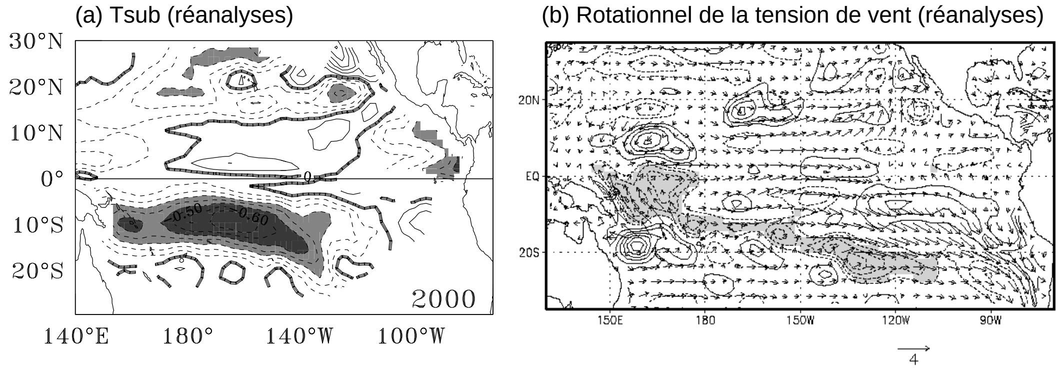


Fig. 3.5: (a) Anomalies de température sur l'isopycne σ_θ=25 issues de réanalyses océaniques. Les anomalies sont moyennées sur une période de 3 ans centrée sur l'année 2000. D'après Bratcher et Giese 2002. (b) Anomalies de rotationnel de la “pseudo” tension de vent (10^{-6} m.s^{-1}, réanalyses NCEP) associées aux variations basse fréquence de la température de subsurface (Levitus *et al.* 1994) moyennée dans la région Niño3. D'après Luo et Yamagata 2001.

Nous retrouvons ce résultat dans la simulation forcée. La régression du rotationnel de tension de vent sur la série temporelle associée au mode dominant de D20 montre que la structure de la variabilité basse fréquence de la thermocline et celle de la tension de vent associée se superposent (Fig. 3.4). Le forçage en tension de vent est maximal dans la zone de plus forte variabilité de D20, montrant que la réponse du modèle d'océan est cohérente avec le forçage en vent appliqué. Luo et Yamagata (2001) montrent que la tension de vent forçant les variations décennales de la température de subsurface observée est située dans la même région et a quasiment la même structure spatiale que celle de la simulation NO2 (Fig. 3.5).

→ Le modèle d'océan, par sa capacité à reproduire une structure de subsurface comparable aux observations, répond donc de manière réaliste au forçage appliqué en surface. Ce résultat est néanmoins à pondérer par le fait qu'il y a très peu de données de subsurfaces dans le Pacifique Sud auxquelles comparer les sorties du modèle.

L'étape suivante a alors consisté à analyser la variabilité décennale dans la simulation couplée PR1 qui permet de prendre en compte les mécanismes de rétroaction de l'océan sur l'atmosphère.

3.3 Variabilité interannuelle à décennale du Pacifique tropical

Cette partie est dédiée à l'étude de la variabilité décennale simulée par le modèle couplé. Les résultats ont fait l'objet d'un article soumis au journal Climate Dynamics. Après la traduction du résumé de l'article en français, les principaux résultats concernant la variabilité décennale sont mis en valeur, puis l'article est présenté.

3.3.1 Résumé en français

Les structures spatiales et temporelles de la variabilité interannuelle à décennale dans le Pacifique tropical sont étudiées à partir des résultats d'un modèle de circulation générale couplé océan-atmosphère. Les caractéristiques de l'état moyen reproduit par le modèle sont relativement réalistes, malgré des températures de surface (SST) plus faibles et une thermocline plus proche de la surface que dans les observations dans le Pacifique Ouest. La périodicité et les caractéristiques spatiales du cycle ENSO sont proches des observations couvrant les 100 dernières années, malgré la prédominance de variabilité à l'échelle de temps quasi-biennale. Une régression déphasée entre la tension de vent zonale moyenne et la profondeur de l'isotherme 20°C suggère que le mécanisme récemment proposé de recharge-décharge est à l'oeuvre dans le modèle. La variabilité décennale se caractérise par des variations de profondeur de la thermocline dans le sud-ouest du Pacifique tropical ($\sim$ 7°S). La variabilité de la température de subsurface associée est principalement due aux mouvements verticaux adiabatiques de la thermocline, induits par des anomalies de pompage d'Ekman situées dans le Pacifique central au sud de l'équateur. Il apparaît que ces anomalies de vents sont causées par des anomalies de SST dans l'est du Pacifique équatorial. Des analyses complémentaires montrent l'existence d'un mécanisme couplé capable de renverser le signe des anomalies de SST dans l'est du bassin. La période de cette variabilité quasi-décennale est d'environ 11 ans. Nous traitons ensuite de la relation liant ce mode décennal tropical et la modulation basse fréquence du mode ENSO. Les résultats nuancent l'hypothèse communément acceptée selon laquelle les modulations basse fréquence d'ENSO sont dues aux fluctuations décennales des caractéristiques de l'état moyen.

3.3.2 Principaux résultats

a. Modulation basse fréquence d'ENSO

L'utilisation d'un nouvel indice (appelé indice N3Var) décrit récemment dans la littérature a permis de caractériser plus précisément la modulation basse fréquence d'ENSO (Timmermann 2003, Rodgers *et al.* 2004). Le calcul de cet indice a été effectué à partir du spectre en ondelettes des anomalies de température moyennées dans la région Niño3. Ces dernières montrent une modulation à l'échelle décennale des événements ENSO non négligeable (Fig. 3.6.a). Pour quantifier cette modulation, nous avons calculé la variance interannuelle de cette série temporelle (l'indice N3Var) : nous avons intégré entre les périodes 2 et 7 ans (périodes caractéristiques d'ENSO) le spectre en ondelettes de la série. Le résultat est représenté par la courbe rouge sur la figure 3.6.a. Les périodes où l'amplitude de l'indice N3Var est élevée correspondent aux périodes auxquelles d'intenses événements El Niño et La Niña sont simulés. L'analyse en ondelettes de l'indice N3Var simulé par le modèle révèle une fluctuation décennale de l'indice entre 7 et 20 ans (Fig. 3.6.c).

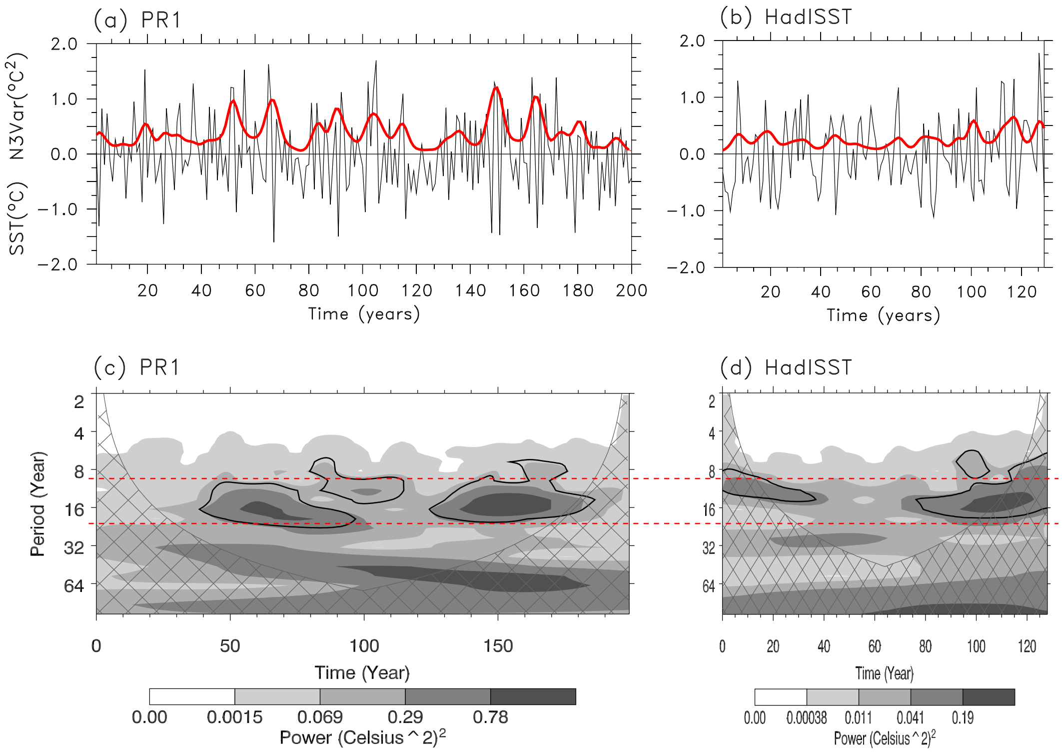


FIG. 3.6: Haut : Anomalies annuelles de SST (°C) dans la région Niño3 (150°W90°W, 5°S5°N) pour la simulation PR1 (a) et les observations (b). La courbe rouge superposée représente l'indice N3Var(°C^2), défini dans le texte. Bas : Analyse en ondelettes de l'indice N3var pour la simulation PR1 (c) et les observations (d). Contours noirs : énergie significative à 95% par rapport à un bruit rouge. La région hachurée représente le cône d'influence, où le zéro-padding réduit la variance.

La même analyse appliquée aux observations HadISST de SST montre que l'indice N3Var observé varie dans la même bande de fréquence décennale que ce que reproduit le modèle (Fig. 3.6.b et d), notamment durant les cinquante dernières années pour lesquelles on trouve les événements les plus importants. Cette analyse montre donc d'une part que le modèle simule des événements ENSO modulés basse fréquence, et d'autre part que cette modulation est réaliste comparée aux observations (en dehors de l'amplitude trop élevée des événements).

b. Signature de la variabilité décennale

Pour l'étude de la basse fréquence, les champs utilisés sont moyennés annuellement et filtrés à l'aide d'un filtre passe-bas retenant les périodes supérieures à 7 ans. La fréquence de coupure choisie correspond au minimum de variance séparant le mode interannuel du mode décennal d'après le spectre issu de l'analyse MTM-SVD (Fig. 3.2).

La variabilité décennale dans le modèle couplé se caractérise comme dans sa version forcée par des anomalies de thermocline dans le sud-ouest du Pacifique tropical. Nous utilisons cette fois la température sur la surface isopycne σ_θ=25 (représentative de la thermocline) pour analyser la variabilité de la température en subsurface (Tsub). L'analyse de la variabilité décennale de Tsub montre qu'elle est localisée dans une zone autour de 8°S, entre 160°E et 140°W. Contrairement à la simulation en mode forcé, il n'y a pas de signal significatif dans la bande 10°-15°N. Il s'avère que les anomalies de température dans la zone située autour de 8°S ne sont pas issues de l'advection d'anomalies de température par les courants moyens, mais sont liées à des anomalies de profondeur de la thermocline, causées par un forçage local du vent, comme proposé par Luo et Yamagata (2001), Giese *et al.* (2002) et Chang *et al.* (2001). Une analyse en covariance optimale entre Tsub et le pompage d'Ekman confirme ce résultat (Fig. 3.7). Des anomalies positives de pompage d'Ekman conduisent à une remontée de la thermocline et donc à des anomalies négatives de température. La covariance expliquée par ces deux champs est de 90%, et la corrélation entre les séries temporelles associées est de 0.95.

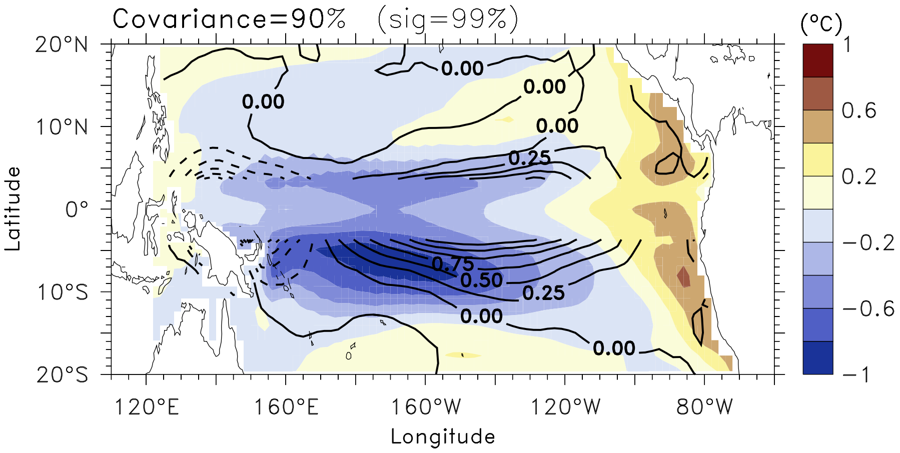


FIG. 3.7: Analyse en covariance optimale entre Tsub (couleur, °C) et le pompage d'Ekman (contours, 10^{-4}cm.s^{-1}).

La projection de la SST sur la série temporelle associée à Tsub montre que les anomalies négatives de Tsub sont associées à des anomalies positives de SST dans l'est du Pacifique equatorial. Ce résultat suggère la présence d'une fluctuation décennale dont le mécanisme s'apparente à celui mis en évidence par Luo et Yamagata (2001, Chap. 1.3.3). Ils montrent à l'aide d'observations qu'un réchauffement anormal dans l'est du Pacifique équatorial induit, par le biais d'une téléconnexion atmosphérique, une anomalie négative de rotationnel de vent dans le Pacifique tropical sud. Cette dernière provoque la remontée de la thermocline, associée à des anomalies négatives de température. Puis ils suggèrent que les anomalies froides se propagent vers le nord-ouest par ondes de Rossby et/ou advection par les courants moyens, atteignent l'équateur, puis re-circulent vers l'est le long de la thermocline équatoriale pour finalement renverser la perturbation initiale. Dans le modèle couplé, il est cependant difficile de mettre en évidence une propagation des anomalies de température vers l'équateur. Ce n'est pas ce mécanisme qui semble opérer mais plutôt un mécanisme impliquant un couplage océan-atmosphère. Cette boucle constitue un demi-cycle pour cette oscillation dont la période estimée par Luo et Yamagata (2001) est de 14 ans. En régressant différents champs filtrés basse fréquence sur la série temporelle de Tsub, pour différents déphasages temporels, on peut déterminer la période du cycle simulé. Elle est comprise entre 10 et 12 ans, donc un peu inférieure à celle estimée par Luo et Yamagata (2001) mais cohérente avec l'analyse spectrale MTM-SVD présentée en début de chapitre (Fig. 3.2).

c. Variabilité décennale et modulation basse fréquence d'ENSO

Deux études récentes, basées sur l'analyse d'un modèle couplé, remettent en cause l'idée communément acceptée affirmant que ce sont les variations décennales de l'état moyen du système couplé qui induisent une modulation basse fréquence d'ENSO, en suggérant qu'il faille inverser cette relation de cause à effet. De fait, le couplage océan/atmosphère permet de remettre en question les relations de cause à effet, ce qui est important pour la véracité scientifique de l'analyse et de la compréhension du climat vers lesquelles la communauté scientifique commence à s'ouvrir petit à petit.

Nous avons voulu tester le lien entre variations décennales de l'état moyen et modulation basse fréquence d'ENSO à l'aide de la simulation couplée. La régression de l'anomalie de profondeur de la surface isopycne σ_θ=25 sur la série temporelle de l'analyse en covariance optimale de Tsub montre que les périodes de forte activité ENSO sont associées à des périodes où la thermocline est "plate" (elle s'approfondit dans l'est du Pacifique équatorial et remonte dans l'ouest et le centre). Or si on émet l'hypothèse que c'est l'état moyen décennal qui module ENSO, une thermocline "plate" devrait induire des ENSO de faible amplitude. Cette hypothèse est donc à rejeter dans le cas présent. Nous avons

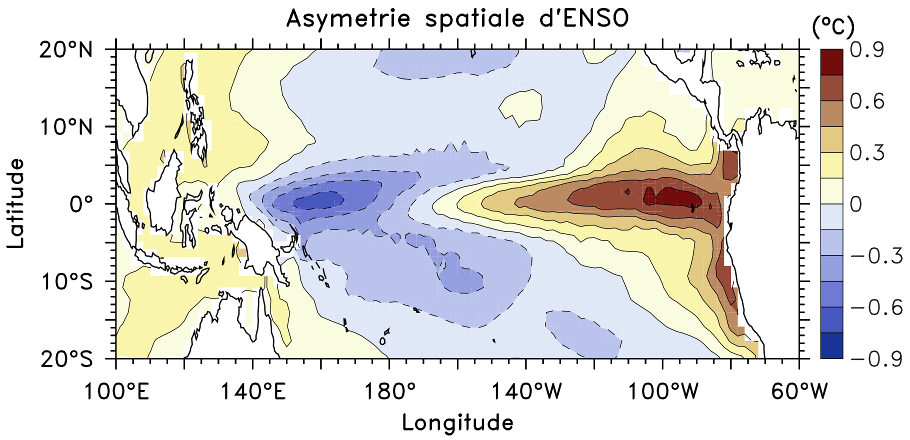


FIG. 3.8: Structures résiduelles en SST (°C) de l'asymétrie entre les événements chauds El Niño et froids La Niña.

alors calculé la corrélation entre la série temporelle de l'analyse en covariance optimale de Tsub et l'indice N3Var. Il se trouve qu'elle est maximale (0.65, significative à 99%) lorsque les deux séries sont en phase et lorsque que l'indice N3Var précède Tsub de 1 an. Il est tentant de dire que cette avance de phase de N3Var par rapport à Tsub correspond au fait que c'est ENSO qui influence l'état moyen, et non l'inverse. Cependant, il est aussi limitant de s'arrêter à la conclusion que "ce n'est pas l'état moyen qui influence ENSO" qu'à la conclusion "c'est ENSO qui influence l'état moyen". Dans la réalité, c'est le signal *total* qui compte. "Etat moyen" et "ENSO" ne sont que des définitions arbitraires que nous sommes libres de choisir et d'utiliser comme référence pour simplifier notre analyse. Il n'en reste pas moins que *séparer* "état moyen" et "ENSO" est une vue de l'esprit qui diffère de la réalité, et que les résultats tirés de cette vue de l'esprit sont relatif à la référence arbitraire "état moyen" que nous nous sommes fixée.

Comme il est fondamental de continuer à faire des progrès grâce à nos outils de décomposition "état moyen/ENSO" même s'ils sont limités, les résultats de ce chapitre permettent de souligner qu'il est temps de remplacer nos raisonnements de *cause à effet* par des raisonnements de *connexions* entre échelles de temps lentes et rapides. S'ouvrir à de tels raisonnements a des conséquences pratiques. Par exemple, Perigaud et Cassou (2000) montrent que ce ne sont pas forcément les coups de vent d'ouest qui ont induit les Niños entre 1980 et 1998, ni la phase du signal décennal pendant cette periode. Par contre la combinaison des coups de vent d'ouest et du signal décennal à cette époque a joué un rôle sur chacun des différents Niños qui ont eu lieu entre 1980 et 1998.

Il s'agit ensuite de déterminer quel est le processus physique permettant de générer un mode de variabilité décennal à partir de la modulation d'ENSO. On remarque que dans les observations de SST les événements El Niño et La Niña n'ont pas une structure spatiale symétrique. On peut représenter cette asymétrie en sommant la structure spatiale des composites des événements chauds et celle des événements froids. Elle se caractérise par un dipôle zonal le long de l'équateur, avec une anomalie chaude à l'est et froide à l'ouest. On retrouve cette asymétrie dans le modèle couplé (Fig. 3.8). De plus, en régressant la SST sur l'indice N3Var, on obtient exactement la même structure spatiale, pour le modèle comme pour les observations, suggérant que cette non-linéarité puisse être impliquée dans la génération du mode de variabilité décennale.

3.4 Article soumis à Climate Dynamics

Cet article a été accepté pour publication après révisions mineures. La version présentée ici est la version telle qu'elle a été soumise, non révisée.

Mechanisms of tropical Pacific interannual-to-decadal variability in the ARPEGE/ORCA global coupled model

CAROLE CIBOT (✉) [1], ERIC MAISONNAVE [1], LAURENT TERRAY [1] AND BORIS DEWITTE [2]

[1] Sciences de l'Univers au CERFAC
CERFACS/CNRS URA 1875
31057 Toulouse Cedex 1
France

[2] Laboratoire d'Etude en Géophysique et Océanographie Spatiale
IRD - Centre de Nouméa
101 promenade Roger Laroque- Anse Vata
BP A5 – 98848 Nouméa Cedex
New Caledonia

E-mail: carole.cibot@cerfacs.fr
Phone: (33) 5 61 19 30 11
Fax: (33) 5 61 10 30 00

February 2004

Abstract

Spatial and temporal structures of interannual to decadal variability in the tropical Pacific Ocean are investigated using results from a global atmosphere-ocean coupled general circulation model. The model produces quite realistic mean state characteristics, despite a sea surface temperature (SST) climatology too cold and a thermocline shallower than observations in the western Pacific. The periodicity and spatial patterns of the modelled ENSO compare well with those observed over the last 100 years although the quasi-biennial timescale is dominant. Lag-regression analysis between the mean zonal wind stress and the 20ºC isotherm depth suggests that the recently proposed recharge-oscillator paradigm is operating in the model. Decadal thermocline variability is characterized by enhanced variance over the western tropical South Pacific (~7°S). The associated subsurface temperature variability is primarily due to adiabatic displacements of the thermocline as a whole due to Ekman pumping anomalies located in the central Pacific south of the equator. Related wind anomalies appear to be caused by SST anomalies in the eastern equatorial Pacific. Further analysis shows the existence of a coupled mechanism able to reverse the original SST anomaly in the east. This quasi-decadal variability has a period of ~11 years. We also discuss the relationships between this decadal tropical mode and the low-frequency modulation of ENSO variance. Results question the commonly accepted hypothesis that low frequency modulation of ENSO are due to decadal changes of the mean state characteristics.

2

1. Introduction

The El Niño Southern Oscillation (ENSO) phenomenon is the dominant mode of climate variability at interannual timescale. Located in the tropical Pacific, it is a coupled ocean-atmosphere mode, which influences nearly all the regions of the globe. Although an increasing number of studies have focused on ENSO for the last twenty years, the detailed balance between the several mechanisms that interplay in ENSO is far from being completely understood and it remains difficult to forecast. Two reasons may explain this failure in predicting ENSO: most of the models consider the tropical Pacific as an isolated basin from the extra-tropics, and prescribe a fixed mean state. However, the tropical Pacific is linked to extratropical latitudes via ocean-atmosphere interactions, on both interannual and decadal timescales. Furthermore, several studies have found evidence of decadal climate variability modes in the tropical pacific (Wang 1995, Goddard and Graham 1997). For example, the unusually warm conditions prevailing during the period 1980-2000 over the tropical Pacific were associated with the strongest El Niños ever observed (1982/1983 and 1997/1998). Latif et al (1997) have suggested that the decadal mode dominating the 1990s is a source of ENSO irregularity and is therefore important to ENSO predictability. Furthermore, most ENSO prediction models failed to predict the conditions in the tropical Pacific after 1991 (Ji et al. 1996) and do not take into account intrinsic characteristics of ENSO that evolved during the last century. For example, the sea surface temperature (SST) related to ENSO signature has changed since the 1976-1977 climate regime shift (Trenberth and Hurrell 1994). Before 1977, positive sea surface temperature anomalies (SSTA) were initiated in the eastern equatorial Pacific, and were moving westward (Rasmusson and Carpenter 1982). After 1977, the warm events appeared first in the central Pacific and then were spread eastward (Wang 1995).

Despite the progress made in the past few decades and the recent successful international measurement programs like the TOGA/COARE (Tropical Ocean Global Atmospheres/Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment) program, the mechanisms responsible for the dynamics of ENSO as a coupled phenomenon are not yet well understood. In particular, due to the scarcity of observations covering the tropical Pacific in both space and time, it has proved quite difficult to study the links between ENSO and decadal variability from observations alone.

Theoretical and observational studies have proposed various mechanisms for the origin of decadal variability in the tropical Pacific. They may be classified into four categories. The first one suggests that ENSO-like decadal variability is due to extratropical-tropical interactions in the ocean and atmosphere, involving North Pacific Subtropical Cells (STC, Gu and Philander 1997, Kleeman et al. 1999). However, the temperature anomalies subduction hypothesis of Gu and Philander (1997) has been criticized by observational (Schneider et al. 1999) and modelling (Nonaka and Xie 2000) studies, which argue that subducted temperature anomalies do not actually reach the equator. The second hypothesis proposes that Pacific decadal variability is generated primarily within the North Pacific (Latif and Barnett 1994, Barnett et al. 1999a) and may influence the tropics via atmospheric (Barnett et al. 1999b, Pierce et al. 2000) and/or oceanic (McCreary and Lu 1994, Liu et al. 1994, Lysne et al. 1997) teleconnections. The third suggests that tropical decadal variability is only due to intrinsic tropical processes (Knutson and Manabe 1998). The fourth states that tropical low-frequency variability is linked to the atmospheric stochastic forcing (Kirtman and Schopf 1998), with the ocean having a reddening effect.

