



HAL
open science

Les échanges océan-atmosphère dans l'Atlantique subtropical nord-est : apports de Météosat

Olivier Bauer

► **To cite this version:**

Olivier Bauer. Les échanges océan-atmosphère dans l'Atlantique subtropical nord-est : apports de Météosat. Océan, Atmosphère. Université de Nice Sophia-Antipolis, 1996. Français. NNT: . pastel-00956592

HAL Id: pastel-00956592

<https://pastel.hal.science/pastel-00956592v1>

Submitted on 6 Mar 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE NICE - SOPHIA ANTIPOLIS
Ecole Doctorale des Sciences Pour l'Ingénieur

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

spécialité

Sciences de l'Ingénieur

par

Olivier BAUER

Sujet :

LES ECHANGES OCEAN-ATMOSPHERE DANS L'ATLANTIQUE SUBTROPICAL NORD-EST : APPORTS DE METEOSAT

Soutenue le 4 décembre 1996 à l'Ecole des Mines de Paris, devant le jury composé de :

M. Albert PAPIERNIK
Mme Kristina KATSAROS
M. Claude KLAPISZ
M. Nicholas MURRAY
M. François CAUNEAU
M. Lucien WALD

Laboratoire d'électronique - UNSA
IFREMER - Centre de Brest
Université de Paris 7
JRC - Site d'Ispra
Ecole des Mines de Paris
Ecole des Mines de Paris

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE NICE - SOPHIA ANTIPOLIS
Ecole Doctorale des Sciences Pour l'Ingénieur

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

spécialité

Sciences