Among the tropical processes proposed, the study of Luo and Yamagata (2001) has suggested that positive SST anomalies in the eastern equatorial Pacific are linked to a negative wind stress curl in the southwest of the tropical Pacific. This negative wind stress curl causes the thermocline to shoal, leading to negative subsurface temperature anomalies. The temperature anomalies then move northwestward to the western central equatorial Pacific, turn eastward and propagate in the subsurface to reach the eastern Pacific to reverse the process.

Apart from the large list of preceding mechanisms, some recent studies have proposed causal relationships between decadal-scale climate anomalies and low-frequency modulation of interannual ENSO-like variability (Knutson et al. 1997; Timmermann et al. 1999), mainly through non-linear processes (Timmermann 2002, Rodgers et al. 2003 submitted).

The main purpose of this paper is to investigate the mechanisms responsible for decadal variability in the tropical Pacific, as well as its links with the low-frequency modulation of the ENSO variability. To perform this study, a 200-year integration of a global coupled ocean-atmosphere model as well as available surface observations are considered.

The paper is organized as follows. Section 2 is devoted to a brief description of the coupled model and simulation, the observed datasets and the statistical techniques used. In section 3, we present a validation of the model in terms of mean seasonal cycle and interannual variability within the tropical band. In section 4 we examine in detail the mechanisms responsible for the tropical decadal variability simulated by the model and in section 5 its links with the low-frequency modulation of ENSO. A summary and concluding remarks are given in section 6.

2. Model description, observed datasets and statistical tools

2.1. Ocean component: ORCA2-LIM

The ocean component is the global configuration ORCA2 of the OPA8.2 Ocean General Circulation Model (OGCM) (Madec et al. 1998), a hydrostatic primitive equation model with a free surface formulation (Roullet and Madec 2000). The horizontal resolution is 2° in longitude and varies from 0.5° at the equator to 2°cosφ poleward from the tropics, where φ denotes latitude. The meridional grid spacing is increased near the equator to improve the equatorial dynamics. To overcome the singularity at the North Pole, two poles, located on Asia and North America, have replaced the northern point of convergence. There are 31 levels in the vertical, with the highest resolution (10 m) in the upper 150 m. The bottom topography and the coastlines are derived from a global atlas (Smith and Sandwell 1997).

The Jackett and McDougall (1995) equation of state is used. It provides density as a function of potential temperature, salinity and pressure. Vertical eddy diffusivity and viscosity coefficients are computed from a 1.5 turbulent closure scheme that allows an explicit formulation of the mixed layer as well as minimum diffusion in the thermocline (Blanke and Delecluse 1993). Horizontal mixing of momentum is of the Laplacian type with an eddy viscosity coefficient of 40000 m2/s, reduced in the tropics to reach 2000 m2/s at the Equator, and increasing in depth in the deep ocean. The lateral mixing of tracers (temperature and salinity) is isopycnal and a parameterization of eddy-induced velocity with spatially varying coefficient is implemented. Zero fluxes of heat and salt and no-slip conditions are applied at solid boundaries.

The model includes a full thermodynamical sea-ice component, the Hibler-type dynamic-thermodynamic Louvain-La-Neuve sea-ice model, developed at the UCL (Université Catholique de Louvain) by Fichefet and Morales Maqueda (1997).

2.2. Atmosphere component: ARPEGE-Climat

The atmospheric component is the third version of the ARPEGE-Climat Atmospheric General Circulation Model (AGCM) (ARPEGE is the acronym for Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle) developed at Météo-France

(Déqué et al. 1994). The standard configuration of the climate version employs a T63 triangular horizontal truncation. Diabatic fluxes and non-linear terms are calculated on a Gaussian grid of about 2.8° longitude by 2.8° latitude. The vertical is discretized over 31 levels (20 levels in the troposphere) using a progressive vertical hybrid coordinate extending from the ground up to about 34 km (7.35 hPa). The model time step for this resolution and time discretization scheme is 30 minutes.

ARPEGE-Climat includes all basic atmospheric physical parameterizations as well as comprehensive land surface processes via the ISBA model (Douville 1998). The convection is represented by a mass flux scheme with detrainment as proposed by Bougeault (1985). The radiative package follows the Fouquart and Morcrette's scheme (Morcrette 1990). The longwave radiation parameterization includes the effect of trace gases (CH_4, N_2O, CFC_{11-12}) as well as CO_2, O_3 and H_2O. Parameterizations of boundary layer and turbulence are based on vertical exchange coefficients computed as functions of the local Richardson number according to the Louis et al. (1982) method.

2.3. Coupled simulation

The ARPEGE and ORCALIM (ORCA/Louvain Ice Model) models are coupled through the OASIS 2.5 coupler developed at CERFACS (Valcke et al. 2000), which ensures the time synchronization between the GCMs and performs the spatial interpolation from one grid to another. Daily mean SST, sea-ice extent and surface albedo are given to the atmosphere GCM, and daily mean surface fluxes of heat, momentum and fresh water (including runoff and calving) are given to the ocean GCM. Global flux conservation is performed when passing the heat and water fluxes. All concentrations of greenhouse gases are fixed at pre-industrial values and no flux corrections are applied. The atmospheric initial state is in January and is taken from an uncoupled integration of ARPEGE. The initial ocean state is taken from Levitus (1998) for temperature and salinity, and is zero for the velocity field.

From the initial state, the integration is performed over 70 years to allow the system to adjust and to reach a quasi equilibrium state in the upper layers of the ocean. We then integrate the coupled model for 200 years. We only consider the last 200-year period for the subsequent analyses, as they are free of any systematic drift in the Pacific (the coupled simulation is labelled PR1 thereafter).

2.4. Observations

Various datasets are used to assess the model performance. For SST maps and long-term SST based ENSO indexes, the Hadley Centre's SST data set (HadISST, 1871-1999, version 1.1, Rayner et al. 2003) is used, which includes data up to the year 2000. For evaluating the model wind stress climatology, monthly wind stress data were taken from the ERS-1 and ERS-2 datasets, from January 1992 to December 2000, obtained from CERSAT (http://www.ifremer.fr/cersat/fr/data/download/download.htm). For evaluating the model thermocline structure, we use the upper ocean temperature data from the TAO dataset (20ºC isotherm depth), from January 1992 to December 2002, obtained from the TAO website (http://www.pmel.noaa.gov/tao) as well as the Levitus climatology for temperature and salinity (Antonov et al. 1998; Boyer et al. 1998).

2.5. Statistical techniques

Spatial and temporal characteristics of the simulated leading modes of Pacific variability are examined using empirical orthogonal functions (EOFs), maximum covariance analysis (MCA) using singular value decomposition (SVD) techniques, lead-lag regressions and cross-correlations, for various atmospheric and oceanic fields.

The statistical significance of the SVD covariance and correlation is tested with a Monte Carlo method. The atmospheric time series are randomly scrambled and the SVD is re-calculated. This operation is repeated a hundred times, and the original SVD results are compared with the hundred scrambled ones, giving the significance. Significance of cross-correlations and regressions is based on a hypothesis testing, using a Fisher transformation. Effective degrees of freedom for the correlation functions were estimated by using the method proposed by Chelton (1983) (see also Emery and Thomson 2001, p. 259).

The wavelet transform is used to isolate the different timescales and to determine how the dominant modes vary in time. The wavelet power spectrum gives a measure of the time series variance at each period and at each time. The Morlet wavelet is used, and the transform is performed in Fourier space using the method described in Torrence and Compo (1998). To reduce wraparound effects, each time series is padded with zeros. To test the significance of peaks in the wavelet power spectrum, a Fourier red noise background spectrum is chosen.

To investigate decadal variability, annually averaged data are used, and filtered with a 7–year fourth order Butterworth low pass filter (Christoph et al. 1995, Murakami 1979).

3. Model validation

3.1. Coupled model climatology

3.1.a. Mean and seasonal cycle of sea surface temperature and wind stress

Figure 1 shows the annual mean SST and wind stresses for both model and observations. Overall, the simulated patterns compare reasonably well with the observed ones. However, close inspection reveals some important differences. The model cold bias in the western equatorial Pacific is associated with a cold bias in the regions of Intertropical Convergence Zone (ITCZ) and South Pacific Convergence Zone (SPCZ) by 1ºC to 2ºC due to stronger off equatorial branches of the trade winds. Moreover, these intensified trade winds may also explain a reduced extension of the equatorial warm pool in boreal spring (not shown).

The warm bias present in the south-eastern Pacific basin is mainly due to the lack of stratocumulus clouds in the model (Terray 1998). This warming, greater than 2ºC in the upwelling region off South America coasts, could also be partially due to the underestimation of the meridional wind component. The model presents a too zonal SPCZ, which extends too far east. Easterly winds are reversed in the central Pacific around 10ºS, leading to north-westerly winds and to a slight southward shift of the SPCZ.

The coupled simulation presents a seasonal cycle of SST in the equatorial Pacific reasonably close to the observed one (Fig. 2), although less pronounced both in amplitude and spatial extension. The cold tongue appears prematurely and extends too far west. The warming in April is not well reproduced as the model simulates stronger-than-observed equatorial easterlies at that time. The simulated maximum of SST occurs with a delay of one month, and is 1.2ºC too weak.

3.1.b. Seasonal cycle of mean temperature vertical structure

Previous studies have suggested the importance of a realistic simulation of the equatorial thermocline structure in ENSO modelling. The thermocline plays a great role in the so-called Bjerknes mechanism, which links the equatorial SST zonal gradient to the strength of the zonal winds, through equatorial upwelling. The strength of the Bjerknes feedback depends on thermocline properties such as the depth, thickness and zonal slope. For instance, it has been shown that a shallow thermocline depth associated with an intense (small thickness) thermocline, is favourable for generating ENSO events with large amplitude.

The simulated annual mean upper ocean temperature along the equator is reasonably realistic, given that the model is not flux adjusted. However the model simulates a thermocline shallower than the observations in the western and central equatorial Pacific (Fig. 3), leading to cooler-than-observed SSTs in the western Pacific and a weaker-than-observed thermocline zonal slope in the central Pacific. Furthermore, the simulated mean thermocline is slightly too diffuse, a characteristic bias of current ocean models. Whereas the observed seasonal cycle of the 20ºC isotherm depth (hereafter named D20) is weak, the simulated one exhibits a noticeable cycle (Fig. 4). The model D20 is shallower than the observed one along the longitude band of 170º-110ºW in the spring, leading to colder-than-observed SSTs. These differences are associated with stronger easterlies in the eastern equatorial Pacific at that time. The model eastern shallowing is associated with a deepening of the D20 in the western Pacific a month later, leading to a strong thermocline slope along 170ºW in the April-June period. A similar feature is present also in the observations, but it occurs earlier and with smaller amplitude.

3.1.c. Interannual variability

The leading EOFs of raw monthly mean SST anomalies for both model and observations are shown in Fig. 5. The dominant interannual signal in the tropical Pacific appears to be close to that observed. The spatial representation of ENSO by the model is realistic and compares well with results from other coupled models simulations (AchutaRao and Sperber 2002). Nevertheless, several differences between the modelled and observed pattern emerge. First, the simulated ENSO variability is larger than the observed one with a SST anomaly standard deviation of 1.3ºC compared to 0.8ºC for the observations (not shown). Second, the modelled variability is more equatorially confined and extends too far west in the Pacific (Fig. 5a.b.). The model also exhibits a very regular ENSO behaviour with a time-scale between 2 and 4 years, instead of 2-7 years for observations (Fig. 5c.d.). These characteristics represent typical systematic errors in the global coupled models. The high ENSO amplitude simulated in the quasibiannual band can be related to the mean state of the model, as proposed by Meehl et al (2001). A shallow mean thermocline could explain the large amplitude of the model ENSO. This could also be due to the biases of the simulated seasonal cycle (upwelling, zonal current and SST), which lead to the enhancement of a fast coupled mode that interacts with the ENSO mode (Dewitte et al. 2004, submitted) and to the bias of the longitudinal extent of the peak in the interannual wind stress variance near the equator (An and Wang 2000).

To further explore the relationship between SST and thermocline behaviour during ENSO, the EOF analysis is performed as well on the D20 (Fig. 6). The first two EOF modes account for 32% and 24% of the total variance, respectively. They vary on the same interannual timescale as the SST leading mode, with a preferred period between 2 and 4 years. We first comment the second D20 mode, which represents the classical thermocline slope mode showing a deepening/shoaling of the thermocline in the equatorial eastern Pacific during El Niño/La Niña events (Fig. 6b). It leads the SST mode by 2-3 months (with a correlation of 0.88, Fig. 6d) in agreement with a Kelvin-type response to westerlies in the west-central Pacific. Conversely, the first D20 mode is characterized by a large shoaling/deepening in the western and central Pacific, spreading between 7ºN and 15ºS, during El Niño/La Niña events (Fig. 6a) more representative of the forced Rossby wave response to the interannual winds. An opposite sign anomaly is confined along the Peruvian coast, east of 110ºW. It lags the second D20 mode by 6 months, and the first SST mode by 3-4 months (with a correlation of 0.92, Fig. 6c). As suggested by Jin (1997), this mode represents the slow adjustment process associated with the discharge-recharge of the zonal mean equatorial heat content. Figure 7 shows lag-regression maps between the equatorial zonal mean wind stress anomalies and the D20 field along the equatorial Pacific. Positive lags indicate that the wind stress anomalies are leading the thermocline depth anomalies by the appropriate time lag. Assuming westerly wind stress anomalies (positive sign), the oceanic response at near zero-lag shows a deepening of the thermocline in the eastern Pacific and a shallowing in the western Pacific 2-3 months later, leading to the flattening of the thermocline slope around 150ºW. These phase relationships suggest the role of Kelvin and Rossby waves in the thermocline adjustment process in the eastern and western Pacific, respectively. As time proceeds, the shallowing of the thermocline that was initially located in the western Pacific, propagates to the east, where the thermocline initially deepened. About 10 months after the anomalous wind stress maximum, the thermocline is seen to shallow in all longitudes. The shoaling of the thermocline then leads to a surface cooling trend, as the mean upwelling is more efficient to draw cold sub-thermocline water towards the ocean surface. The SST anomalies will eventually change sign and reverse the ENSO cycle.

Observations show a very similar behaviour during the 1997-1998 El Niño event (http://www.pmel.noaa.gov/tao/jsdisplay/plots/assortgif/uwnd_sst_iso20_anom_mon_nocap.gif), with a large shoaling of the thermocline along the whole equatorial Pacific during the year following the eastern surface warming. This chain of mechanisms can be related to the recharge-discharge oscillator model for ENSO proposed by Jin (1997). He proposed a mechanism based on the build-up of equatorial heat content, and its discharge phase during El Niño events. During the warm phase, westerly wind anomalies and equatorial eastern Pacific warm SST anomalies are associated with a divergence of the zonally integrated Sverdrup transport which leads to the discharge of equatorial heat content and to the associated shallowing of the thermocline.

Further analysis of the model interannual variability can be found in Dewitte et al. (2004). In the following, we concentrate on the decadal mode simulated by the model, assuming a priori no timescale interactions.

4. Decadal thermocline variability

Thermocline processes are likely to play an important role in tropical variability at decadal timescales. The subduction hypothesis suggests that temperature anomalies subduct at midlatitudes and propagate in the thermocline towards the tropics at a decadal timescale (Gu and Philander 1997). Baroclinic Rossby waves associated with thermocline variability also contribute to decadal timescale processes via ocean circulation adjustments (Capotondi and Alexander 2001). This part analyses the decadal thermocline variability in the coupled model integration. We first determine the main centres of thermocline decadal variability and then investigate the mechanisms responsible for these maxima.

4.1. Time scale

We have first used the D20 (annually averaged) as representative of the thermocline variability. In the Pacific, the simulated thermocline exhibits two main centres of variability (Fig. 8a). A first pattern is equatorial, between 5ºS and 5ºN, and represents a global thermocline displacement all along the equator, with a maximum around 130ºW of more than 20 meters. The second pattern is confined to the western South Pacific region, along 8ºS between 160ºE and 170ºW, with slightly smaller amplitude (18 meters). We also note weaker variability along 10ºN. The central core along the equator is dominant at the ENSO timescale, with variability concentrated between 2 and 5 years (not shown). The western South Pacific lobe is representative of lower frequency variability. Although this simulated thermocline variability is still dominated by the interannual timescale, its wavelet spectrum is more energetic at lower frequency, with energy around the 10-year timescale (Fig8.b.c). To remove the variability associated with the simulated ENSO timescale, the model data are low-pass filtered with a 7-year cut-off. Considering the wavelet analysis of the southwest subtropical thermocline variability (Fig.8.c), the 7-year period coincides with a relative minimum of the energy spectrum. Furthermore, this cutoff value has been previously used in several studies (Knutson and Manabe 1998, Capotondi and Alexander 2001, Luo and Yamagata 2001, Montecinos et al. 2003).

The resulting low-frequency subsurface temperature variability (Fig. 9a) shows maximum amplitude in the southwest tropical Pacific as anticipated, with values reaching 0.8ºC around 10ºS-5ºS/170ºW-140ºW. It represents between 40% and 60% of the total interannual variability in the southwest part of the tropical Pacific region (Fig.9b). The vertical structure of the simulated low-frequency variability exhibits a marked maximum between 100 and 150 metres, located around the mean thermocline position (Fig.9c).

4.2. Thermocline variability

The spatial and temporal structure of the main decadal variability mode is now investigated for the subsurface temperature data. In order to describe the different mechanisms responsible for the simulated decadal variability, the analysis is focused on the temperature along the mean isopycnal surface associated with the main thermocline variability.

The temperature field has thus been projected onto the three-dimensional density field, and, in particular, upon the isopycnal surface representing the main thermocline. In the region where the simulated decadal thermocline variability is maximum, the mean D20 is located between the σ_θ=24.5 and σ_θ=25 isopycnal surfaces (Fig.9c). The σ_θ=24.5 isopycnal outcrops in the central equatorial Pacific (around 110ºW) several years during the coupled simulation, so we have chosen to use the temperature projected onto the σ_θ=25 surface. However, repeating the analysis for the temperature projected onto the σ_θ=24.5 surface shows the same results. The temperature is then projected along the *time-averaged* isopycnal depth (and denoted by the acronym "*Tsub25*"). Notice that the temperature anomalies used in the following analysis are thus not necessarily salinity compensated.

The leading decadal mode of tropical temperature variability on the $\sigma_{\theta=}25$ isopycnal is isolated via an EOF analysis (Fig. 10a). This mode accounts for 47% of the total decadal variance. The main centre of action is located in the southwest tropical Pacific, with a maximum of variability between the equator and 10ºS and from 160ºE to 140ºW. The eastern Pacific is dominated by values of the opposite sign with maxima located off-equator. The wavelet spectrum (Fig.10b) shows enhanced power at periods around 10-12 years as well as a very low-frequency modulation of the decadal variance.

4.3. What is causing the variability at decadal time scale?

The subsurface temperature anomalies characterising the decadal mode may have various origins. For instance, Schneider (2000) has suggested a mechanism for decadal variability based upon the anomalous advection of compensated temperature and salinity anomalies ("spiciness" anomalies) along the isopycnals located in the main thermocline. Others have suggested the influence of adiabatic displacements of the thermocline associated with a purely mechanical forcing from the winds, or the role of diabatic forcing from anomalous surface heat and fresh water fluxes.

4.3.a. Spiciness anomalies origin

In order to quantify the role of the spiciness anomalies, we compare the standard deviation (STD) of the temperature anomalies on the *mean* σ_θ=25 isopycnal (not shown but with a spatial structure very close to the leading EOF mode) to the STD of the temperature along the *time-varying* σ_θ=25 isopycnal (which is a measure of the amplitude of the spiciness anomalies) (Fig. 11.a.). The decadal variability due to spiciness is negligible in the southwest region (lower than 0.1ºC, less than 15% of the Tsub25 variability) in contrast with large amplitudes associated with the subduction regions (located in the eastern subtropical Pacific). The spatial structure of the σ_θ=25 isopycnal depth (Fig. 11.b) indicates that the Tsub25 anomalies in the southwest tropical Pacific are associated with relatively large vertical thermocline displacements. This result suggests that the model temperature variability in the southwest tropical Pacific is primarily explained by variations of the thermocline depth rather than anomalous advection of spiciness anomalies.

4.3.b. Diabatic forcing

Such temperature anomalies on mean isopycnal surfaces may also result from diabatic forcing through anomalous surface heat and freshwater fluxes. In that case, temperature and salinity surface anomalies can lead to local variations of the density gradient in the thermocline due to vertical mixing.

The low-frequency variability of heat and fresh water fluxes appears to be very weak in the region of interest (not shown). Significant anomalies of heat and water fluxes would lead to uncompensated temperature changes and be associated with mass exchange between adjacent layers of fluid, yielding variations in layer thickness. To confirm that the fresh water and heat flux do not play a major role, we have calculated the layer thickness between the 24.6 and 25.4 σ_θ surfaces (Fig. 11.c). In the model, the layer thickness standard deviation only shows weak variability (lower than 2 meters) in the southwest tropical Pacific, representing a small fraction of the total σ_θ=25 depth standard deviation.

4.3.c. Ekman forcing

So the low-frequency simulated thermocline variability has been shown to be primarily due to adiabatic processes associated with wind forcing. A maximum covariance analysis between the Tsub25 and the Ekman pumping is used to identify clearly the relation between the two fields (Fig. 12). The Ekman pumping (W_E) is calculated from the wind stress $\underline{\tau} = (\tau_x,\tau_y,0)$ and given by:

$$W_E = \underline{\mathbf{k}} \,.\left(\nabla \times \frac{\tau}{\rho_0 . f}\right) \qquad (1)$$

where $\underline{\mathbf{k}}$ is the unit vector in the vertical direction, ∇ is the gradient operator, f is the Coriolis parameter, varying with the latitude, and ρ_0 is the mean density of seawater ($\rho_0 = 1025$ kg.m^{-3}). To avoid unrealistic values near the equator, where f vanishes, the estimation of W_E is restricted to the regions outside the 4ºS-4ºN latitudinal band.

The spatial representation of the leading covarying mode of the subsurface temperature (Fig. 12) is very similar to the first Tsub25 EOF mode (Fig. 10.a). The associated Ekman pumping variability is mainly located between the Equator and 10ºS and centred around 150ºW. The pattern is slightly shifted to the east of the subsurface temperature variability. This mode of variability accounts for 47% of the total low-frequency variability of the Ekman pumping, and also resembles to its first EOF mode (not shown). A positive Ekman pumping induces surface divergence, leading consequently to a cooling of subsurface temperature. With an explained covariance of 90% and a correlation of 0.95 between the temperature on the mean σ_θ=25 isopycnal and the Ekman pumping scores, it appears that the two fields are strongly related.

These patterns are consistent with the mechanism proposed by Luo and Yamagata (2001): the low-frequency subsurface temperature anomalies are strongly related to local wind stress anomalies. From their study of atmospheric and oceanic reanalysis data, they have suggested that positive SST anomalies in the eastern Pacific induce negative wind stress curl associated with the atmospheric teleconnection in the south tropical Pacific. This negative wind stress curl causes the thermocline to shoal, leading to negative subsurface temperature anomalies, with a pattern of variability similar to the one presented here. These authors have then proposed that the temperature anomalies could then move northwestward to the western and/or northward to the central equatorial Pacific, turn eastward, move with anomalous easterlies, and reach the

18

eastern Pacific to reverse the process. They found a period of 14 years for the complete cycle. However, our results show a slight difference with their work: they have found a pattern of wind stress curl anomalies located more westward, and oriented in the southeast-northwest direction from 20ºS-150ºW to 5ºS-160ºW.

The positive Ekman pumping anomaly originates in the model from a positive surface temperature anomaly in the eastern equatorial Pacific, similarly to Luo and Yamagata (2001). Lag-regression analysis between the SVD score of the Tsub25 field and the [7-25 yrs] band-pass filtered SST is used to illustrate the decadal evolution of the surface temperature signature (Fig. 13). Near zero-lag (Fig. 13.b.c), the resulting spatial structure is a zonal dipole, with positive SST anomalies in the eastern Pacific, and weaker negative SST anomalies in the western equatorial and south Pacific. When the SST field leads or lags the decadal Tsub25 mode by 5 years, the spatial SST pattern is similar but with opposite sign. This result supports the existence of a coupled process operating in the model and associated with the decadal mode. The time scale for the decadal cycle is about 10-12 years, which is shorter than the period of 14 years found by Luo and Yamagata (2001).

In order to examine the behaviour of the equatorial heat content (HC) associated with this decadal process, a further lag-regression analysis between the SVD score of the Tsub25 field and the [7-25 yrs] band-pass filtered HC in the first 300 meters is performed. The result indicates that the decadal mode is associated with an east-west seesaw of equatorial HC anomalies (Fig. 14). At zero-lag, a large pattern of positive HC anomalies develops in the western and central equatorial Pacific (from 140ºE to 130ºW). East of 130ºW, weaker anomalies of the opposite sign lead by one year the western anomalies. The positive western anomalies are connected five years later to eastern positive anomalies, suggesting an eventual eastward propagation leading to the opposite phase. Like SST, the complete cycle of the HC oscillation is 10 years. This result suggests that the ENSO recharge/discharge mechanism proposed by Jin (1997), which operates in the model at the interannual timescale (Fig. 7), also operates at the decadal timescale, and could participate to the phase reversal of the decadal mode.

4.3.d. Propagation of the subsurface temperature anomalies

Luo and Yamagata (2001) have detected a propagation of subsurface temperature anomalies from the southwest tropical Pacific to the eastern equatorial Pacific, and they have speculated that in the western Pacific, the north-westward and northward motion could be due to Rossby wave propagation and/or due to mean flow advection.

As a first simple test of Rossby wave propagation, we have followed the low-pass filtered anomalies of the σ_θ=25 isopycnal depth, in the southwest and equatorial regions, from the region of maximum variability to the equator (Fig. 15.a). A hundred years of the model are represented. Propagations are quite fast (Fig. 15.b), less than 2 years between the southwest region and the equatorial Pacific. Notice that the anomalies do not reach the eastern boundary of equatorial Pacific, but become evanescent around 120º-130ºW. A rough estimation of the phase speed gives propagation at a speed between 6 and 14 cm/s. These values may be interpreted in terms of baroclinic Rossby waves. Capotondi and Alexander (2001) have shown from a forced OGCM simulation that the decadal thermocline variability at 10º-15ºN is primarily associated with long baroclinic Rossby waves (periods ~ 7-10 yr). In a more recent study, White et al. (2003) propose on the basis of reanalysis data, the existence of a tropical decadal mode involving westward propagation of Rossby waves in the southern hemisphere, along 15ºS. They have found a propagation of ~5 years from west of Tahiti to the western boundary near Australia. However, the wave propagation seems too fast in the present study to explain the time-scale of the decadal mode.

5. Links with the low-frequency fluctuations of ENSO variability

Following a commonly accepted hypothesis, decadal modes (or decadal modulations of the mean state) are expected to modulate the characteristics of ENSO variability on decadal timescale. However, the recent results of Timmermann (2003) and Rodgers et al (2003, submitted), based on CGCM simulations, are inconsistent with this hypothesis. Rodgers et al (2003, submitted) have suggested that, on the contrary, the decadal ENSO amplitude modulations (DEAMs) could influence the tropical decadal variability. They have identified ENSO nonlinearities (spatial asymmetries between El Niño and La Niña events) which can account for the dominant structure of the decadal variability in their model. Timmermann (2003) has shown that DEAMs and the existence of a decadal tropical mode are more likely two sides of one coin (nonlinear tropical dynamics) than generating one another. So the interaction between the decadal mode of the model and low frequency modulations of ENSO is now investigated.

5.1. Low frequency modulations of ENSO

First the decadal ENSO modulations are characterized. Annual means of SST anomalies averaged over the Niño3 region (5ºS-5ºN, 150ºW-90ºW) exhibit clear low frequency modulations in addition to the bi-annual signal (Fig. 16.a). To represent these modulations, the interannual (2-7 years) wavelet variance of the Niño3 SSTA (referred to as N3Var index) is computed (Fig. 16.a), following the Torrence and Webster (1998) method. Also used in Timmermann (2003), this method provides a robust representation of the ENSO variance, by the possibility of selecting a preferred time-scale (i.e. 2-7 years for ENSO) to calculate the variance. As expected, periods of high N3Var index amplitude correspond to periods with strong El Niño and La Niña events. A wavelet analysis indicates the

N3Var index is modulated on a decadal time-scale, in a spectral band centred on 14 years (Fig. 16.b).

This low frequency modulation of the simulated ENSO is realistic, as the N3var index calculated for SST observations varies on the same decadal timescale. This is especially true for the last fifty years, characterized by a high ENSO activity (Fig. 16.d). We note the stronger amplitude of the simulated N3Var index (Fig. 16.a and 16.c), due to the intrinsic bias of this coupled model, which overestimates ENSO amplitude.

The hypothesis that the decadal mode influences ENSO variability is then tested. To determine the decadal background state changes associated with periods of high ENSO variance, regression of low-pass filtered σ_θ=25 isopycnal depth and SST on the N3Var index is made (Fig. 17.a and 17.b). We observe a pattern of σ_θ=25 isopycnal depth variability in the south-western Pacific, associated with a shoaling of the thermocline, very similar to the decadal mode (dominant EOF mode of the low-pass filtered D20, not shown). SST presents a west-east equatorial gradient, with an eastern warming and a western cooling. Like σ_θ=25 isopycnal depth, this pattern is closed to the decadal mode one, in particular the second low-pass filtered EOF mode (not shown). Another interesting behavior is the reduction of the thermocline slope along the equator, associated with a thermocline deepening and subsurface warming in the eastern equatorial Pacific. According to Zebiak and Cane (1987) and Meehl et al (2001), these particular mean state characteristics (thermocline flatness, reduced zonal gradient of SST) are expected to accompany reduced ENSO activity. Therefore, if we make the hypothesis that the decadal background state influences ENSO variability, the thermocline slope reduction found here cannot be a cause for the associated high ENSO variance. There are then two possibilities: this is the decadal mode that is caused by low frequency modulations of ENSO, or the two are the result of a third cause. As a non-linear analysis, composites have been made to differentiate the thermocline and SST behavior during the periods of high and weak ENSO activity. Results (not shown) indicate that periods of high ENSO activity are associated with the same decadal background characteristics as shown by the regression analysis. However, it is interesting to note that these characteristics are not symmetric: periods of weak ENSO activity do not exhibit significant patterns.

To determine their phase relationship, the lag-correlation between the SVD score of Tsub25 and the N3Var index is represented in Fig. 17.c. The high correlation significant at the 99% level indicates a clear relationship. The maximum occurs at zero-lag and when the N3Var index leads Tsub25 by one year, with equal values (0.64). But as low-pass filtered annual means are used, this lag is not so significant to conclude on a causal relation between each other.

5.2. ENSO non-linearity

Making the hypothesis that low frequency modulations of ENSO generate decadal variability, Rodgers et al (2003, submitted) suggest the decadal mode is due to an asymmetry between the anomaly patterns associated with El Niño and La Niña states, this asymmetry reflecting nonlinearities in ENSO variability. As results presented previously are very similar to Rodgers et al. (2003, submitted) findings, the existence of an asymmetry in our coupled model is tested from composites of El Niño and La Niña events. As the simulated ENSO events are phase-locked on the seasonal cycle, composites have been calculated with annual means centred on December, to better fit the ENSO variability and characteristics at interannual timescale. The composite for warm events and the composite for cold events are first calculated, then summed. The pattern obtained reflects the spatial asymmetries between the El Niño and La Niña events. This residual is calculated for the σ_θ=25 isopycnal depth and the SST (Fig. 18).

The SST residual exhibits a zonal dipole along the equator, with positive anomalies in the east and negative anomalies in the west, and a zero crossing near 170°W. It results from stronger anomalies during warm than during cold events, and a more westward extension of the negative anomalies during cold events. The σ_θ=25 isopycnal depth pattern shows a flattening of the thermocline along equator, and a shoaling in the southwestern Pacific. Changes in the thermocline slope are a characteristic of warm and cold events, but appear less pronounced during cold events. On the contrary, the southwestern anomaly is only present during warm events (not shown). So these residual patterns result from the stronger amplitude of El Niño events compared to La Niña events. But the main characteristic is that they are very similar to the structures associated with periods of high ENSO activity. So the counterintuitive decadal background characteristics associated with periods of high ENSO activity have to be interpreted as the residual of the spatial asymmetry between El Niño and La Niña events. Keeping in mind that these spatial structures are also quasi identical to the decadal mode ones, it suggests, like in Rodgers et al (2003, submitted), that the dominant decadal mode of the model could be induced by the low frequency fluctuations of ENSO.

The SST asymmetry between El Niño and La Niña events is also present in HadISST observations, with a less pronounced negative western anomaly. However, as the model variability is too strong and too regular, the residual pattern signature can act stronger in the model than in observations, and could be sufficient to induce the dominant decadal pattern of the model.

6. Conclusions

A 200-year simulation of the ARPEGE-ORCA coupled model has been used to investigate the characteristics of interannual to decadal variability in the tropical Pacific. Despite a cold bias and a too shallow thermocline in the western Pacific, the simulated SST seasonal cycle is close to the observed one, although not enough spatially and time contrasted. The mean equatorial subsurface thermal structure is realistic given that the model is not flux adjusted. The thermocline is however slightly too diffuse. The model simulates ENSO events fairly close to those observed and well represented compared to others coupled models. However, the interannual variability is characterized by too strong and regular events, with a dominant bi-annual signal. Nevertheless, a D20 and zonal wind stress analysis suggests the model reproduces the recharge-discharge paradigm proposed by Jin (1997). This mechanism also seems to operate at the decadal timescale in the model. Moreover, the model presents very realistic low frequency modulations of ENSO, at the same decadal timescale as observations.

Decadal variability is investigated via tropical subsurface temperature (Tsub25) analysis. The main feature is a maximum pattern of variability in the southwestern tropical Pacific, associated with strong wind stress curl anomaly south of the equator in the central Pacific. The wind stress appeared to be induced by SST anomalies in the eastern equatorial Pacific. This result is very interesting by the fact that the coupled model seems to reproduce an observed mechanism highlighted by Luo and Yamagata (2001). The Tsub25 is shown to result from an adiabatic process, and the propagation of spiciness anomalies from the southern subduction region does not seem to operate. As Rossby waves propagation from the southwestern region to the equator is too fast to explain the timescale of the decadal mode, the mechanisms for the complete cycle are not all elucidated. The period determined for the cycle is around 10-12 years. Decadal interactions with mid-latitudes have not been investigated yet, and further analysis should determine if this tropical decadal variability interacts with the north Pacific decadal oscillation or the Antarctic Oscillation for example.

The decadal tropical mode of the model is shown to be highly correlated to the low frequency modulations of ENSO, in such a way that periods of high ENSO activity are characterized by a flattening of the equatorial thermocline, as recently found in other coupled models (Timmermann 2003, Rodgers et al 2003, submitted). This is a counterintuitive result as this particular mean state characteristic is expected to accompany reduced ENSO activity. It then questions the commonly accepted hypothesis that low frequency modulations of ENSO are due to decadal changes of the mean state. We have shown that the spatial patterns associated with periods of high ENSO activity are more likely the result of ENSO nonlinearities (asymmetric spatial structure between El Nino and La Nina events). These nonlinearities (also found in observations) can strongly act in the model, because they are favoured by stronger and more regular ENSO events than observed. So the other mechanisms, which operate in observations and may influence the decadal variability, are expected to be less visible in the model. Rodgers et al. (2003, submitted) have suggested that, at the opposite of the common hypothesis, the dominant decadal mode of the model could *be induced by* the low frequency fluctuations of ENSO. However, the lag-correlation analysis we made did not allow us to conclude on the advance or the delay between the decadal mode and the low frequency modulations of ENSO, and great care must be taken in suggesting a phase relationship.

Finally, in light of recent results, Dewitte et al (2004, submitted) propose that the interaction between the ENSO mode and a fast coupled mode (mobile mode) present in the model could create aperiodicity in the system, and consequently to ENSO modulation.

Acknowledgments

We would like to thank K. Rodgers, J.P. Boulanger and J. Picaut for helpful discussions.
The authors are also grateful to A. Weaver and C. Cassou for their comments.

References

AchutaRao, K., and K. Sperber, 2002: Simulation of the El Niño Southern Oscillation: results from the Coupled Model Intercomparison Project (CMIP). *Clim. Dyn.*, **19**, 191-209.

An and Wang, 2000: Interdecadal change of the structure of the ENSO mode and its impact on the ENSO frequency. *J. Climate*, **13**, 2044-2055.

Antonov, J., Levitus, S., T.P. Boyer, M. Conkright, T. O' Brien and C. Stephens, 1998B. World Ocean Atlas 1998 Vol. 2: Temperature of the Pacific Ocean. NOAA Atlas NESDIS 28, 166pp.

Barnett, T.P., D.W. Pierce, R. Saravanan, N. Schneider, D.Dommenget, and M.Latif, 1999a: Origins of the midlatitude Pacific decadal variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1453-1456.

Barnett, T.P., D. Pierce, M. Latif, D. Dommenget and R. Saravanan, 1999b: Interdecadal interactions between the tropics and midlatitudes in the Pacific Basin, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 615-619.

Blanke, B. and P. Delecluse, 1993: Variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics. *J. Phys. Oceanogr.,* **23**, 1363-1388.

Bougeault, P., 1985: A simple parameterization of the large-scale effects of deep cumulus convection. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2108-2121.

Boyer, T.P., Levitus, S., J. Antonov, M. Conkright, T. O' Brien and C. Stephens,1998E. World Ocean Atlas 1998 Vol. 5: Salinity of the Pacific Ocean. NOAA Atlas NESDIS 31, 166 pp.

Capotondi, A., and M. A. Alexander, 2001: Rossby waves in the tropical North Pacific and their role in decadal thermocline variability. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3496-3515.

Chelton, D.B., 1983: Effects of sampling errors in statistical estimation. *Deep-Sea Research* **30**, 1083 1101.

Christoph, M., U. Ulbrich, and U. Haak, 1995: Faster determination of the intraseasonal variability of storm tracks using Murakami's recursive filter. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 578-581.

Déqué, M., C. Dreveton, A. Braun and D. Cariolle, 1994: The ARPEGE/IFS atmosphere model: a contribution to the French community climate modeling. *Clim. Dyn.*, **10**, 249-266.

Dewitte, B., C. Cibot, L. Terray and S.W. Yeh, 2004: Rectification of the ENSO variability by interdecadal changes in the equatorial background mean state in a CGCM simulation. *J. Climate, submitted.*

Douville, H., 1998: Validation and sensitivity of the global hydrologic budget in stand-alone simulations with the ISBA land surface scheme. *Climate Dyn*, **14**, 151-171.

Emery, W.J. and R.E. Thomson, 2001: Data Analysis Methods in Physical Oceanography. *Elsevier*, second and revised edition, 638 pp.

Fichefet T. and M. A. Morales Maqueda, 1997: Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics. *J. Geophys. Res.*, **102**(C6), 12609-12646

Goddard, L., and N. E. Graham, 1997: El Nino in the 1990s. *J. Geophys. Res.,* **102,** 10 423-10 436.

Gu, D., and S. G. H. Philander, 1997: Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extratropics. *Science,* **275**, 805-807.

Jackett, D., R., and T. J. McDougall, 1995: A neutral density variable for the world's oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 237-263.

Ji, M., A. Leetmaa, and V. E. Kousky, 1996: Coupled model predictions of ENSO during the 1980s and the 1990s at the National Centers for Environmental Prediction. *J. Climate*, **9,** 3105-3120.

Jin F.F., 1997: An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I: conceptual model. *J. Atmosph. Sci.*, **54**, 811-829.

Kirtman, B. P. and P. S. Schopf, 1998: Decadal variability in ENSO predictability an prediction, *J. Climate*, **11**, 2804-2822.

Kleeman, R., J.P. McCreary, and B. Klinger, 1999: A mechanism for generating ENSO decadal variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1743-1746.

Knutson, T.R., Manabe, S., Gu, D., 1997. Simulated ENSO ina global coupled ocean -atmosphere model. Multidecadal amplitude modulation and CO2 sensitivity. *J. Climate* **10**,138-161.

Knutson, T. R., and S. Manabe, 1998: Model assessment of decadal variability and trends in the tropical Pacific Ocean. *J. Climate,* **11,** 2273-2296.

Latif, M., and T. P. Barnett, 1994: Causes of decadal climate variability over the North Pacific and North America. Science, 266, 634-637.

28

Latif M., R. Kleeman and C. Eckert, 1997: Greenhouse warming, decadal variability, or El Niño: An attempt to understand the anomalous 1990's. *J. Climate*, **10**, 2221-2239.

Liu, Z., S.G.H. Philander and R.C. Pacanowski, 1994: A GCM study of the tropical-subtropical upper-ocean water exchange. *J. Phys. Oceanogr.*, **24,** 2606-2623.

Louis, J.F., M. Tiedke and J.F. Geleyn, 1982: A short history of the operational PBL parameterization at ECMWF. *Proceedings of the ECMWF Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization*, Reading, United Kingdom, ECMWF, 59-80.

Luo J. and T. Yamagata, 2001: Long-term El Nino-Southern Oscillation (ENSO)-like variation with special emphasis on the South Pacific, *J. Geophys. Res.*, **106**, 22211-22227.

Lysne, J., P. Chang, and B. Giese, 1997: Impact of the extratropical Pacific on equatorial variability, *Geophys. Res. Lett.*, **24,** 2589-2592.

McCreary, J. P., and P. Lu, 1994: Interaction between the subtropical and equatorial ocean circulations: The subtropical cell. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 466-497.

Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard and C. Lévy, 1998: OPA 8.1 Ocean General Circulation Model reference manual. *Note du Pôle de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace*, **N°11**, pp 91.

Meehl, G.A., et al., 2001: Factors that affect amplitude of El Niño in global coupled climate models. *Climate Dyn.*, **17**, 515-526.

Montecinos, A., S. Purca, and O. Pizarro, 2003: Interannual-to-interdecadal sea surface temperature variability along the western coast of South America, *Geophys. Res. Lett.*, **30(11)**, 1570, doi:10.1029/2003GL017345.

Morcrette, J.J., 1990: Impact of changes to the radiation transfer parameterizations plus cloud optical properties in the ECMWF model. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 847-873.

Murakami, M., 1979: Large-scale aspects of deep convective activity over the GATE area. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 994-1013.

Nonaka, M. and S.-P. Xie, 2000: Propagation of North Pacific interdecadal subsurface temperature anomalies in an ocean GCM. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 3747-3750.

Pierce, D. W., T. P. Barnett, and M. Latif, 2000: Connections between the Pacific Ocean Tropics and midlatitudes on decadal time-scales. *J. Climate*, **13**, 1173-1194.

Rasmusson, E. M., and T. H. Carpenter, 1982: Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño. *Mon. Wea. Rea.,* **110,** 354-384.

Rayner, N. A., D. E. Parker, E. B. Horton, C. K. Folland, L. V. Alexander, D. P. Rowell, E. C. Kent, and A. Kaplan, 2003: Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century. *J. Geophys. Res.*, **108 (D14)**, 4407, doi:10.1029/2002JD002670

Rodgers, K., P. Friederichs and M. Latif, 2003: Decadal ENSO amplitude modulation their effect on the mean state. *J. Climate, submitted*

Roullet, G., and G. Madec, 2000: Salt conservation, free surface and varying volume: a new formulation for Ocean GCMs. *J. Geophys. Res.*, **105**, 23927-23942.

Smith W. H. F., and D. T. Sandwell, 1997: Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, **227**, 1956-1962.

Schneider, N., 2000: A decadal spiciness mode in the tropics. *Geophys. Res. Lett.*, **27,** 257-260.

Schneider, N., A. J. Miller, M. A. Alexander, and C. Deser, 1999: Subduction of decadal North Pacific temperature anomalies: Observations and dynamics. *J. Phys. Oceanogr.,* **29**, 1056-1070.

Terray, L., 1998: Sensitivity of climate drift to atmospheric physical parameterizations in a coupled ocean–atmosphere general circulation model. *J. Climate,* **11,** 1633–1658.

Timmerman, A., J. Oberhuber, A. Bacher, M. Esch, M. Latif, and E. Roeckner, 1999: Increased El Niño frequency in a climate model forced by future greenhouse warming, *Nature*, **398**, 694-697.

Timmermann, A., and F.-F. Jin, 2002: A nonlinear mechanism for decadal El Niño amplitude changes. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi: 10.1029/2001GL013369.

Timmermann, A., 2003: Decadal ENSO amplitude modulations: a nonlinear paradigm. *Global and Planetary Change*, **37** (1), 135-156.

Torrence, C., and G. P. Compo, 1998: A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 61-78.

Torrence, T. and P.J. Webster, 1998: Interdecadal changes in the ENSO-Monsoon System. *J. Clim.*, **12**, 2679-2690.

Trenberth, K. E., and J. W. Hurrell, 1994: Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific. *Climate Dyn.,* **9,** 303-318.

Valcke, S., L. Terray, and A. Piacentini, 2000: The OASIS coupled user guide version 2.4. Tech. Rep. TR/CMGC/00-10, CERFACS, 85 pp.

Wang, B., 1995: Interdecadal changes in El Niño onset in the last four decades. *J. Climate*, **8,** 267 285.

White, W. B., Y. M. Tourre, M. Barlow, and M. Dettinger, 2003: A delayed action oscillator shared by biennial, interannual, and decadal signals in the Pacific Basin, *J. Geophys. Res.*, **108(C3)**, 3070, 10.1029/2002JC001490.

Zebiak, S.E. and M.A. Cane, 1987: A model El Nino-Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2262-2278.

Figure legends

Fig. 1. Left column: mean SST (°C) for (a) PR1 simulation and (c) HadISST. Contours intervals are 1°C. Right column: mean wind stress (10^{-2} N/m^2) for (b) PR1 simulation and (d) ERS 1-2. Contour lines indicate the wind stress module. Contour interval is 2.5×10^{-2} N.m^{-2}.

Fig. 2. Seasonal cycle of SST anomalies (ºC) averaged between 5ºS and 5ºN for (a) PR1 simulation and (b) HadISST dataset. Contour interval is 0.25°C.

Fig. 3. Mean temperature (ºC) averaged between 2ºS and 2ºN for (a) PR1 simulation and (b) Levitus climatology. Contour interval is 2°C.

Fig. 4. Seasonal cycle of D20 (m) averaged between 2ºS and 2ºN for (a) PR1 simulation and (b) TAO observations. Contour interval is 10 m.

Fig. 5. Upper panel: spatial pattern of the dominant EOF mode of SST for (a) PR1 simulation and (b) HadISST. Contour interval is 0.2°C. Explained variance is indicated on the top. Lower panel: wavelet power spectrum (°C ^{2}) of the associated time series for (c) PR1 simulation and (d) HadISST. The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. Black contour is the 5% significance level, using a red-noise (autoregressive lag1) background spectrum.

Fig. 6. Upper panel: spatial pattern of the two first EOF modes of D20: (a) mode 1, contour interval is 3 m, (b) mode 2, contour interval is 5 m. Explained variance is indicated on the top. Lower panel: lag-correlation between the SST leading PC

and the (c) first D20 PC and the (d) second D20 PC. Dashed line indicates the 95% significant level.

Fig. 7. Lag-regression of the D20 (m) on the zonal wind stress averaged between 140°E and 90°W along the equator. Contour interval is 2 m. Thick contour indicates the 99% significant level.

Fig. 8. (a) STD of D20 (m). Regions greater than 10m are shaded. Contour interval is 2m. (b) Wavelet power spectrum of the D20 anomalies (m^2) averaged in the squared region (166°W-154°W, 12°S-5°S). The thick dashed line indicates the cut-off period. The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. Black contour is the 5% significance level, using a red-noise (autoregressive lag1) background spectrum. (c) The global wavelet power spectrum (black line). The dashed line is the significance for the global wavelet spectrum, assuming the same significance level and background spectrum as in (b)

Fig. 9. (a) STD of 7-year low-pass filtered temperature (°C), averaged between 50 and 200m. Regions greater than 0.4°C are shaded. Contour interval is 0.1°C. (b) Shading indicates the filtered/unfiltered temperature STD ratio (%). Contour lines are the same as in (a). (c) Shading corresponds to the STD of the 7-year low-pass filtered temperature (°C), averaged between 12°S and 2°S. Superposed lines are mean density (σ_θ). Intervals are $0.5\sigma_\theta$. Thick dashed line indicates the 20°C isotherm.

Fig. 10. (a) Spatial pattern of the dominant EOF mode of Tsub25. Contour interval is 0.15°C. Dashed contours represent negative values. (b) Wavelet power spectrum of the time-series associated (°C^2). The contour levels are chosen so

33

that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. Black contour is the 5% significance level, using a red-noise (autoregressive lag1) background spectrum. Thick dashed lines indicate periods of 7 and 20 years, respectively.

Fig. 11. (a) STD of the temperature on the time-varying σ_θ=25 surface (m). Contour interval is 0.05°C. (b) STD of the σ_θ=25 surface depth (m). Contours interval is 1.5m. (c) STD of the 24.6σ_θ-25.4σ_θ layer thickness (m). Contour interval is 1.5m.

Fig. 12. (a) Spatial pattern of the leading MCA mode for Tsub25 (shading, °C) and Ekman pumping (thick contours, 10^{-4} cm.s^{-1}). Contour interval for W_{ek} is 0.25x10^{-4} cm.s^{-1}. The explained covariance (scf) and significance level are indicated on the top. (b) Time-series associated. The dashed line corresponds to Tsub25 and the full line to $W_{ek.}$ Correlation and significance level are indicated on the top.

Fig. 13. Lag-regression of SST (°C) on the Tsub25 MCA time-series, for lags (a) –6 years, (b) –1 year, (c) 0 and (d) 5 years. Contour interval is 0.05°C. Dashed contours represent negative values. The thick contour indicates the 95% significance level. Negative lags mean SST leads Tsub25.

Fig. 14. Lag-regression of HC (10^8 W) on the Tsub25 MCA time-series during the period from –10 years to +12 years. HC is averaged between 5ºS and 5ºN. Contour interval is 0.3x10^8 W. Shaded region indicates the 95% significance level. Negative lags mean HC leads Tsub25.

Fig. 15. (a) Position of sections used in the subsequent Hovmuller diagram: y=6ºS (from 80ºW to 160ºE), x=160ºE (from 6ºS to the equator), and equator (from 160ºE to 80ºW). (b) Low-pass filtered anomalies of the σ_θ=25 isopycnal depth (m), along the lines shown on (a). Contour interval is 3m; the zero-line is not represented.

Fig. 16. Niño3 SST anomalies (ºC, thin line) and N3Var index (ºC^2, thick line) for (a) PR1 simulation and (b) HadISST. The wavelet power spectrum of the N3Var index is represented for (c) PR1 simulation and (d) HadISST. The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. Black contour is the 5% significance level, using a red-noise (autoregressive lag1) background spectrum.

Fig. 17. Regression of (a) low-pass filtered σ_θ=25 surface depth and (b) SST on the N3Var index. Dashed contours represent negative values. The thick contour indicates the 95% significance level. Contour intervals are (a) 1 m and (b) 0.05 ºC. (c) Lag-correlation between the N3Var index and the SVD score of Tsub25. Full line indicates the 95% significance level, dashed line the 99% level. Negative lags mean the N3Var index leads Tsub25.

Fig. 18. Residual patterns of the asymmetry between El Niño and La Niña events for (a) σ_θ=25 isopycnal depth and (b) SST. Contour intervals are (a) 3 m and (b) 0.1 ºC. Dashed contours represent negative values.

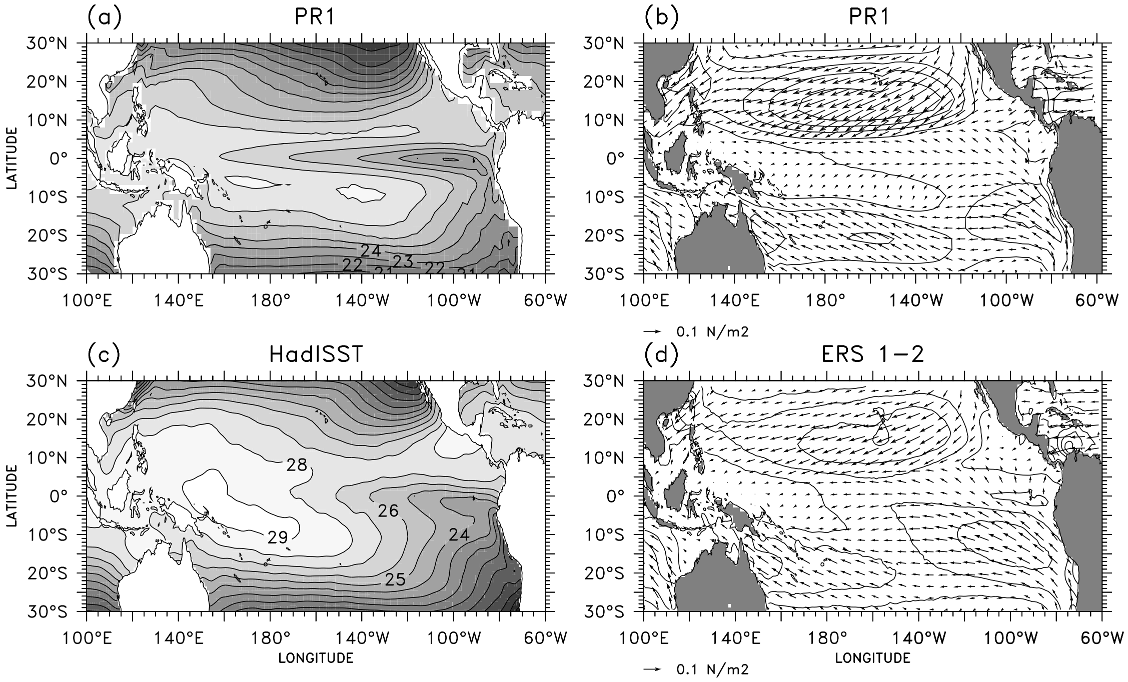


Figure 1 : Left column : mean SST (°C) for (a) PR1 simulation and (c) HadISST. Contours intervals are 1°C. Right column : mean wind stress (10^{-2} N.m^{-2}) for (b) PR1 simulation and (d) ERS 1-2. Contour lines indicate the wind stress module. Contour interval is 2.5x10^{-2} N.m^{-2}.

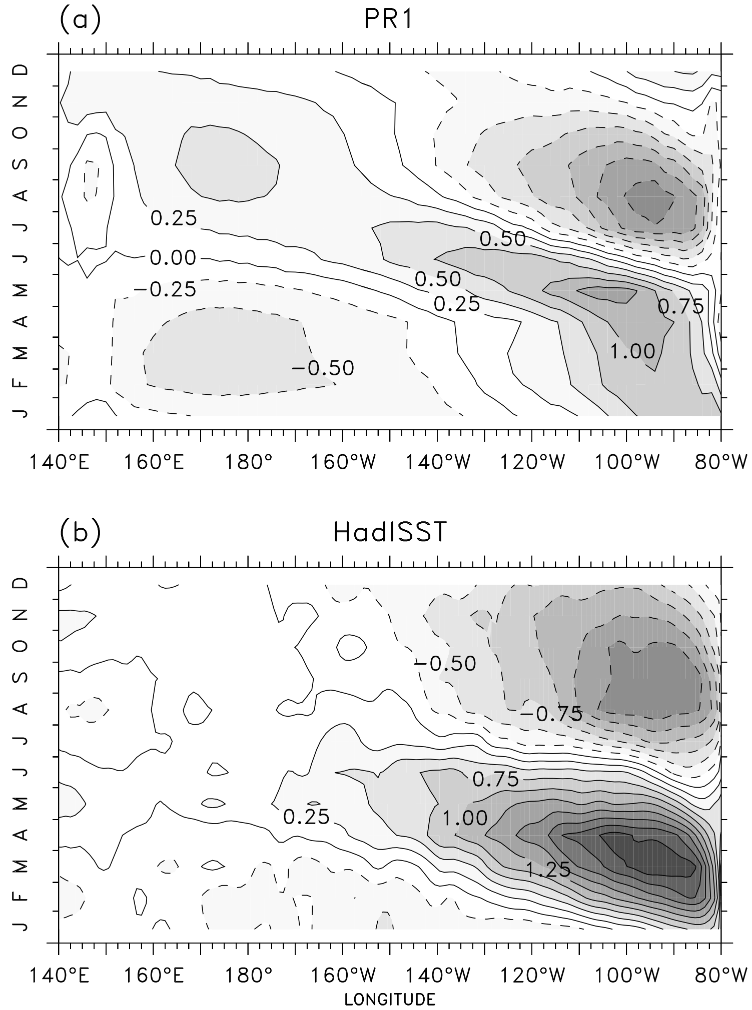


Figure 2 : Seasonal cycle of SST anomalies (°C) averaged between 5°S and 5°N for (a) PR1 simulation and (b) HadISST dataset. Contour interval is 0.25°C.

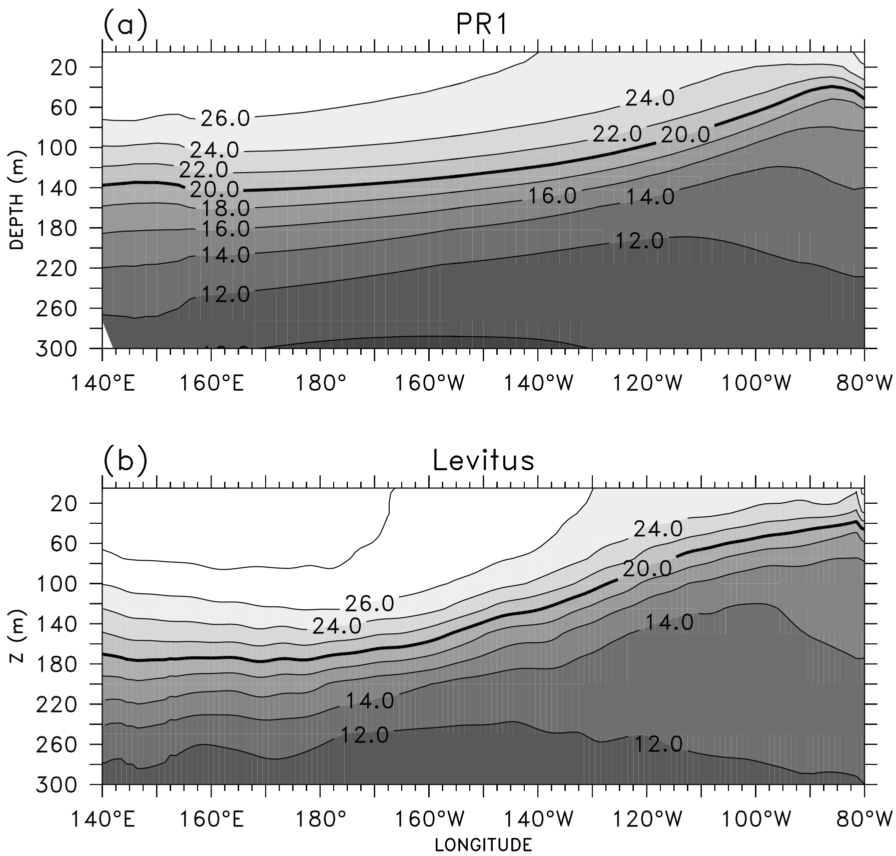


Figure 3 : Mean temperature (°C) averaged between 2°S and 2°N for (a) PR1 simulation and (b) Levitus climatology. Contour interval is 2°C.

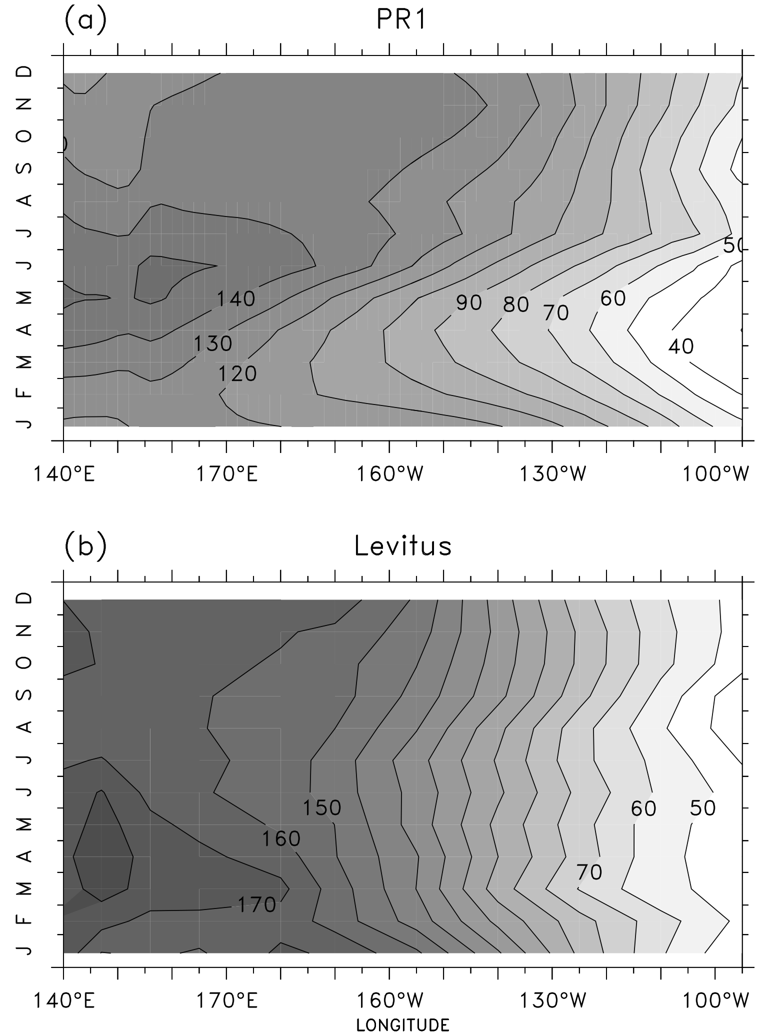


Figure 4 : Seasonal cycle of D20 (m) averaged between 2°S and 2°N for (a) PR1 simulation and (b) TAO observations. Contour interval is 10 m.

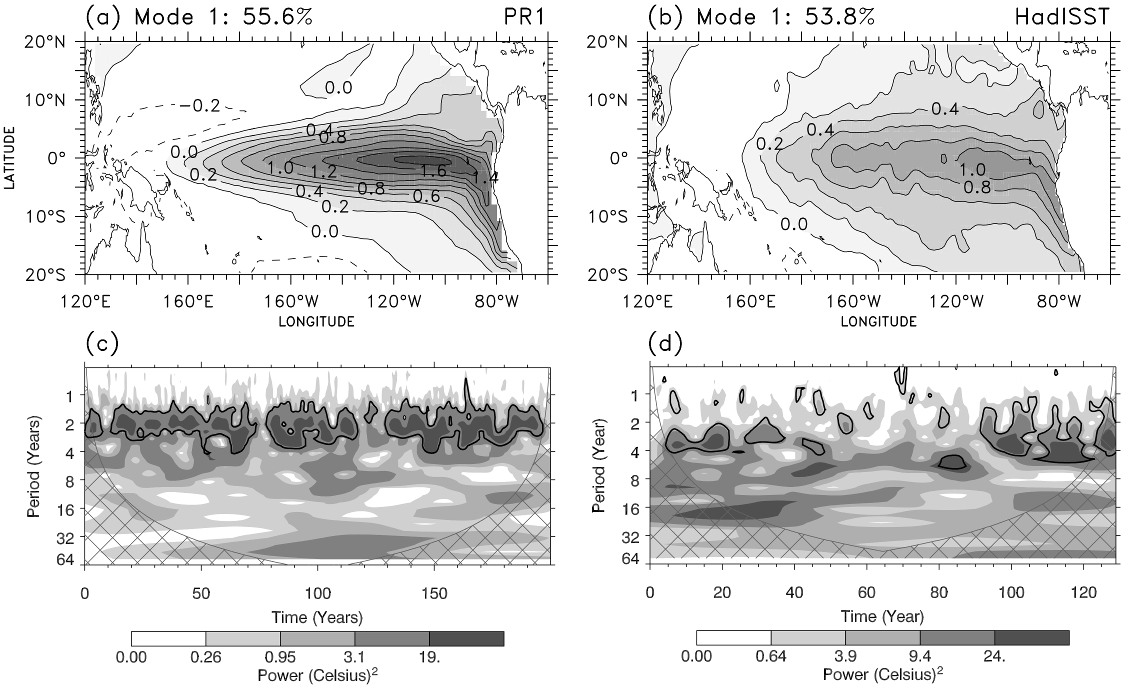


Figure 5 : Upper panel : spatial pattern of the dominant EOF mode of SST for (a) PR1 simulation and (b) HadISST. Contour interval is 0.2°C. Explained variance is indicated on the top. Lower panel : wavelet power spectrum (°C^2) of the associated time series for (c) PR1 simulation and (d) HadISST. The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. Black contour is the 5% significance level, using a red-noise (autoregressive lag1) background spectrum.

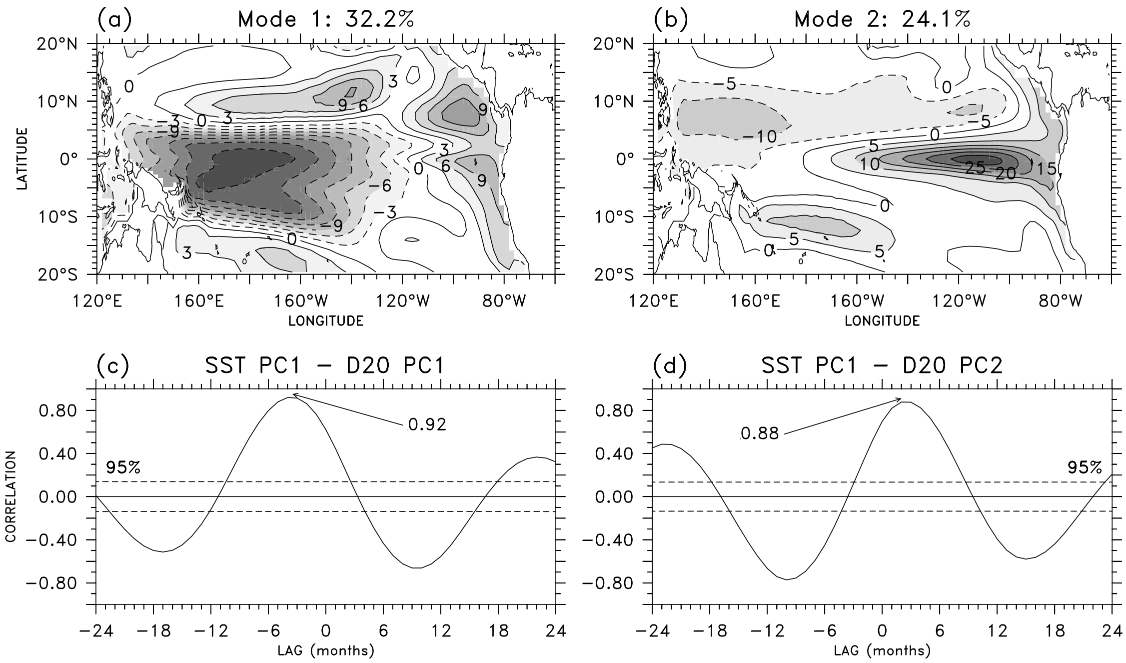


Figure 6 : Upper panel : spatial pattern of the two first EOF modes of D20 : (a) mode 1, contour interval is 3 m, (b) mode 2, contour interval is 5 m. Explained variance is indicated on the top. Lower panel : lag-correlation between the SST leading PC and the (c) first D20 PC and the (d) second D20 PC. Dashed line indicates the 95% significant level.

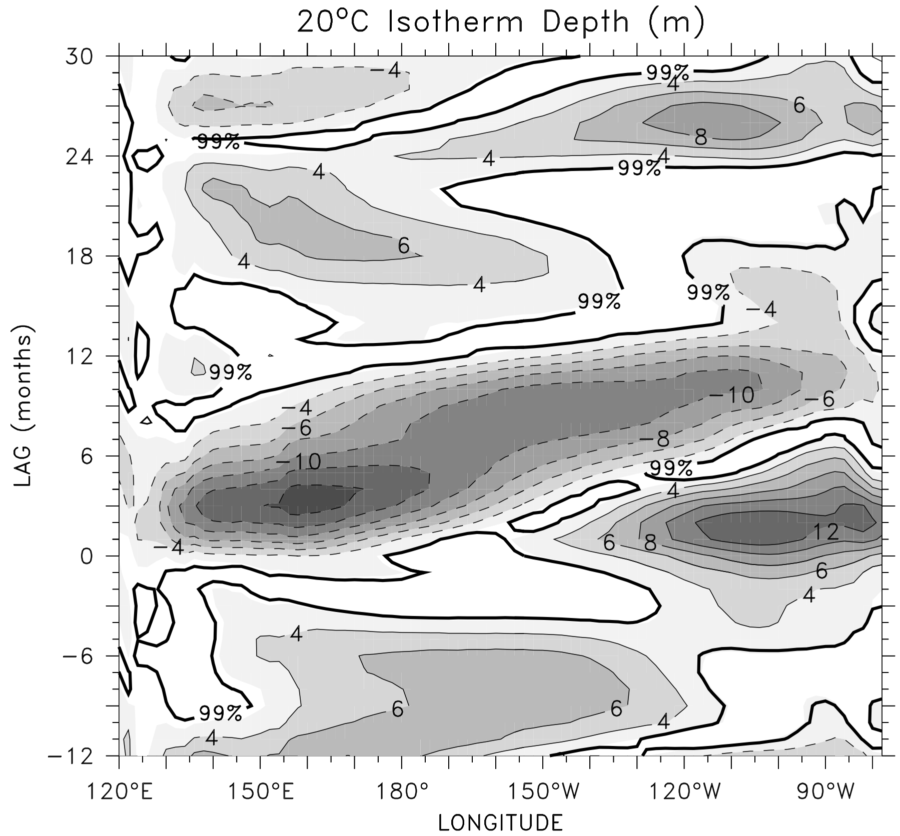


Figure 7 : Lag-regression of the D20 (m) on the zonal wind stress averaged between 140°E and 90°W along the equator. Contour interval is 2 m. Thick contour indicates the 99% significant level.

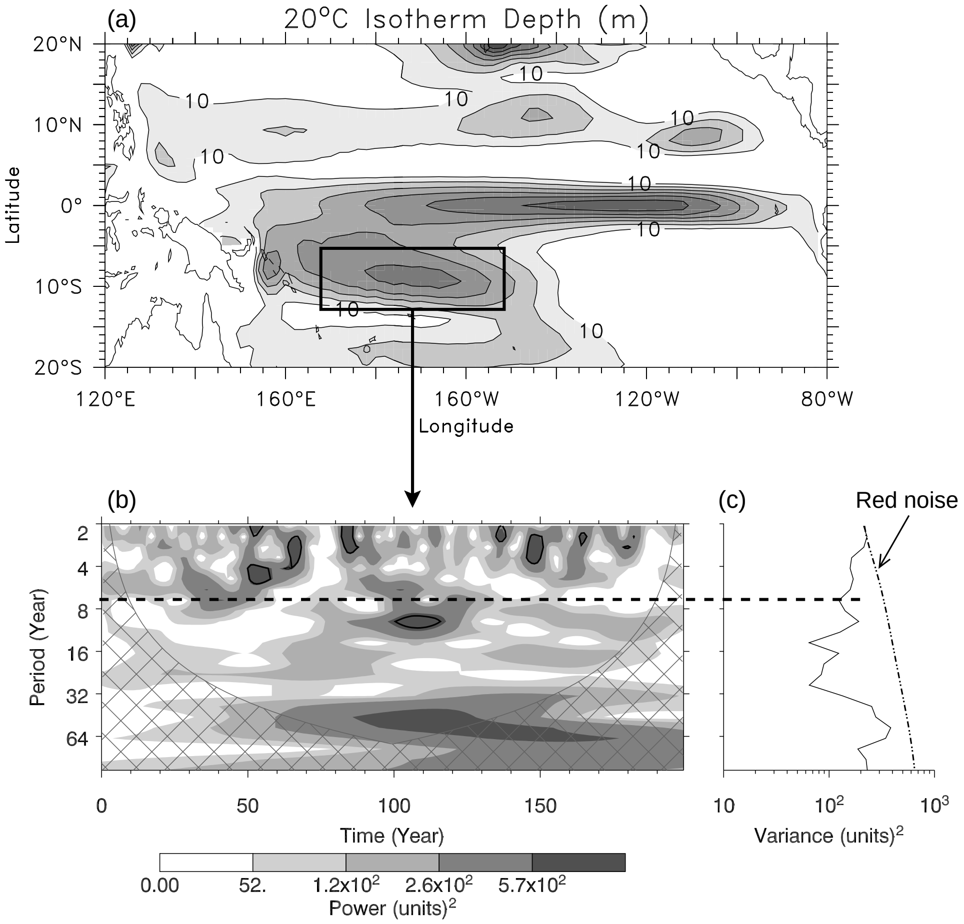


Figure 8 : (a) STD (standard deviation) of D20 (m). Regions greater than 10m are shaded. Contour interval is 2m. (b) Wavelet power spectrum of the D20 anomalies (m2) averaged in the squared region (166°W-154°W, 12°S-5°S). The thick dashed line indicates the cut-off period. The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. Black contour is the 5% significance level, using a red-noise (autoregressive lag1) background spectrum. (c) The global wavelet power spectrum (black line). The dashed line is the significance for the global wavelet spectrum, assuming the same significance level and background spectrum as in (b)

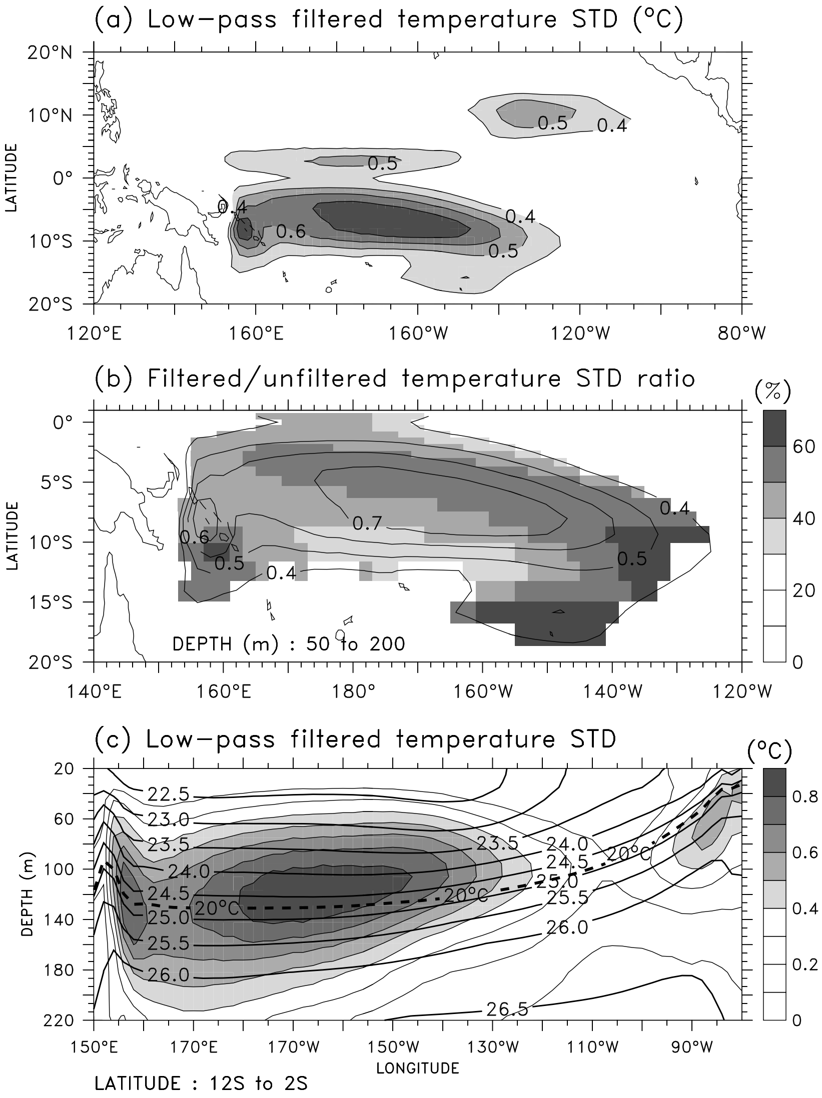


Figure 9 : (a) STD of 7-year low-pass filtered temperature (°C), averaged between 50 and 200m. Regions greater than 0.4°C are shaded. Contour interval is 0.1°C. (b) Shading indicates the filtered/unfiltered temperature STD ratio (%). Contour lines are the same as in (a). (c) Shading corresponds to the STD of the 7-year low-pass filtered temperature (°C), averaged between 12°S and 2°S. Superposed lines are mean density (σ_θ). Intervals are $0.5\sigma_\theta$. Thick dashed line indicates the 20°C isotherm.

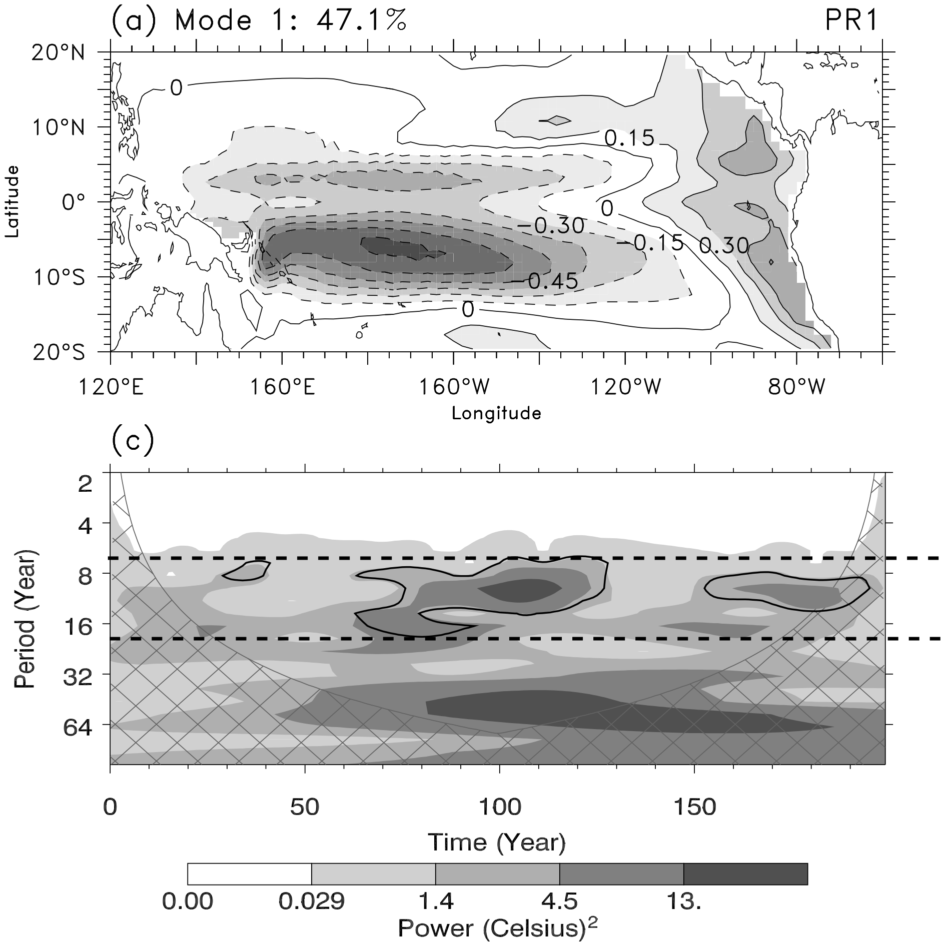


Figure 10 : (a) Spatial pattern of the dominant EOF mode of Tsub25. Contour interval is 0.15°C. Dashed contours represent negative values. (b) Wavelet power spectrum of the time-series associated (°C^2). The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. Black contour is the 5% significance level, using a red-noise (autoregressive lag1) background spectrum. Thick dashed lines indicate periods of 7 and 20 years, respectively.

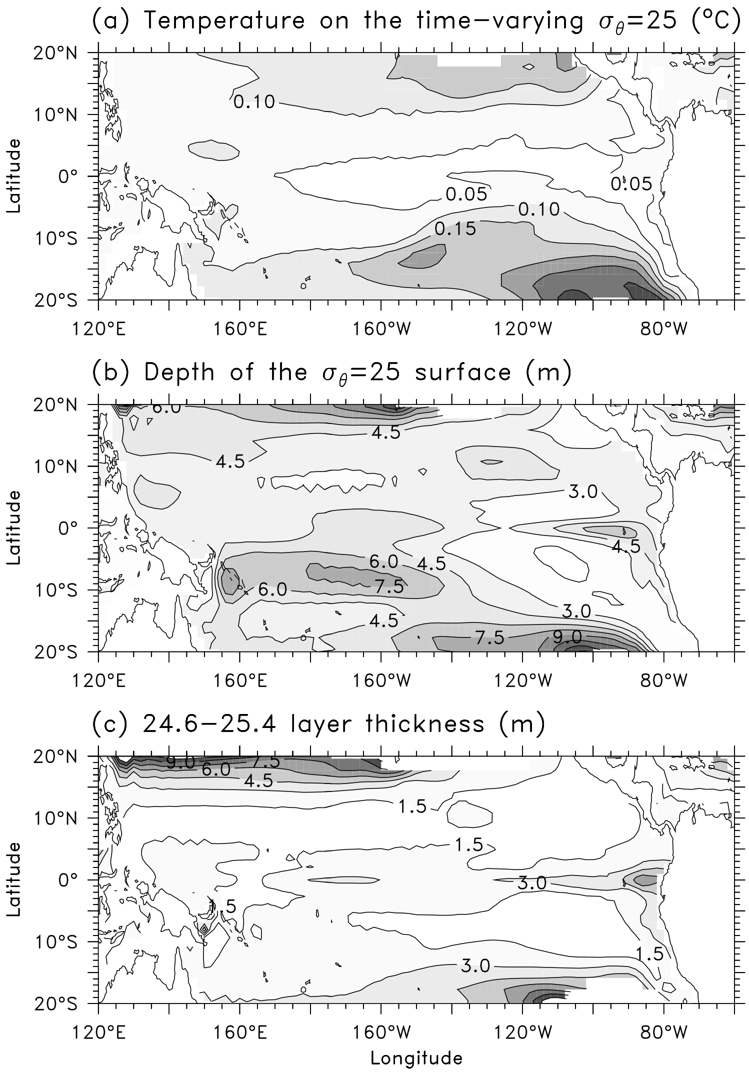


Figure 11 : (a) STD of the temperature on the time-varying σ_θ=25 surface (m). Contour interval is 0.05°C. (b) STD of the σ_θ=25 surface depth (m). Contours interval is 1.5 m. (c) STD of the 24.6σ_θ-25.4σ_θ layer thickness (m). Contour interval is 1.5 m.

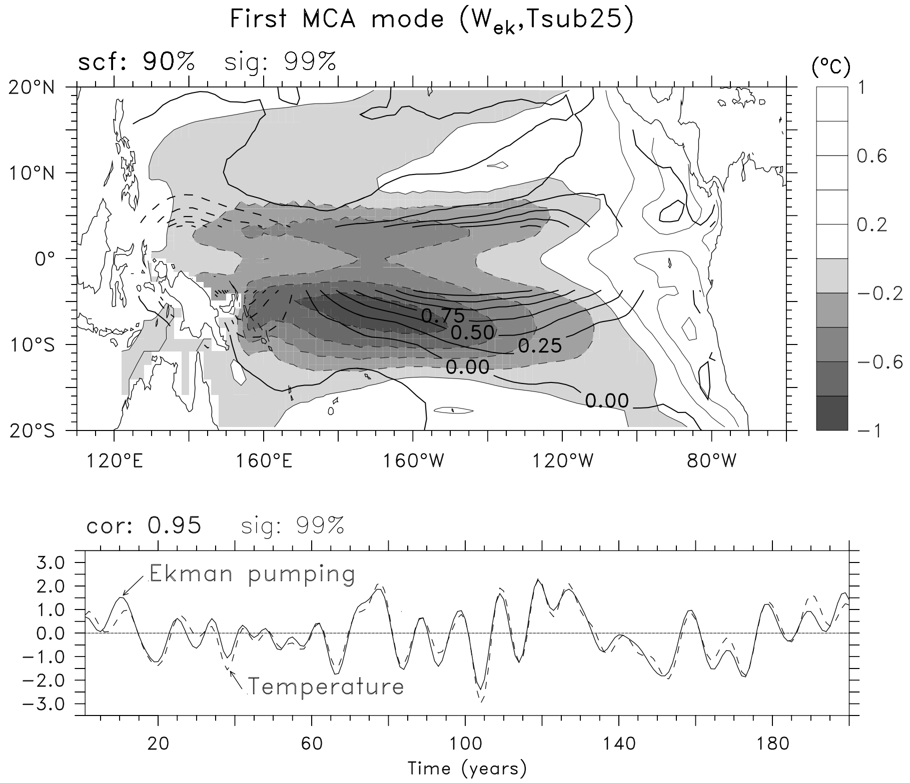


Figure 12 : (a) Spatial pattern of the leading MCA mode for Tsub25 (shading, °C) and Ekman pumping (thick contours, 10^{-4} cm.s^{-1}). Contour interval for W$_{ek}$ is 0.25x10^{-4} cm.s^{-1}. The explained covariance (scf) and significance level are indicated on the top. (b) Time-series associated. The dashed line corresponds to Tsub25 and the full line to W$_{ek}$. Correlation and significance level are indicated on the top

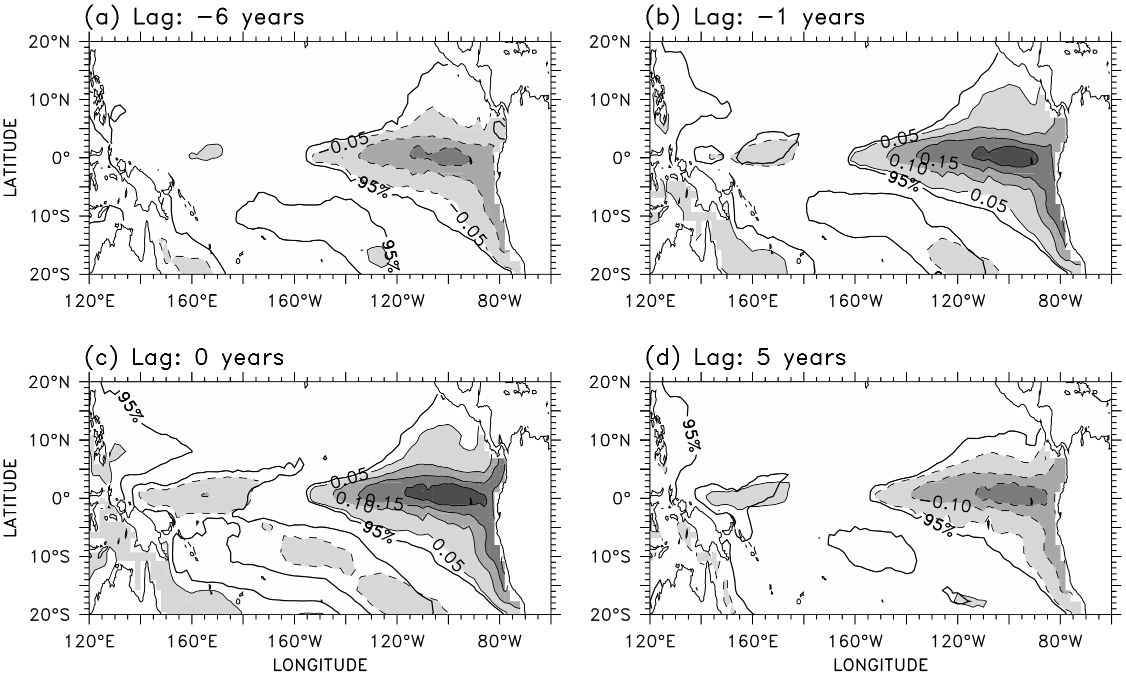


Figure 13 : Lag-regression of SST (°C) on the Tsub25 MCA time-series, for lags (a) -6 years, (b) -1 year, (c) 0 and (d) 5 years. Contour interval is 0.05°C. Dashed contours represent negative values. The thick contour indicates the 95% significance level. Negative lags mean SST leads Tsub25.

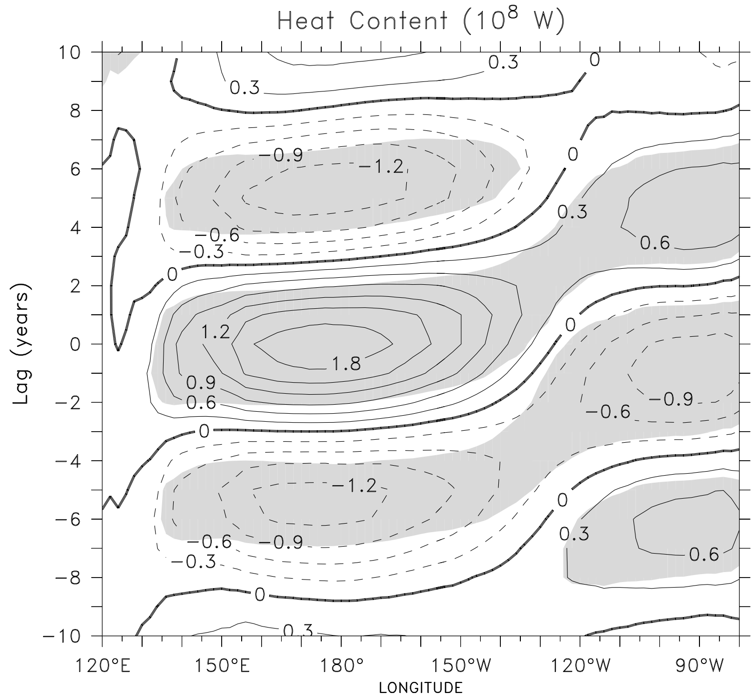


Figure 14 : Lag-regression of HC (10^8 W) on the Tsub25 MCA time-series during the period from -10 years to +10 years. HC is averaged between 5°S and 5°N. Contour interval is 0.3×10^8 W. Shaded region indicates the 95% significance level. Negative lags mean HC leads Tsub25.

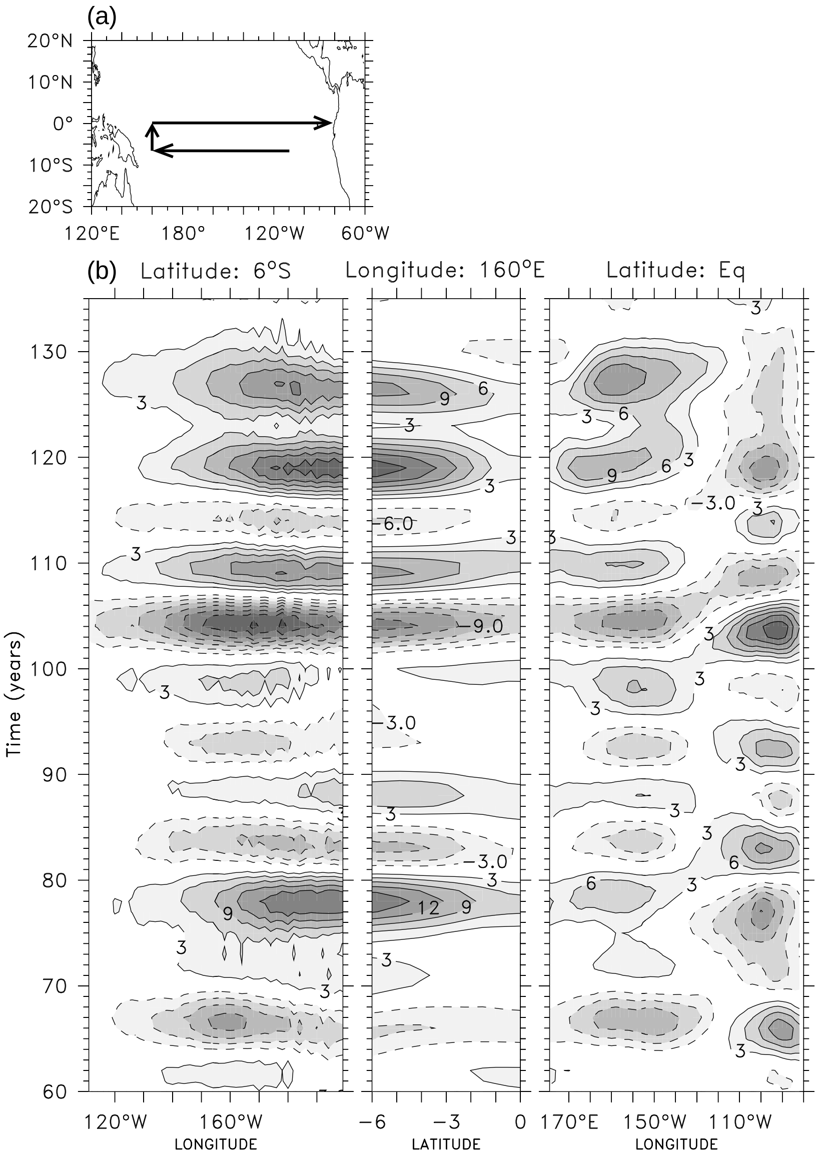


Figure 15 : (a) Position of sections used in the subsequent Hovmuller diagram : y=6°S (from 80°W to 160°E), x=160°E (from 6°S to the equator), and equator (from 160°E to 80°W). (b) Low-pass filtered anomalies of the σ_θ=25 isopycnal depth (m), along the lines shown on (a). Contour interval is 3 m ; the zero-line is not represented.

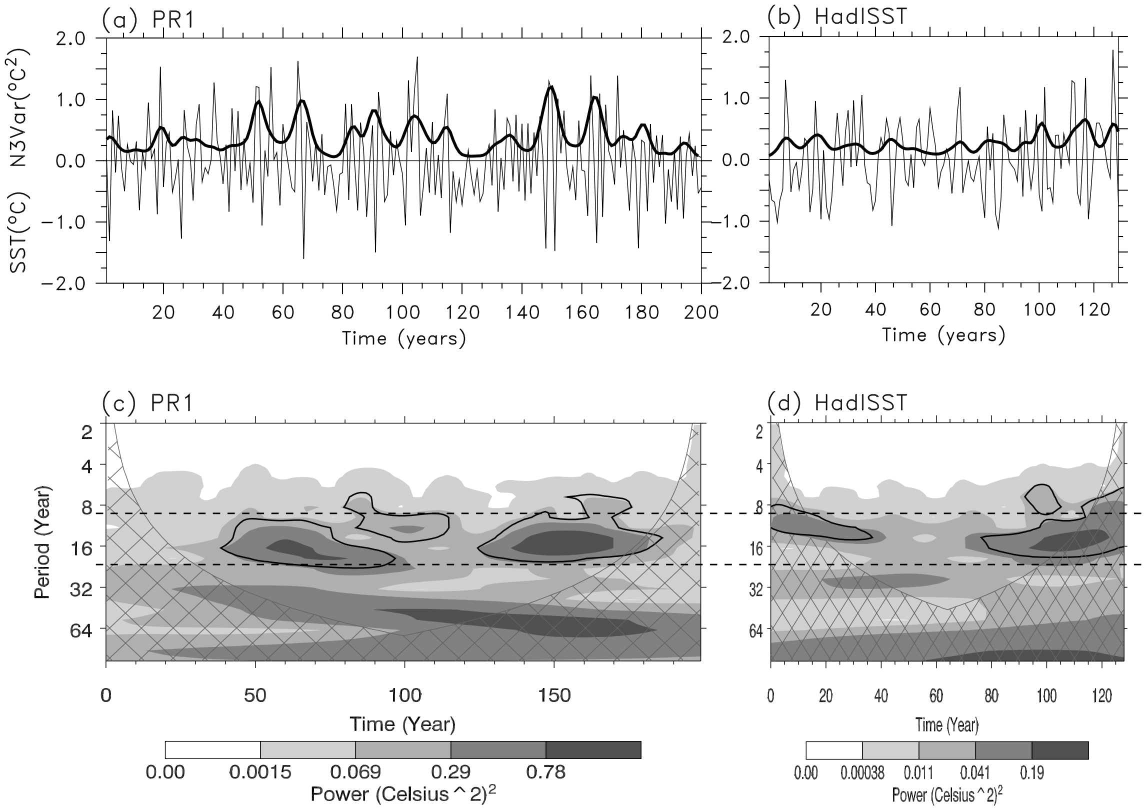


Figure 16 : Niño3 SST anomalies (°C, thin line) and N3Var index (°C^2, thick line) for (a) PR1 simulation and (b) HadISST. The wavelet power spectrum of the N3Var index is represented for (c) PR1 simulation and (d) HadISST. The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. Black contour is the 5% significance level, using a red-noise (autoregressive lag1) background spectrum.

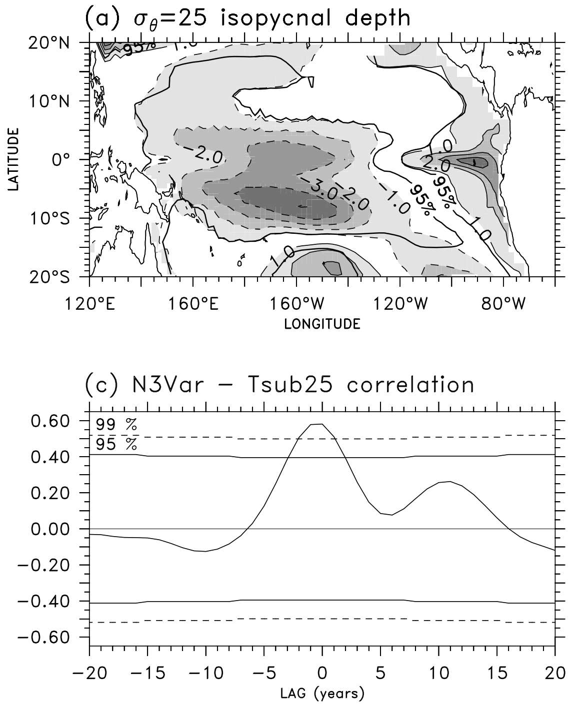


Figure 17 : Regression of (a) low-pass filtered σ_θ=25 surface depth and (b) SST on the N3Var index. Dashed contours represent negative values. The thick contour indicates the 95% significance level. Contour intervals are (a) 1 m and (b) 0.05°C. (c) Lag-correlation between the N3Var index and the SVD score of Tsub25. Full line indicates the 95% significance level, dashed line the 99% level. Negative lags mean the N3Var index leads Tsub25

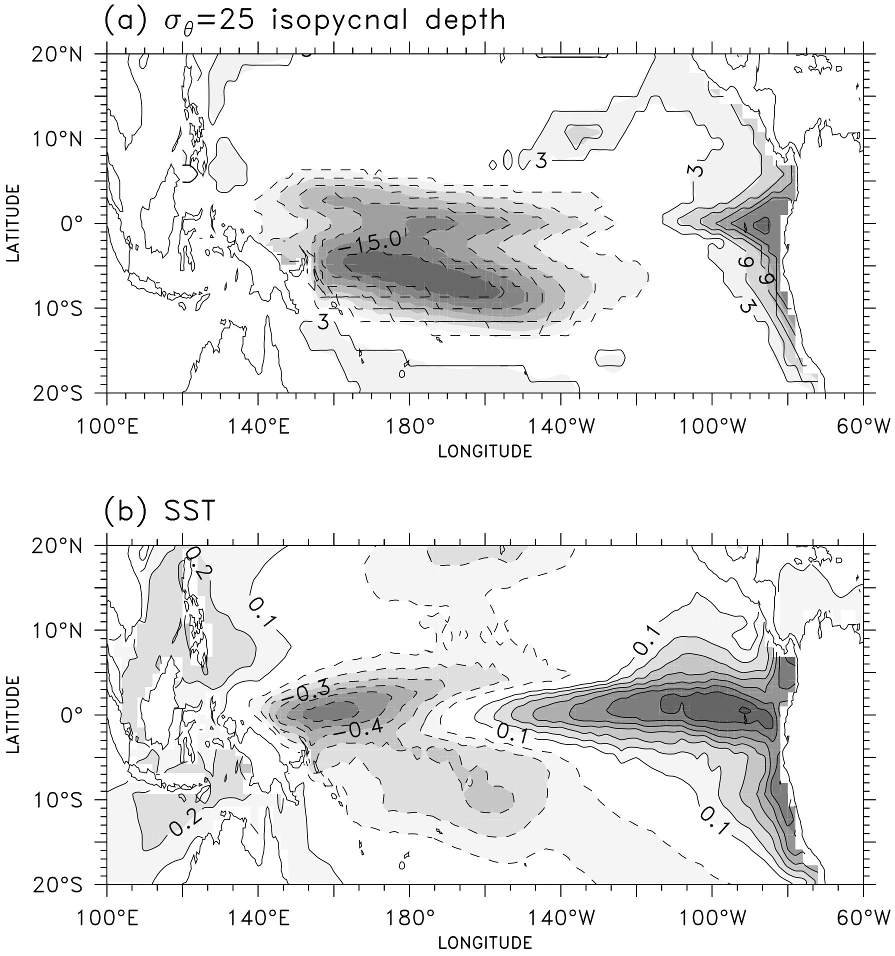


Figure 18 : Residual patterns of the asymmetry between El Niño and La Niña events for (a) σ_θ=25 isopycnal depth and (b) SST. Contour intervals are (a) 3 m and (b) 0.1°C. Dashed contours represent negative values.

3.5 Impacts de la variabilité décennale sur la dynamique équatoriale

Pour aller plus loin dans la description de la variabilité décennale simulée par le modèle couplé, cette partie va s'attacher à quantifier les impacts du mode décennal sur la dynamique équatoriale, via la décomposition en modes baroclines présentée dans le chapitre précédent (Chap. 2.2.1). Les caractéristiques du mode décennal reproduit par la simulation couplée sont en effet proches de celles observées dans les tropiques et suffisament réalistes pour s'intéresser aux fluctuations des paramètres liés à la structure verticale. Les variations décennales de la température à l'équateur se caractérisent par deux régions distinctes de variabilité. (Fig. 3.9).

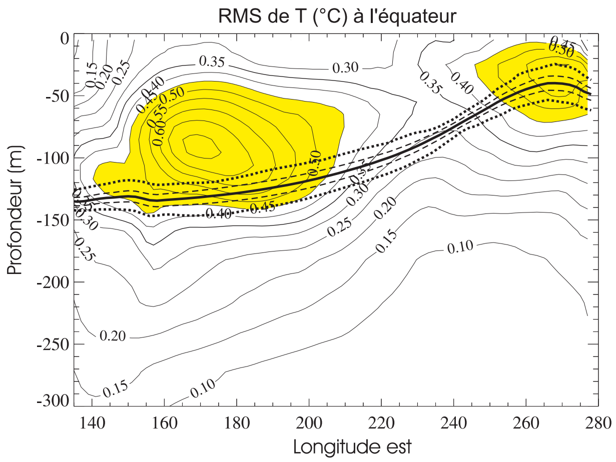


FIG. 3.9: Ecart-type de la température (°C) filtrée par un passe-bas de 7 ans le long de l'équateur. L'intervalle des contours est de 0.05°C. Les régions colorées correspondent aux valeurs supérieures à 0.45°C. La profondeur moyenne de l'isotherme 20°C est superposée (trait plein), ainsi que son écart-type (trait en tiretés) et ses variations basse fréquence maximales (trait en pointillés).

Elles sont situées au voisinage de la thermocline, dans l'extrême est du Pacifique (à l'est de 120°E) et dans l'ouest aux environs de la ligne de changement de date. Ces deux régions ne semblent pas connectées entre elles, suggérant comme vu dans la partie précédente qu'il n'y a pas de propagation océanique par les ondes libres équatoriales de la variabilité décennale vers l'est et que des processus couplés à l'interface océan-atmosphère prennent le relais. Cette caractéristique est cohérente avec le fait que la variabilité décennale se projette sur des modes baroclines d'ordre élevé et par conséquent se propage plus difficilement vers l'est par ondes de Kelvin équatoriales (les modes baroclines d'ordre élevé se dissipent plus rapidement que le premier mode car la vitesse de phase associée est plus faible). Une autre caractéristique de la variabilité décennale est l'amplitude relativement faible des anomalies de profondeur de thermocline ($\sim$ 10 m). Il semble alors pertinent de prendre en compte les paramètres intégrant les variations de stratification au voisinage de la thermocline (à travers le paramètre scl_n notamment) en complément de ses variations de profondeur.

Nous allons ainsi caractériser la modulation basse-fréquence des paramètres P_n et scl_n (définis chap. 2.2.1) et établir à quel paramètre le système couplé équatorial est le plus sensible aux échelles de temps décennales.

L'utilisation du modèle simplifié va nous permettre, dans une étape supplémentaire, de déterminer si une rectification s'opère sur le mode interannuel ENSO via les fluctuations basse-fréquence de l'état moyen, dans le but d'éclaircir la relation entre modulation décennale de l'état moyen et modulation décennale d'ENSO.

3.5.1 Modulation des modes baroclines

Les fluctuations des paramètres issus de la décomposition en modes baroclines verticaux (δP_n et δscl_n) sont calculées à partir des champs du modèle filtrés au-delà de 7 ans. Il est important de noter ici que les δscl_n sont calculés à chaque pas de temps à partir de la profondeur réelle de la thermocline (ici l'isotherme 20°C), introduisant des "sauts" dus à la relation non-linéaire entre les deux. Par cette méthode de calcul, ils sont en effet non seulement liés à la profondeur de la thermocline mais aussi aux changements de stratification.

Les résultats correspondant aux trois premiers modes baroclines sont présentés figure 3.10. L'amplitude maximale des variations de P_n et scl_n par rapport à leur valeur moyenne est de respectivement 10% et 14% pour le mode 1, 20% et 16% pour le mode 2 et 36% et 25% pour le mode 3 par rapport à la valeur moyenne sur la période. Les fluctuations décennales de ces paramètres ne sont par conséquent pas négligeables.

On remarque en premier lieu que $\delta P_1(t)$ est anticorrélé à $\delta P_2(t)$ (c=-0.60) et $\delta P_3(t)$ (c=-0.68) et corrélé aux variations de profondeur de la thermocline (δD20). Une thermocline plus proche de la surface (plus profonde) conduit ainsi à une contribution plus faible (plus importante) du premier mode barocline et une contribution plus importante (plus faible) des modes 2 et 3. Les δscl_n sont quant à eux tous les trois corrélés à δD20 : une thermocline plus proche de la surface (plus profonde) conduit à des valeurs plus importantes (plus faibles) des scl_n pour les trois premiers modes baroclines. $\delta scl_1(t)$ et $\delta P_1(t)$ ne sont que faiblement corrélés (c=0.49), alors que pour les modes 2 et 3, les $\delta scl_n(t)$ et $\delta P_n(t)$ sont fortement anti-corrélés (c=-0.89 et c=-0.87).

Les corrélations entre les paramètres de la décomposition en modes et la D20 sont maximales pour des déphasages plus ou moins importants. Ainsi, la corrélation entre δP_1 et δD20 est maximale (c=0.70) lorsque les fluctuations de la D20 précèdent celles de P_1 de 11 mois. Pour les autres modes et les δscl_n, les déphasages sont moins importants et ne dépassent pas 2 mois. δD20 et δP_2 sont phasés (c=-0.98) et δP_3 précède δD20 de 2 mois (c=-0.94). δscl_1 est en retard de 1 mois sur δD20 (c=0.87), δscl_2 et δD20 sont phasés (c=-0.88) et δscl_3 est en avance de 2 mois sur δD20 (c=0.84).

Ces résultats illustrent la nature complexe des processus reliant la variabilité décennale de la structure verticale équatoriale à la dynamique océanique.

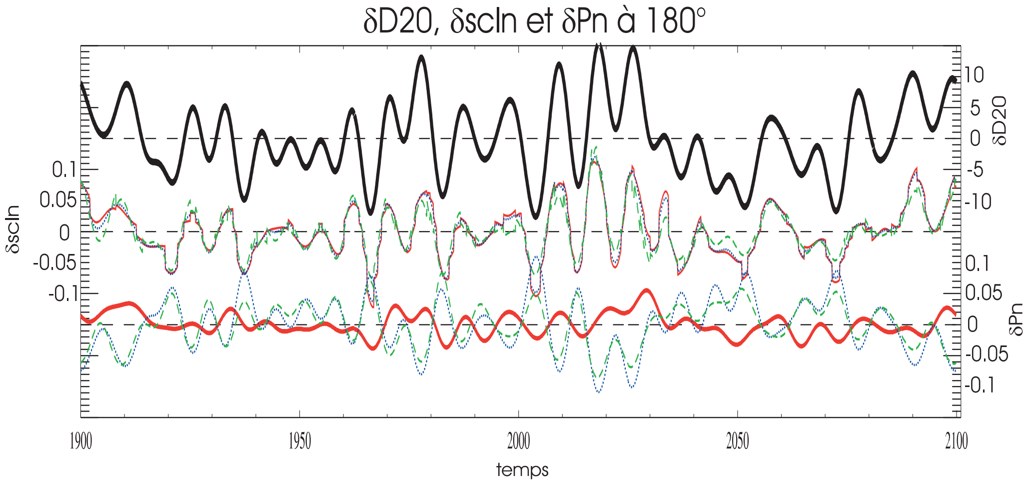


FIG. 3.10: Haut : profondeur de l'isotherme 20°C (m), milieu : $\delta \mathrm{scl}_n$ fluctuations du "coefficient de thermocline" issu des fluctuations basse-fréquence de la profondeur et de la stratification de la thermocline (0.1 unités de scl_n) et bas : $\delta \mathrm{P}_n$, composante basse-fréquence du coefficient de projection du vent (0.1 unités de P_n). Le premier (trait plein rouge), le second (trait bleu en pointillés) et le troisième (trait vert en tiretés) sont représentés pour $\delta \mathrm{scl}_n$ et $\delta \mathrm{P}_n$.

Nous avons ensuite évalué la contribution effective de chaque mode à la variabilité décennale du courant (Fig. 3.11) pour comparer les résultats à ceux obtenus dans le cas interannuel (Fig. 2.12 du chap. 2.2.1).

La variabilité décennale des courants de surface est plus faible d'un facteur 5 par rapport à la variabilité interannuelle. La variabilité interannuelle présentait un maximum de variabilité autour de 160°E à l'équateur, alors que la variabilité décennale est concentrée dans l'extrême ouest (150°E) et le centre du Pacifique (170°W). Elle présente en outre une seconde bande de variabilité hors équateur, avec un maximum centré autour de 170°W/5°N. On retrouve ces caractéristiques méridionales pour le premier et le second modes baroclines. On peut remarquer que les modes 2 et 3 présentent une structure zonale symétrique par rapport au centre du bassin à celle de la variabilité interannuelle, avec des maxima à l'ouest au lieu de l'est. La contribution sommée des modes 4 à 10 ne présente pas de variabilité hors équateur, mais un maximum dans l'extrême ouest du Pacifique équatorial et dans le centre. Ce dernier peut être relié au forçage local du vent (la structure de la tension de vent zonale présente un maximum à la même longitude).

Ces résultats montrent que la réponse du système couplé est différente en fonction de l'échelle temporelle considérée et que des processus couplés spécifiques à l'échelle décennale peuvent co-exister, voire interagir avec ceux associés au mode ENSO. Il est ainsi intéressant de remarquer que la composante basse-fréquence de la variabilité du courant zonal étant active dans l'ouest du bassin, elle est susceptible de moduler le cycle saisonnier du courant dans cette région, notamment le courant ouest trop intense aux environs du mois d'avril (Fig. 2.31 du chap. 2.4.2). Ceci implique que la variabilité décennale du courant et l'interaction entre le mode ENSO et le mode rapide à 8 mois décrit dans le chapitre précédent sont potentiellement connectés.

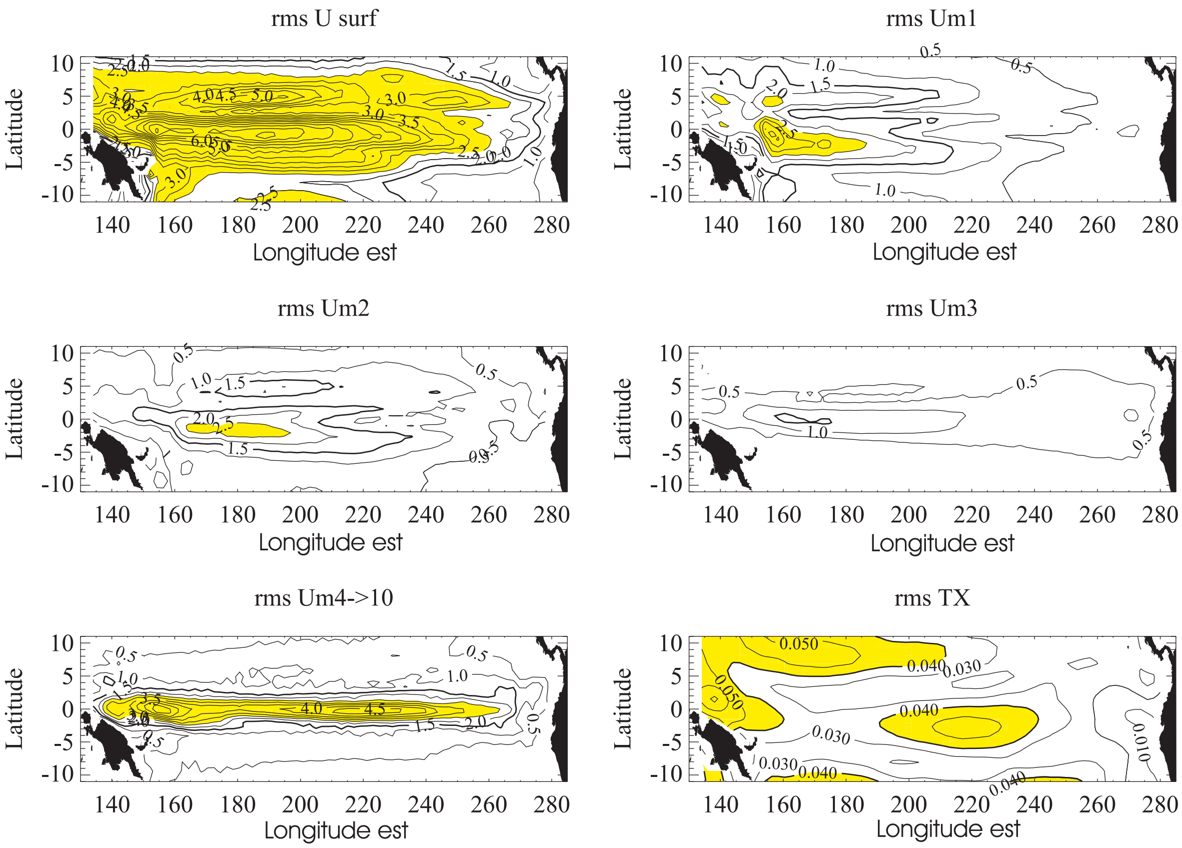


Fig. 3.11: Variabilité décennale du courant zonal de surface (cm.s^{-1}) : variabilité totale (a) et contribution du premier mode (b), du second mode (c), du troisième mode (d) et de la somme des modes quatre à dix (e). (f) Anomalies de tension de vent zonale (Dyn.cm^{-2}). L'intervalle des contours est de 0.5 cm.s^{-1} pour le courant, 0.01 Dyn.cm^{-2} pour la tension de vent. Les valeurs supérieures à 2.5 cm.s^{-1} pour le courant et 0.04 Dyn.cm^{-2} pour la tension de vent sont colorées.

3.5.2 Rectification sur la dynamique équatoriale

Nous testons maintenant l'hypothèse d'une rectification de la variabilité interannuelle (échelle de temps d'ENSO) par la variabilité décennale associée aux fluctuations de l'état moyen de l'océan. Pour ce faire, nous utilisons le modèle simplifié LODCA dans deux configurations différentes : la première est paramétrée à l'aide d'une stratification réaliste et des climatologies issues des observations, la seconde par les paramètres et climatologies dérivés de la simulation PR1. L'intérêt de ces expériences est double. D'une part, considérant la sensibilité du système couplé à l'état moyen, nous pouvons quantifier l'éventuelle rectification dans le cadre d'un état moyen réaliste. D'autre part, ces deux expériences vont nous permettre de différencier le cas d'une interaction faible (état moyen observé) ou forte (simulation PR1) entre le mode à 8 mois et le mode ENSO.

a. Expériences en mode forcé

Une première approche consiste à forcer le modèle simplifié par les fluctuations décennales des paramètres P_n et scl_n dérivés de la simulation PR1. Nous allons ainsi pouvoir déterminer si une rectification a effectivement lieu et caractériser la relation entre le forçage imposé et la modulation d'ENSO produite par le modèle simplifié.

Nous partons de l'hypothèse que les changements à l'échelle de temps décennale ont lieu à travers les variations des paramètres océaniques. Les variations de P_n et scl_n (δP_n et δscl_n) vont influer sur la dynamique océanique (courants de surface, upwelling, profondeur de la thermocline) et sur la SST. Les variations de SST ($\frac{\partial \delta T}{\partial t}$) induites par δP_n et δscl_n sont contrôlées par une équation de température similaire à celle présentée dans le chapitre précédent (Chap. 2.4.2). Nous avons alors effectué un bilan thermodynamique comparable à celui effectué dans le cas de la variabilité interannuelle, pour déterminer quel terme est le plus susceptible de favoriser les instabilités par rectification. Nous comparons donc les résultats obtenus lorsque LODCA est forcé avec et sans les variations de P_n et scl_n (Fig. 3.12).

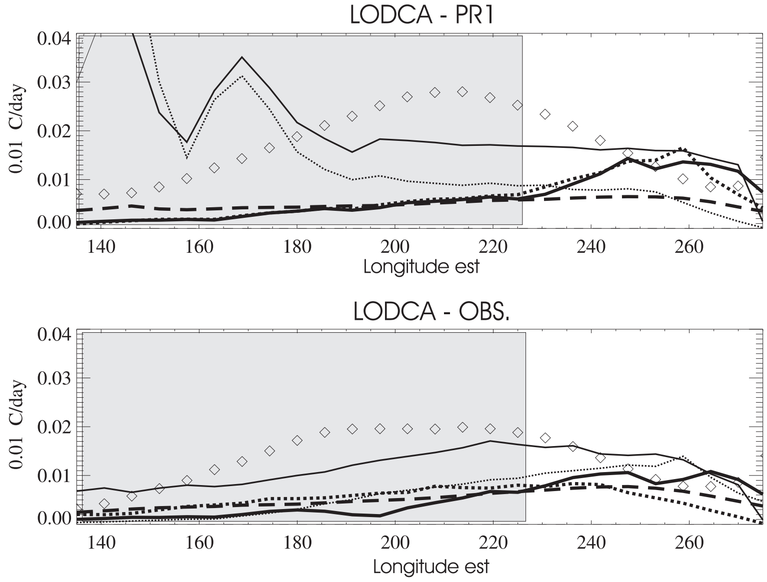


Fig. 3.12: Différence de variabilité basse fréquence (écart-type) entre les simulations de LODCA forcées par les anomalies de tension de vent de PR1 avec et sans les variations de P_n et scl_n pour les termes de tendance et la réponse associée en anomalies de tension de vent zonal (losanges) le long de l'équateur. Les termes de tendance sont : les anomalies d'advection zonale de la température totale (trait fin), l'advection zonale moyenne des anomalies de température (trait fin en pointillés), les anomalies d'avection verticale de la température moyenne (trait gras), l'avection verticale moyenne des anomalies de température (trait gras en pointillés), le terme d'amortissement (trait gras en tiretés). Les termes de tendance sont en °C.(jours)$^{-1}$ (échelle de gauche) et la tension de vent en Dyn.cm^{-2} (échelle de droite). La région où le couplage océan-atmosphère est dominant est grisée (lorsque la variabilité interannuelle de la tension de vent zonal est supérieure à 0.15 Dyn.cm^{-2}).

Pour les deux configurations de LODCA, les variations décennales de la stratification moyenne ont tendance à favoriser l'advection zonale sur l'advection verticale dans le centre du Pacifique où le couplage océan-atmosphère est le plus important. La différence la plus importante entre les deux configations de LODCA est située dans l'ouest du bassin où l'advection zonale est amplifiée à travers les variations de P_n et scl_n lorsque LODCA est paramétré à l'aide des sorties de PR1, ce qui est cohérent avec la présence du mode "rapide" dans la simulation PR1. Malgré une interaction océan-atmosphère faible dans cette région à l'échelle interannuelle, elle peut potentiellement destabiliser le système via du bruit haute-fréquence ou la modulation du mode "rapide". Il faut noter que dans le cas où les événements ENSO ont une période quasi-biennale (LODCA paramétré par les sorties de PR1) il est plus difficile de caractériser les perturbations de la dynamique équatoriale induites par les variations de P_n que dans le cas où la période d'ENSO est plus longue (LODCA paramétré par les observations). Dans ce dernier cas, le système a plus de temps pour s'ajuster aux variations de P_n, impliquant une plus grande cohérence entre le forçage externe (δP_n et δscl_n) et la modulation d'ENSO.

b. Expériences en mode couplé

L'étape suivante consiste à utiliser le modèle simplifié en mode couplé, pour pouvoir prendre en compte les rétroactions océan-atmosphère associées aux variations des paramètres océaniques et tester l'hypothèse de rectification de la variabilité interannuelle par les changements basse fréquence de l'état moyen. Les expériences précédentes sont ainsi reproduites en mode couplé, permettant aux variations de la dynamique océanique associées aux δP_n et δscl_n de rétroagir sur l'atmosphère. Les δP_n et δscl_n sont donc imposés dans le modèle à chaque pas de temps.

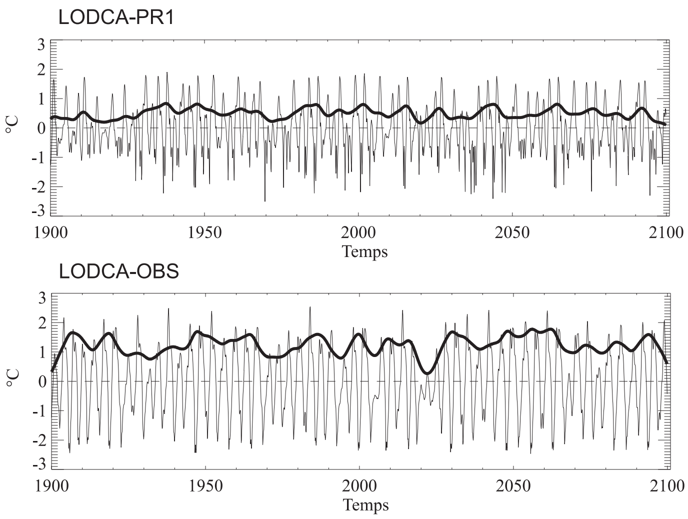


FIG. 3.13: Anomalies de SST (°C) dans la région Niño3 (trait fin) et indice N3Var (°C^2, trait en gras) pour LODCA en mode couplé avec les paramètres et climatologies dérivés de la simulation PR1 (haut) et avec une stratification réaliste et des climatologies issues des observations (bas).

Pour quantifier l'impact des variations de P_n et scl_n sur la modulation d'ENSO, l'indice Niño3 et l'indice N3VAR (introduit dans le chapitre précédent) sont calculés pour chaque expérience et comparés à ceux obtenus sans les variations de P_n et scl_n (Fig. 3.13). Alors que les caractéristiques de l'indice Niño3 ne semblent pas modifiées de manière significative lorsque LODCA est configuré à l'aide des sorties de PR1, l'indice Niño3 lorsque LODCA est configuré à partir des observations présente une modulation basse-fréquence plus importante. L'écart-type de l'indice N3VAR est dans ce cas amplifié de 74% par rapport à la simulation sans variation de P_n et scl_n (seulement de 12% lorsque LODCA est configuré à l'aide des sorties de PR1). On peut noter qu'il n'y a pas de corrélation significative entre l'indice N3VAR et les variations de l'isotherme 20°C et des paramètres océaniques (δD20, δP_n et δscl_n), dans aucune des deux expériences.

3.5.3 Conclusion

Nous avons pour la première fois estimé les variations basse fréquence des paramètres critiques de la structure verticale impliqués dans la théorie des ondes équatoriales. Cette estimation des caratéristiques basse-fréquence de P_n et scl_n montre que leurs variations peuvent atteindre jusqu'à 36% de leur valeur moyenne pour les premiers modes baroclines.

En outre, les relations avec les fluctuations de la thermocline équatoriale sont spécifiques suivant le mode barocline considéré : le mode 1 rend plutôt compte des déplacements verticaux de la thermocline alors que les modes d'ordre plus élevé caractérisent des changements de stratifications aux alentours de la thermocline.

Ceci induit par ailleurs une relation de phase différente pour chaque mode avec les variations de la thermocline. Ces caractéristiques peuvent potentiellement participer à une rectification de la variabilité interannuelle.

Des expériences de sensibilité indiquent en effet qu'une rectification d'ENSO par les fluctuations basse fréquence de l'état moyen peut opérer de manière significative en fonction des caractéristiques du cycle saisonnier. Dans le cas de la simulation PR1, cette rectification ne conduit pas forcément à une amplification de la modulation d'ENSO, suggérant que l'amplitude de cette rectification dépend de la présence et de l'activité du mode "rapide".

Synthèse

• **Basse fréquence dans la simulation couplée**

⇝ *Deux modes décennaux présentant certaines caractéristiques réalistes*

L'analyse spectrale MTM-SVD révèle que la variabilité décennale simulée varie dans des bandes de fréquence réalistes. Les observations se caractérisent en effet par la présence de deux modes distincts à basse fréquence et le modèle couplé reproduit cette distinction claire entre un mode décennal et un mode interdécennal.

• **Caractérisation du mode décennal simulé**

⇝ *Signature dans le sud-ouest du Pacifique tropical*

La variabilité décennale dans le modèle couplé se caractérise par des anomalies de température de subsurface associées à des anomalies de profondeur de la thermocline au sud-ouest de l'équateur (à $\sim$ 8°S, entre 160°E et 140°W).

⇝ *Mécanismes en jeu essentiellement tropicaux*

Les variations de température de subsurface sont adiabatiques et sont dues aux variations de profondeur de la thermocline, associées à un signal local de vent (charge/décharge en équilibre de Sverdrup), lui-même connecté à des anomalies de SST de structure spatiale de type ENSO dans l'est du Pacifique. Ce mode est cyclique (10-12 ans), suggérant la présence de processus couplés dans le modèle.

⇝ *Mode présent dans les observations*

Un mode similaire au mode décennal reproduit par le modèle couplé est documenté dans de récentes études effectuées à partir de réanalyses océaniques, notamment celle de Luo et Yamagata (2001). Ces études suggèrent que les anomalies au sud-ouest de l'équateur ont pour origine la zone de subduction du Pacifique sud-est, mais ce ne semble pas être le cas dans le modèle couplé.

• **Modulation d'amplitude basse fréquence du mode ENSO**

⇝ *Une fréquence de modulation réaliste*

Le mode ENSO simulé subit des modulations d'amplitude dans une bande de fréquence très proche de celle observée, entre 7 et 20 ans.

⇝ *Le mode décennal semble résulter de la modulation d'amplitude d'ENSO*

Dans le modèle couplé, les périodes décennales de forte activité ENSO se caractérisent par une plongée de la thermocline équatoriale dans l'est et une remontée dans l'ouest (un "applatissement"). Ceci suggère que le comportement de la thermocline est ici la résultante de l'activité ENSO, ce qui va à l'encontre de l'hypothèse habituellement émise. Notons cependant que plutôt que contradictoires, ces résultats ouvrent la porte à des réflexions sur le climat qui sortent du mode de pensée "cause à effet".

Synthèse

⇝ *L'asymétrie spatiale des événements ENSO fournit le lien entre le mode décennal et la modulation d'ENSO*

Comme dans les observations, le modèle couplé simule des Niños de plus forte amplitude que les Niñas dans l'est du Pacifique tropical et inversement dans l'ouest. La structure spatiale résiduelle en terme de profondeur de thermocline est très proche de celle associée au mode décennal, suggérant que ce mode est en grande partie expliqué comme le résidu basse fréquence de la non-linéarité des événements ENSO.

• **Dynamique équatoriale**

Les variations décennales de profondeur de la thermocline sont associées à des variations significatives des paramètres critiques de la structure verticale équatoriale. Les expériences menées à l'aide du modèle simplifié montrent qu'une rectification de la variabilité interanuelle par les variations décennales des paramètres océaniques est présente dans le modèle. Cependant elle n'agit que dans certaines configurations du cycle saisonnier, suggérant qu'elle dépend des caractéristiques de l'état moyen et en particulier de l'activité du mode "rapide" à huit mois.

Le fait que la rectification de la variabilité ENSO par les fluctuations basse fréquence de l'état moyen soit relativement faible dans le modèle couplé est cohérent avec le résultat précédent, selon lequel la modulation d'amplitude d'ENSO n'est pas forcément issue du mode décennal, contrairement à ce qui est considéré par la communauté scientifique depuis de nombreuses années.

Conclusion et perspectives

L'objet de cette thèse était l'étude de la variabilité interanuelle à décennale du Pacifique tropical via la simulation de 200 ans d'un modèle global de circulation générale couplé océan-atmosphère. Un tel outil a l'avantage de pouvoir prendre en compte les processus physiques de couplage à toute les échelles de temps, dans un contexte où les données océaniques observées restent trop éparses et ne sont pas disponibles sur des périodes temporelles assez longues pour permettre une étude statistique significative de la variabilité basse fréquence.

Le modèle couplé présente certains biais qui ont été caractérisés en fonction des observations. Outre les biais classiques à la plupart des modèles couplés (simulation d'une double ITCZ, trop large extension zonale de la langue d'eau froide, thermocline trop diffuse, upwelling côtier mal reproduit, échelles méridiennes trop fines), cette simulation se singularise par une surestimation des alizés hors équateur qui s'étendent trop vers l'ouest et une sous-estimation des alizés équatoriaux. L'état moyen est plus froid de 1 à 2°C, surtout dans l'ouest du Pacifique tropical.

Le premier résultat marquant, issu de l'analyse globale MTM-SVD entre la SST et la SLP (Tourre *et al.* 2001), est que le modèle couplé simule des modes de variabilité à des échelles de temps réalistes. Il reproduit notamment le fait qu'on observe deux modes distincts à basse fréquence : un mode décennal et un mode interdécennal, justifiant notre étude de la variabilité couvrant des échelles de temps interannuelles à décennales.

Comme beaucoup de modèles couplés (AchutaRao et Sperber 2002, Davey *et al.* 2002), ce modèle a cependant tendance à surestimer la variabilité quasi-biennale (entre 2 et 3 ans). Nous avons suggéré que ce pic à deux ans est dû aux caractéristiques de l'état moyen et du cycle saisonnier reproduits par le modèle, en particulier au courant zonal trop intense dans l'ouest du Pacifique équatorial, à l'upwelling équatorial trop faible et au gradient de SST le long de l'équateur plus faible que celui observé. L'extension zonale trop tardive de la warm-pool dans la simulation couplée semble aussi avoir un impact.

Nous avons émis l'hypothèse que l'interaction entre le mode interannuel ENSO et le cycle saisonnier s'opère par la présence d'un mode haute fréquence à huit mois. Un mode de ce type a été documenté dans de précédentes études (Mantua et Battisti 1995, Jin *et al.* 2003b, Kang *et al.* 2004). Elles ont montré que c'est un mode se propageant vers l'ouest, associé à de fortes anomalies de courant de surface dans l'ouest du Pacifique, dont la génération et la croissance sont fonction du poids de l'advection zonale par rapport à l'advection verticale. Nous avons documenté ce mode dans la simulation couplée. En complément des caractéristiques qui viennent d'être citées, le mode à huit mois du modèle se caractérise par une contribution importante du terme non-linéaire $u' \dfrac{\partial T'}{\partial x}$. La présence de ce mode dans le modèle est susceptible de fournir une source de variabilité basse fréquence via ce terme thermodynamique non-linéaire, comme suggéré par Jin *et al.* (2003a).

L'impact d'un mode haute fréquence sur la variabilité interannuelle comme illustré ici montre clairement la nécessité de simuler correctement le cycle saisonnier dans les CGCM.

L'analyse de la variabilité décennale dans le Pacifique tropical a révélé la présence d'un mode dont la signature est proche du mode observé par Luo et Yamagata (2001). S'inspirant de leurs analyses, nous montrons que le mode simulé possède des caractéristiquessimilaires au mode observé et que les mêmes types de mécanismes sont impliqués. Ce mode se caractérise ainsi par un signal en profondeur de thermocline localisé dans le sud-ouest du Pacifique tropical. Les anomalies de thermocline sont reliées aux anomalies de SST dans l'est par un forçage en vent. Ce mode a été clairement identifié comme un mode couplé de période comprise entre 10 et 12 ans, mais la boucle complète de rétroaction suggéréé par Luo et Yamagata (2001) n'a pas pu être mise en évidence, aussi bien dans la simulation couplée que dans les observations.

Le mode interannuel ENSO présentant des modulations d'amplitude à basse fréquence réalistes dans le modèle, le lien entre le mode décennal et les modulations d'amplitude d'ENSO a été analysé. Il s'avère que, suite au fait que les périodes de forte activité ENSO (amplitudes importantes) correspondent aux périodes où la thermocline équatoriale "s'aplatit", les variations décennales de cette dernière apparaîssent comme étant induites par la modulation basse fréquence d'ENSO. Cette relation de phase avait déjà été proposée dans deux études récentes de modélisation (Timmermann 2003a, Rodgers *et al.* 2004). Il est bien entendu que la relation statistique présentée ne permet pas à elle seule de justifier du lien de causalité entre le mode décennal et la modulation d'ENSO. Nous nous sommes basés sur l'argumentation physique selon laquelle une réduction de la pente de la thermocline devrait affaiblir l'amplitude des événements ENSO. Cette argumentation peut être criticable car les observations ne permettent pas de la vérifier, mais l'intercomparaison de simulations de modèles couplés va dans ce sens. De plus, la présence d'une asymétrie entre événements chauds et événements froids dans le modèle également présente dans les observations soutient notre argumentation.

L'utilisation d'un modèle de complexité intermédiaire pour tester la rectification de la variabilité interannuelle (ENSO) par la variabilité décennale associée aux fluctuations de l'état moyen de l'océan montre que cette rectification a un impact limité dans le modèle couplé, du fait de la présence du mode rapide. Ce résultat est cohérent avec l'hypothèse émise concernant la relation de phase entre mode décennal et modulation d'ENSO. Cette étude a permis de caractériser et quantifier les fluctuations basse fréquence des paramètres océaniques liés à la structure verticale à l'équateur.

Cette étude révèle un lien complexe entre les différents modes de variabilité dans le modèle couplé. Pour tenter de résumer :

$\longrightarrow$ le cycle saisonnier est relié au mode ENSO interannuel par la présence du mode rapide à huit mois, jouant sur la surestimation du mode quasi-biennal.

$\longrightarrow$ le mode de variabilité décennal semble être le residu de la modulation d'amplitude basse fréquence d'ENSO via la non-linéarité des événements El Niño et La Niña.

$\hookrightarrow$ Les fluctuations basse fréquence des paramètres critiques océaniques ne semblent pas avoir un impact sur la modulation d'ENSO dans le modèle et par conséquent ne remettent pas en cause cette hypothèse.

$\longrightarrow$ le mode rapide à huit mois est susceptible de générer de la basse féquence, notamment au travers d'un terme thermodynamique non-linéaire, dont l'activité pourrait jouer sur la modulation d'amplitude basse fréquence d'ENSO.

$\hookrightarrow$ Il se caractérise de plus par une structure en vent zonal située dans le sud-ouest du Pacifique tropical comme pour le mode décennal.

D'après les expériences menées avec le modèle de complexité intermédiaire, il ne semble pas qu'une rectification de la variabilité ENSO par les fluctuations décennales des paramètres océaniques opère dans le modèle. Le fait que les fluctuations décennales des paramètres soient imposées à chaque pas de temps n'implique cependant pas une rélle rétroaction de la dynamique équatoriale. Une manière d'améliorer le couplage entre les caractéristiques de la thermocline et la dynamique équatoriale serait de dériver les variations de P_n en fonction de la moyenne des anomalies de thermocline simulées par le modèle sur les 5 (par exemple) années précédentes. Les test préléminaires indiquent dans ce cas la présence d'une corrélation entre le mode décennal simulé et la modulation d'amplitude d'ENSO (l'indice N3Var), et une amplitude de la modulation comparable à celle de PR1.

Cette étude s'étant cantonnée à la variabilité du Pacifique tropical, l'étape supplémentaire serait d'envisager d'éventuelles connexions de la variabilité basse fréquence tropicale avec les moyennes latitudes et l'océan Indien (via le passage indonésien).

Nous avons dans un premier temps testé l'éventualité d'une connexion océanique avec les moyennes latitudes. Nous avons vu que les anomalies décennales de température de subsurface dans le Pacifique sud-ouest ne sont pas associées dans le modèle à la propagation d'anomalies de température sur des isopycnes (processus qualifié de $\overline{\mathrm{V}}\mathrm{T}'$, Chap. 1.3.2). Nous avons alors essayé de déterminer s'il existait une relation avec la modulation de l'intensité des cellules de circulation peu profondes (mécanisme $\mathrm{V}'\overline{\mathrm{T}}$). Nous avons évalué l'intensité des STCs à l'aide de l'indice défini par Nonaka *et al.* (2002) comme la somme (en valeur absolue) de l'intensité maximale des branches nord et sud de la fonction méridienne de courant. Nous avons filtré cet indice par un filtre passe-bas à 7 ans.

Le mode décennal de la température de subsurface (Tsub, Fig. 3.7 chap. 3.3.2) et l'indice STC s'avèrent signicativement corrélés dans deux cas :

- lorsque l'indice STC devance le mode décennal de 2 ans
- lorsque l'indice STC est en retard de 9 ans sur le mode décennal

La corrélation est telle qu'une intensification de la circulation méridienne correspond à une remontée de la thermocline dans le Pacifique sud-ouest.

En différenciant la branche sud de la branche nord des STCs, on s'aperçoit que la corrélation à deux ans est associée à la branche sud et celle à 9 ans à la branche nord. Ce résultat implique que la circulation méridienne basse fréquence associée à la variabilité décennale tropicale a un comportement différent dans le Pacifique Nord et dans le Pacifique Sud, avec une relation de phase avec les tropiques différente.
Cette différenciation nord/sud s'exprime par la signature en SST, différente dans les deux cas (Fig. 3.14) :

→ lorsque l'indice STC devance de 2 ans le mode décennal, la structure spatiale de la SST correspond à celle associée au mode décennal de Tsub et à la modulation d'ENSO (Fig. 17 de l'article, Chap. 3.4). Le dipôle zonal le long de l'équateur est de plus associé à une extension des anomalies ouest vers le sud-est, jusqu'à environ 80°W/25°S.

→ lorsque le mode décennal précède l'indice STC de 9 ans, la structure associée en SST est de type ENSO, avec des anomalies dans l'est du Pacifique.

Ces deux structures spatiales correspondent respectivement au second et au premier mode de l'ACP de la SST filtrée basse fréquence à 7 ans.

La régression de la SST sur l'indice nord de STC fait aussi apparaître une structure spatiale significative dans le Pacifique Nord lorsqu'ils sont en phase (Fig. 3.14, droite). Ce résultat est intéressant dans la mesure où cette structure spatiale en SST correspond à celle du mode basse fréquence du Pacifique Nord.

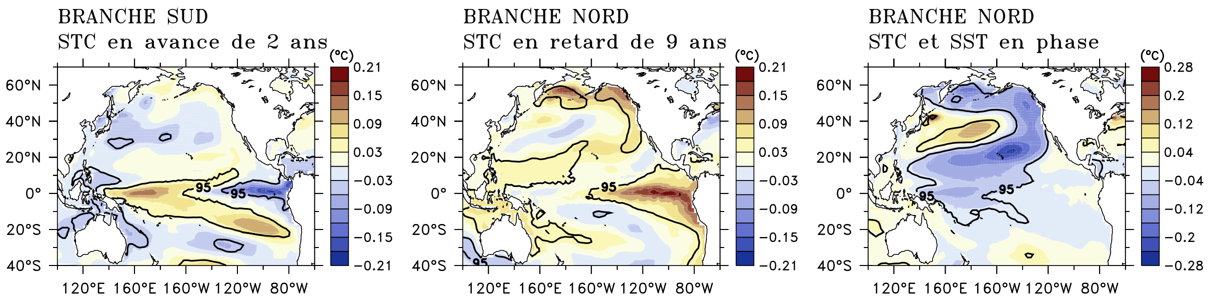


FIG. 3.14: Régression déphasée de la SST (°C) sur l'indice sud de STC (gauche) et l'indice nord (milieu et droite). Le déphasage correspondant est indiqué en haut de chaque figure. Le contour délimite les régions significatives à 95%.

En complément de la corrélation à 2 ans, on note une corrélation à -3/4 ans entre le mode décennal et l'indice STC sud, présentant la même structure spatiale en Tsub et

SST mais de signe inversé. Cette corrélation est beaucoup moins significative, mais semble indiquer la présence de processus de couplage permettant une oscillation.

La corrélation entre l'indice STC et l'indice N3Var fait elle-aussi apparaître des valeurs significatives pour des déphasages de 2 et -4 ans avec la circulation sud. Il n'est par contre pas significativement corrélé avec la circulation nord.

Ces résultats préléminaires restent à analyser, mais ils font d'ores et déjà apparaître une caractéristique claire : la circulation méridienne basse fréquence associée au mode tropical décennal est dissociée entre le Pacifique Nord et le Pacifique Sud. Les modulations d'intensité basse fréquence de la circulation méridienne du Pacifique Nord semblent être causées par le mode décennal tropical alors que celles du Pacifique Sud semblent liées de manière plus complexe au mode décennal.

Ces analyses sont cependant à nuancer. L'océan Indien, qui est connecté au Pacifique par le passage indonésien, joue un rôle et n'a pas été pris en compte ici. D'autre part, le calcul de la fonction méridienne de courant est criticable : la circulation méridienne est moyennée zonalement et par conséquent intègre des processus qui ne sont pas forcément liés aux STCs. Les STCs se caractérisent par un chemin intérieur et un chemin le long de la frontière ouest qui ne sont pas différenciés ici. La définition de l'indice de STC utilisé ici est donc discutable, il est difficile de savoir dans quelle mesure il est représentatif de la circulation liée aux STCs.

Une autre piste à suivre, que permet la modélisation, est la mise en place d'expériences de sensibilité pour étudier le lien tropiques-extratropiques. Les travaux récents de Wu *et al.* (2003) et Liu et Yang (2003) proposent des expériences originales dites de "couplage" et "bloquage" partiels, différenciant le rôle des tropiques et celui des moyennes latitudes, et les connexions océaniques des connexions atmosphériques. Dans les expériences de couplage partiel, le modèle est couplé dans la région sélectionnée et des SST climatologiques forcent la composante atmosphérique ailleurs (pas de rétroaction de l'océan). Dans les expériences de blocage partiel, des "murs éponges" pour lesquels la température et salinité sont rappelées vers leurs valeurs climatologiques bloquent les connexions océaniques tropiques-extratropiques. Ces expériences permettent par conséquent une grande variété de combinaisons (Fig. 3.15). L'application de telles expériences pour le modèle couplé ORCALIM-ARPEGE permettrait notamment de tester la connexion océanique entre tropiques et moyennes latitudes pour clarifier le rôle des STCs par rapport au mode décennal simulé.

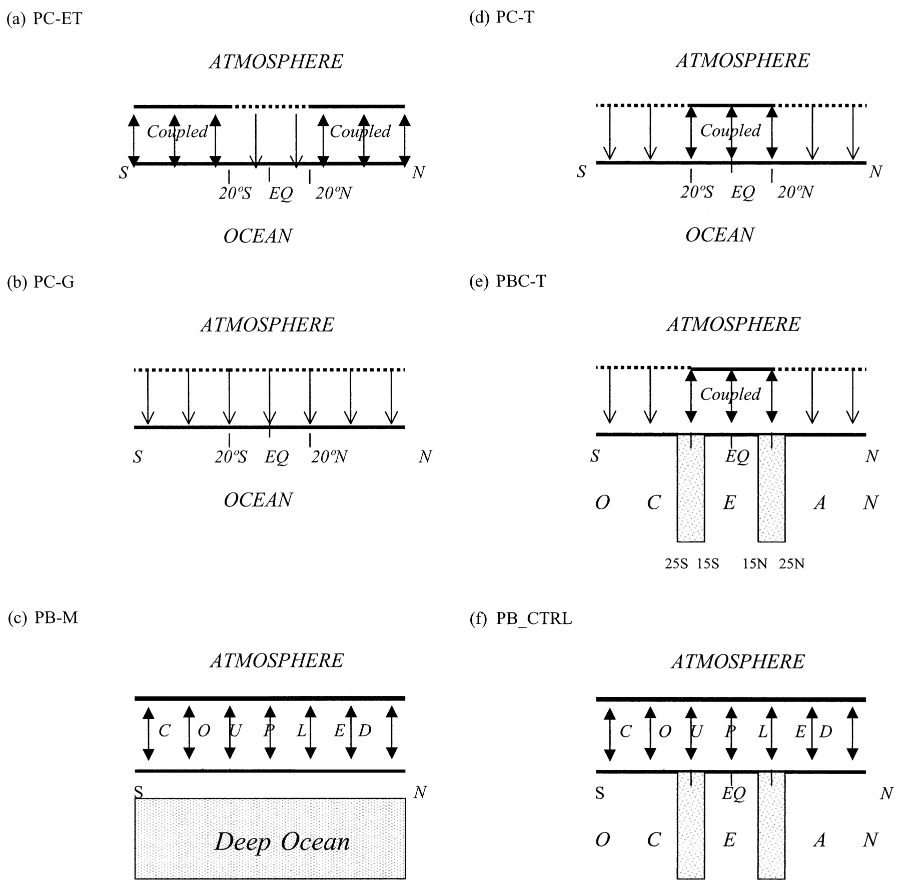


FIG. 3.15: Représentation schématique des différentes expériences de couplage et blocage partiels qu'il est possible de mettre en place. Les boîtes grisées correspondent aux "murs éponge" océaniques pour lesquels la température et la salinité sont rappelées vers leurs valeurs climatologiques. Les lignes en pointillés représentent les régions de couplage partiel où l'atmosphère est forcée par le cycle saisonnier de la SST.

Bibliographie

Alory G. et Delcroix T., 2002 : Interannual sea level changes and associated mass transport in the tropical Pacific from TOPEX/Poseidon data and linear model result (1964-1999), *J. Geophys. Res.*, **107(C10)**, 3153, doi :10.1029/2001JC001.

An S.-I. et Wang B., 2000 : Interdecadal change of the structure of the ENSO mode and its impact on the ENSO frequency, *J. Climate*, **13**, 2044–2055.

An S.-I. et Wang B., 2001 : Mechanisms of locking of the El Niño and La Niña mature phases to boreal winter, *J. Climate*, **14**, 2164–2176.

Antonov J., Levitus S., Boyerand T., Conkright M., Brien T. O. et Stephens C., 1998 : *World Ocean Atlas 1998 Vol. 2 : Temperature of the Pacific Ocean*, NOAA Atlas NESDIS 28, 166 pp.

Auad G., Miller A. J. et White W. B., 1998 : Simulation of heat stotages and associated heat budget in the Pacfic Ocean 2. Interdecadal timescales, *J. Geophys. Res.*, **103(C12)**, 27,621–27,635.

Barnett T. P., Pierce D., Latif M., Dommenget D. et Saravanan R., 1999 : Interdecadal interactions between the tropics and midlatitudes in the Pacific Basin, *Geophys. Res. Let.*, **26**, 615–619.

Barnett T. P., Hegerl G., Knutson T. et Tett S., 2000 : Uncertainty levels in predicted patterns of anthropogenic climate change, *J. Geophys. Res.*, **105**, 15525–15542.

Battisti D. S. et Hirst A. C., 1989 : Interannual variability in the tropical atmosphere-ocean system : Influence of the basic state and ocean geometry, *J. Atmosph. Sci.*, **46**, 1687–1712.

Bjerknes J., 1966 : A possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature, *Tellus*, **18**, 820–829.

Bjerknes J., 1969 : Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 163–172.

Blanke B. et Delecluse P., 1993 : Variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1363–1388.

Boccaletti G., Pacanowski R. C. et Philander S. G. H., 2004 : A diabatic mechanism for decadal variability in the tropics, *J. Climate*, **en révision**.

Bougeault P., 1985 : A simple parameterization of the large-scale effects of deep cumulus convection, *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2108–2121.

Boulanger J.-P., Cravatte S. et Menkes C., 2003 : Reflected and locally wind-forced interannual equatorial Kelvin waves in the western Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, **108(C10)**, 3311, doi :10.1029/2002JC001760.

Boyer T., Levitus S., Antonov J., Conkright M., Brien T. O. et Stephens C., 1998 : World Ocean Atlas 1998 Vol. 5 : Salinity of the Pacific Ocean, 166 pp.

Bratcher A. M. et Giese B. S., 2002 : Tropical Pacific decadal variability and global warming, *Geophys. Res. Let.*, **92(19)**, 1918, doi :10.1029/2002GL015191.

Capotondi A. et Alexander M. A., 2001 : Rossby waves in the tropical North Pacific and their role in decadal thermocline variability, *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3496–3515.

Capotondi A., Alexander M. A. et Deser C., 2003 : Why are there Rossby wave maxima in the Pacific at 10°S and 13°N ?, *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 1549–1563.

Chang P., Giese B., Ji L., Seidel H. et Wang F., 2001 : Decadal change in the south tropical Pacific in a global assimilation analysis, *Geophys. Res. Let.*, **28(18)**, 3461–3464.

Cobb K. M., Charles C. D., Cheng H. et Edwards R. L., 2003 : El Niño/Southern Oscillation and tropical Pacific climate during the last millennium, *Nature*, **424**, 271–276.

Collins M., 2000 : The El Niño-Southern Oscillation in the second Hadley Centre coupled modeland its response to greenhouse warming, *J. Climate*, **13(7)**, 1299–1312.

Davey M. K. et co authors , 2002 : STOIC : a study of coupled model climatology and variability in tropical ocean regions, *Climate Dyn.*, **18**, 403–420, doi :10.1007/s00382-001-0188-6.

Deser C., Alexander M. A. et Timlin M. S., 1996 : Upper ocean thermal variations in the North Pacific during 1970-1991, *J. Climate*, **0**, 1840–1855.

Dewitte B. et Perigaud C., 1996 : El Niño La Niña events simulated with Cane and Zebiak's model and oserved with satellite or in situ data. Part II : model forced with observations, *J. Climate*, **9**, 1188–1207.

Dewitte B., Reverdin G. et Maes C., 1999 : Vertical structure of an OGCM simulation of the equatorial Pacific Ocean in 1985-1994, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1542–1570.

Dewitte B., 2000 : Sensitivity of an intermediate coupled ocean-atmosphere model of the tropical Pacific to its oceanic vertical structure, *J. Climate*, **9**, 1188–1207.

Douville H., 1998 : Validation and sensitivity of the global hydrological budget in stand-alone simulations with the ISBA land surface scheme., *Climate Dyn.*, **14**, 151–171.

Déqué M., Dreveton D., Braun A. et Cariolle D., 1994 : The climate version of the ARPEGE/IFS : a contribution to the french community climate modelling, *Climate Dyn.*, **10**, 249–266.

Eccles F. et Tziperman E., 2004 : Nonlinear effects on ENSO's period, *J. Atmosph. Sci.*, **61**, 474–482.

Fichefet T. et Maqueda M. A. M., 1997 : Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics, *J. Geophys. Res.*, **102**, 12609–12646.

Galanti E. et Tziperman E., 2003 : A Midlatitude-ENSO Teleconnection Mechanism via Baroclinically Unstable Long Rossby Waves, *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 1877–1888.

Garreaud R. D. et Battisti D. S., 1999 : Interannual ENSO and Interdecadal ENSO-like Variability in the Southern Hemisphere Tropospheric Circulation, *J. Climate*, **12**, 2113–2123.

Gent P. R. et Luyten J. R., 1985 : How much energy propagates vertically in the equatorial oceans ?, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 997–1007.

Gershunov A. et Barnett T. P., 1998 : Interdecadal modulations of ENSO teleconnections, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 2715–2825.

Giese B. S. et Carton J. A., 1999 : Interannual and decadal variability in the tropical and midlatitudes Pacific Ocean, *J. Climate*, **12**, 3402–3418.

Giese B. S., Urizar S. C. et Fuckar N. S., 2002 : Southern hemisphere origin of the 1976 climate shift, *Geophys. Res. Let.*, **29(2)**, 1014, doi :1029/2001GL013268.

Gill A. E., 1980 : Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447–462.

Gu D. et Philander S. G. H., 1997 : Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extra-tropics, *Science*, **275**, 805–807.

Guilyardi E., Madec G. et Terray L., 2001 : The role of lateral ocean physics in the upper ocean thermal balance of a coupled ocean-atmosphere GCM, *Climate Dyn.*, **17**, 589–599.

Harper S., 2000 : Thermocline ventilation and pathway of tropical-subtropical water mass exchange, *Tellus*, **52A(3)**, 330–345.

Hasegawa T. et Hanawa K., 2003 : Decadal-scale variability of upper ocean heat content, *Geophys. Res. Let.*, **30(6)**, 1272, doi :10.1029/2002GL016843.

Hazeleger W., Visbeck M., Cane M., Karspeck A. et Naik N., 2001 : Decadal upper ocean temperature variability in the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, **106(C5)**, 8971–8988.

Hazeleger W., Seager R., Cane M. et Naik N., 2002 : How can tropical Pacific ocean heat transport vary ?, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 320–333.

Huang B. et Liu Z., 1999 : Pacific subtropical-tropical thermocline water exchange in the National Centers for Environmental Prediction ocean model, *J. Geophys. Res.*, **104**, 11065–11076.

Huang R. X. et Wang Q., 2001 : Interior communication from the subtropical to the tropical oceans, *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3538–3550.

Jackett D. R. et McDougall T. J., 1995 : A neutral density variable for the world's oceans, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 237–263.

Jin F.-F., Neelin J. D. et Ghil M., 1996 : El Niño/Southern Oscillation and the annual cycle : Subharmonic frequency-locking and aperiodicity, *Physica D.*, **98**, 442–465.

Jin F.-F., Kimoto M. et Wang X. C., 2001 : A model of decadal océan-atmosphère interaction in the North Pacific bassin, *Geophys. Res. Let.*, **28(8)**, 1531–1534.

Jin F.-F., AN S.-I., Timmermann A. et Zhao J., 2003a : Strong El Ninõ events and nonlinear dynamical heating, *Geophys. Res. Let.*, **30(3)**, 1120, doi :10.1029/2002GL016356.

Jin F.-F., Kug J.-S., An S.-I. et Kang I. S., 2003b : A near-annual coupled ocean-atmosphere mode in the equatorial Pacific ocean, *Geophys. Res. Let.*, **30(2)**, 1080, doi :10.1029/2002GL015983.

Jin F.-F., 1997 : An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I : conceptual model, *J. Atmosph. Sci.*, **54**, 811–829.

Jin F.-F., 2001 : Low-frequency modes of tropical ocean dynamics, *J. Climate*, **14**, 3874–3881.

Johnson G. C. et McPhaden M. J., 1999 : Interior pycnocline flow from the subtropical to the equatorial Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 3073–3089.

Kang I. S., Kug J.-S., An S.-I. et Jin F.-F., 2004 : A near-annual Pacific ocean basin mode, *J. Climate, en impression.*

Kaplan A., Cane M. A., Kushnir Y., Clement A. C., Blumenthal M. B. et Rajagopalan B., 1998 : Analyses of global sea surface temperature 1856-1991, *J. Geophys. Res.*, **103(C9)**, 18567–18589.

Kessler W. S., 2002 : Is ENSO a cycle or a series of events ?, *Geophys. Res. Let.*, **29**, 2125–2128.

Kirtman B. P. et Schopf P. S., 1998 : Decadal variability in ENSO predictability an prediction, *J. Climate*, **11**, 2804–2822.

Kleeman R., McCreary J. et Klinger B., 1999 : A mechanism for generating ENSO decadal variability, *Geophys. Res. Let.*, **26**, 1743–1746.

Klinger B. A., McCreary J. P. et Kleeman R., 2002 : The relationship between oscillating subtropical wind and equatorial temperature, *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1507–1521.

Knutson T. R. et Manabe S., 1998 : Model assessment of decadal variability and trends in the tropical Pacific Ocean, *J. Climate*, **11**, 2273–2296.

Levitus S., Boyer T. P. et Antonov J., 1994 : *World Ocean Atlas Vol. 5 : Interannual Variability of Upper Ocean Thermal Structure*, NOAA Atlas NESDIS 5.

Linsley B. K., Wellington G. M. et Schrag D. P., 2000 : Decadal Sea Surface Temperature Variability in the Subtropical South PaciÞc from 1726 to 1997 A.D., *Science*, **290**, 1145–1148.

Liu Z. et Yang H., 2003 : Extratropical control of tropical climate, the atmospheric bridge and oceanic tunnel, *Geophys. Res. Let.*, **30(5)**, 1230, doi :10.1029/2002GL016492.

Liu Z., Philander S. G. H. et Pacanowski R. C., 1994 : A GCM study of the tropical-subtropical upper-ocean water exchange, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 2606–2623.

Liu Z., Wu L., Gallimore R. et Jacob R., 2002 : Search for the origins of Pacific decadal climate variability, *Geophys. Res. Let.*, **29(10)**, 1404, doi :10.1029/2001GL013735.

Louis J. F., Tiedke M. et Geleyn J. F., 1982 : A short history of the operational PBL parameterization at ECMWF, Proceedings of the ECMWF Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization, Reading, United Kingdom, ECMWF, 59–80.

Lu P. et McCreary J. P., 1995 : Influence of the ITCZ on the flow of the thermocline water from the subtropical to the equatorial Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 3076–3088.

Luo J. et Yamagata T., 2001 : Long-term El Nino-Southern Oscillation (ENSO)-like variation with special emphasis on the South Pacific, *J. Geophys. Res.*, **106**, 22211–22227.

Luo J., Masson S., Behera S., Delecluse P., Gualdi S., Navarra A. et Yamagata T., 2003 : South Pacific origin of the decadal ENSO-like variation as simulated by a coupled GCM, *Geophys. Res. Let.*, **30(24)**, 2250, doi :10.1029/2003GL018649.

Lysne J., Chang P. et Giese B., 1997 : Impact of the extratropical Pacific on equatorial variability, *Geophys. Res. Let.*, **24**, 2589–2592.

Madec G., Delecluse P., Imbard M. et Lévy C., 1998 : *OPA 8.1 Ocean General Circulation Model reference manual*, Note du Pôle de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace, N°11, 91 pp.

Mantua N. J. et Battisti D. S., 1994 : Evidence for the delayed action oscillator mechanism for ENSO : The "observed" oceanic Kelvin mode in the far western Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 691–699.

Mantua N. J. et Battisti D. S., 1995 : Aperiodic variability in the Cane-Zebiak coupled ocean-atmosphere model : Ocean-atmosphere interactions in the Western Pacific, *J. Climate*, **8**, 2897–2927.

Mantua N. J., Hare S. R., Zhang Y., Wallace J. M. et Francis. R. C., 1997 : A Pacific Interdecadal Climate Oscillation With Impacts on Salmon Production, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 1069–1079.

McCreary J. P. et Lu P., 1994 : Interaction between the subtropical and equatorial ocean circulations : The subtropical cell, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 466–497.

McPhaden M. J. et Zhang D., 2002 : Slowdown of the meridional overturning circulation in the upper Pacific Ocean, *Nature*, **415**, 603–608.

Meehl G. A., Gent P., Arblaster J. M., Otto-Bliesner B. L., Brady E. et Craig A. P., 2001 : Factors that affect amplitude of El Niño in global coupled climate models, *Climate Dyn.*, **17**, 515–526.

Meinen C. S. et McPhaden M. J., 2000 : Observations of warm water volume changes in the equatorial Pacific and their relationship to El Niño and La Niña, *J. Climate*, **13**, 3551–3559.

Moon B.-K., Yeh S.-W., Dewitte B., Jhun J.-G., Kang I.-S. et Kirtman B. P., 2004 : Vertical structure variability in the equatorial Pacific before and after the Pacific climate shift of the 1970, *Geophys. Res. Let.*, **31**, L03203, doi :10.1029/2003GL018829.

Morcrette J. J., 1990 : Impact of changes to the radiative transfer parameterizations plus cloud optical properties in the ECMWF model, *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 847–873.

Murray R. J., 1996 : Explicit generation of orthogonal grids for ocean models, *J. Comput. Phys.*, **126**, 251–273.

Newman M., Compo G. P. et Alexander M. A., 2003 : ENSO-forced variability of the Pacific Decadal Oscillation, *J. Climate*, **16(23)**, 3853–3857.

Nonaka M. et Xie S.-P., 2000 : Propagation of North Pacific interdecadal subsurface temperature anomalies in an ocean GCM, *Geophys. Res. Let.*, **27**, 3747–3750.

Nonaka M., Xie S.-P. et McCreary J., 2002 : Decadal variations in the Subtropical Cells and equatorial Pacific SST, *Geophys. Res. Let.*, **29**, doi :10.1029/2001GL013717.

Perigaud C. et Cassou C., 2000 : Importance of decadal trends and westerly wind bursts for forecasting, *Geophys. Res. Let.*, **27**, 389–392.

Philander S., 1990 : *El Niño, La Niña and the Southern Oscillation*, Academic Press, San Diego, USA.

Picaut J., Masia F. et du Penhoat Y., 1997 : An advective-reflective conceptual model for the oscillatory nature of ENSO, *Science*, **277**, 663–666.

Picaut J., Hackert E., Busalacchi A. J., Murtugudde R. et lagerloef G. S. E., 2002 : Mechanisms of the 1977-1998 El Niño-La Niña, as inferred from space-based observations, *J. Geophys. Res.*, **107**, doi :10.1029/2001JC000850.

Pierce D. W., Barnett T. P. et Latif M., 2000 : Connections between the Pacific Ocean Tropics and midlatitudes on decadal time-scales, *J. Climate*, **13**, 1173–1194.

Pierce D. W., 2002 : The role of sea surface temperatures in interactions between ENSO and the North Pacific Oscillation, *J. Climate*, **15**, 1295–1308.

Rasmusson E. M. et Carpenter T., 1982 : Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 354–384.

Rayner N. A., Parker D. E., Horton E. B., Folland C. K., Alexander L. V., Rowell D. P., Kent E. C. et Kaplan A., 2003 : Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century, *J. Geophys. Res.*, **108 (D14)**, 4407, doi :10.1029/2002JD002670.

Rodgers K., Friederichs P. et Latif M., 2004 : Tropical Pacific Decadal Variability and its relation to decadal modulations of ENSO, *J. Climate, accepté*.

Schneider N., Miller A. J., Alexander M. A. et Deser C., 1999a : Subduction of decadal North Pacific temperature anomalies : Observations and dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1056–1070.

Schneider N., Venzke S., Miller , Pierce D. W., Barnett T. P., Deser C. et Latif M., 1999b : Pacific thermocline bridge revisited, *Geophys. Res. Let.*, **26**, 1329–1332.

Schneider N., 2000 : A decadal spiciness mode in the tropics, *Geophys. Res. Let.*, **27**, 257–260.

Schneider N., 2004 : The response of tropical climate to the equatorial emergence of spiciness anomalies, *J. Climate*, **17(3)**, 1083–1095.

Setoh T., Imawaki S., Ostrovskii A. et Umatani S., 1999 : Interdecadal Variations of ENSO Signals and Annual Cycles Revealed by Wavelet Analysis, *Journal of Oceanography*, **55**, 385–394.

Smith W. H. F. et Sandwell D. T., 1997 : Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings, *Science*, **227**, 1956–1962.

Solomon A., McCreary J. P., Kleeman R. et Klinger B. A., 2003 : Interannual and Decadal Variability in an Intermediate Coupled Model of the Pacific Region, *J. Climate*, **16**, 383–40.

Suarez M. J. et Schopf P. S., 1988 : A delayed action oscillatorfor ENSO, *J. Atmosph. Sci.*, **45**, 3283–3287.

Terray L., 1998 : Sensitivity of climate drift to atmospheric physical parameterizations in a coupled ocean-atmosphere general circulation model, *jc*, **11**, 1633–1658.

Thompson C. J. et Battisti D. S., 2001 : A linear stochastic dynamical model of ENSO. Part II : Analysis, *J. Climate*, **14**, 445–466.

Timmermann A., Jin F.-F. et Abshagen J., 2003 : A nonlinear theory for El Niño bursting, *J. Atmosph. Sci.*, **60**, 165.

Timmermann A., 2003 : Decadal ENSO amplitude modulations : a nonlinear paradigm, *Global and Planetary Change*, **37(1)**, 135–156.

Tourre Y., Rajagopalan B., Kushnir Y., Barlow M. et White W., 2001 : Patterns of coherent decadal and interdecadal climate signals in the Pacific Basin during the 20th century, *Geophys. Res. Let.*, **28(10)**, 2069–2072.

Trenberth K. et Hurrell J., 1994 : Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific, *Climate Dyn.*, **9**, 303–318.

Tziperman E. L. S., Cane M. et Jarosh H., 1994 : El Niño chaos : overlapping of resonances between the seasonal cycle and the Pacific ocean-atmosphère oscillator, *Science*, **264**, 72–74.

Tziperman E. L. S., Zebiak S. E. et Cane M., 1997 : Mechanisms of seasonal-ENSO interaction, *J. Atmosph. Sci.*, **54**, 61–71.

Valcke S., Terray L. et Piacentini A., 2000 : The OASIS coupled user guide version 2.4, Tech. Rep. TR/CMGC/00-10, CERFACS, 85 pp.

Vimont D. J. et Battisti D. S., 2001 : Footprinting : A seasonal connection between the tropics and mid-latitudes, *Geophys. Res. Let.*, **28(20)**, 3923–3926.

Vimont D. J., Battisti D. S. et Hirst A. C., 2002 : Pacific interannual and interdcadal equatorial variability in a 1000-yr simulation of the CSIRO coupled general circulation model, *J. Climate*, **15**, 160–178.

Walker G. T., 1928 : World weather, *Mon. Wea. Rev.*, **56**, 167–170.

Wang B. et An S.-I., 2002 : A mechanism for decadal changes of ENSO behavior : roles of background wind changes, *Climate Dyn.*, **18**, 475–486.

Wang C. et Picaut J., 2004 : Understanding ENSO Physics - A Review, *Earth Climate : The Ocean-Atmosphere Interaction. C. Wang, S.-P. Xie, and J. A. Carton, Eds., AGU Geophysical Monograph Series, in press.*

Wang B. et Wang Y., 1996 : Temporal structure of the Southern Oscillation as revealed by waveform and wavelet analysis, *J. Climate*, **9**, 1586–1598.

Wang C. et Weisberg R. H., 1998 : Climate variability of the coupled tropical-extratropical ocean-atmosphere system, *Geophys. Res. Let.*, **25(21)**, 3979–3982.

Wang C. et Weisberg R. H., 1999 : Effects of the wind speed-evaporation-SST feedback on the El Niño-Southern Oscillation, *J. Atmosph. Sci.*, **56**, 1391–1403.

Wang C. et Weisberg R. H., 2000 : The 1997-98 El Niño evolution relative to previous El Niño events, *J. Climate*, **13**, 488–501.

Wang X., Jin F.-F. et Wang Y., 2003 : A tropical ocean recharge mechanism for climate variability. Part II : a unifed theory for decadal and ENSO modes, *J. Climate*, **16**, 3599–3616.

Wang B., 1995 : Interdecadal changes in El Niño onset in the last four decades, *J. Climate*, **8**, 267–285.

Wang C., 2001 : A unified oscillator model for the El Niño-Southern Oscillation, *J. Climate*, **14**, 98–115.

Weisberg R. H. et Wang C., 1997 : A western Pacific oscillator paradigm for the El Niño-Southern Oscillation, *Geophys. Res. Let.*, **24**, 779–782.

White W. B., Tourre Y. M., Barlow M., et Dettinger M., 2003 : A delayed action oscillator shared by biennial, interannual, and decadal signals in the Pacific Basin, *J. Geophys. Res.*, **108(C3)**, 3070, doi :10.1029/2002JC001490.

White W. B., 1995 : Design of a global observing system for gyre-scale upper ocean temperature variability, *Progress in Oceanography*, Vol. 36, Pergamom, 169–217.

Wu L., Liu Z., Gallimore R., Jacob R., Lee D. et Zhong Y., 2003 : Pacific decadal variability : the Tropical Pacific Mode and the North Pacific Mode, *J. Climate*, **16**, 1101–1120.

Wyrtki K., 1975 : El Niño - The dynamic response of the equatorial Pacific ocean to atmospheric forcing, *J. Phys. Oceanogr.*, **5(4)**, 572–584.

Yeh S.-W. et Kirtman B. P., 2003 : On the relationship between the decadal and interannual SST variability in the North Pacific and tropical Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, **108(D11)**, 4344, doi :10.1029/2002JD002817.

Yeh S.-W., Dewitte B., Jhun J.-G. et Kang I.-S., 2001 : The characterisric oscillation induced by coupled processes between oceanic vertical modes and atmospheric modes in the tropical Pacific, *Geophys. Res. Let.*, **28(14)**, 2847–2850.

Yu B. et Boer G. J., 2004 : The role of the western Pacific in decadal variability, *Geophys. Res. Let.*, **31**, L02204, doi :10.1029/2003GL018471.

Yukimoto S., Endoh M., Kitamura Y., Kitoh A., Motoi T. et Noda A., 2000 : ENSO-like interdecadal variability in the Pacific Ocean as simulated in a coupled general circulaion model, *J. Geophys. Res.*, **105**, 13945–13963.

Zebiak S. E. et Cane M., 1987 : A model El Niño-Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2262–2278.

Zhang Y., Wallace J. M. et Battisti D., 1997 : ENSO-like interdecadal variability : 1900-93, *J. Climate*, **10**, 1004–1020.

Zhang R. H., Rothstein L. M. et Busalacchi A. J., 1998 : Origin of upper ocean warming and El Nino change on decadal scale in the tropical Pacific Ocean, *Nature*, **391**, 713–723.

Zhang L., Flügel M. et Chang P., 2003 : Testing the stochastic mechanism for low-frequency variations in ENSO predictability, *Geophys. Res. Let.*, **30(12)**, 1630, doi :10.1029/2003GL017505.

Ph.D. dissertation

AUTHOR : **Carole CIBOT**

TITLE : ***Decadal variability of tropical Pacific and low-frequency modulation of ENSO activity***

ADVISOR : Laurent TERRAY
CO-ADVISOR : Boris DEWITTE

PLACE and DATE of THESIS DEFENCE : CNRM, 8 july 2004

ABSTRACT :

The El Niño Southern Oscillation (ENSO), climate phenomenon located in the tropical Pacific, is a coupled ocean-atmosphere mode with a dominant time scale between 3 and 7 years. In addition, the amplitude of ENSO is low-frequency modulated, on a decadal to interdecadal time-scale. The objective of this thesis is to study the tropical decadal variability in a global atmosphere-ocean coupled general circulation model, and his link with the low frequency modulation of ENSO activity.
Results question the commonly accepted hypothesis that low frequency modulations of ENSO are due to decadal changes of the mean state characteristics, and suggest that it seems more appropriate to reason in terms of time scale interactions rather than in terms of direct causal relationships.

KEY WORDS :
ENSO (El Niño Southern Oscillation), tropical Pacific, ocean-atmosphere coupling, decadal variability, modelisation, time scale interactions.

SUBJECT :
Physics of climate : ocean-atmosphere interactions

LABORATORY ADDRESS :
CERFACS/CNRS Sciences de l'Univers au Cerfacs URA 1875
42 Avenue G. Coriolis 31057 Toulouse Cedex.

Thèse de doctorat

AUTEUR : **Carole CIBOT**

TITRE : ***Variabilité décennale dans le Pacifique tropical et modulation basse fréquence de l'activité ENSO***

DIRECTEUR de THÈSE : Laurent TERRAY
CO-DIRECTEUR de THÈSE : Boris DEWITTE

LIEU et DATE de SOUTENANCE : CNRM, le 8 juillet 2004

RÉSUMÉ :

El Niño Southern Oscillation (ENSO), phénomène climatique ayant pour siège le Pacifique tropical, oscille à des périodes caractéristiques comprises entre 3 et 7 ans. Son intensité s'avère de plus modulée à basse fréquence (à des échelles de temps décennales à inter-décennales). Cette thèse se propose d'étudier, à l'aide d'un modèle couplé global de circulation générale, la variabilité décennale du Pacifique tropical et son lien avec la modulation basse fréquence de l'activité ENSO.
Les résultats remettent en cause l'hypothèse communément admise selon laquelle la modulation basse fréquence d'ENSO est due aux fluctuations décennales des caractéristiques de l'état moyen, et suggèrent de remplacer les raisonnements habituels de "cause à effet" par des raisonnements de "connections" entre échelles de temps.

MOTS-CLEFS :
ENSO (El Niño Southern Oscillation), Pacifique tropical, couplage océan-atmosphère, variabilité décennale, modélisation, interactions d'échelles.

DISCIPLINE :
Physique du climat : interactions océan-atmosphère

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE :
CERFACS/CNRS Sciences de l'Univers au Cerfacs URA 1875
42 Avenue G. Coriolis 31057 Toulouse Cedex.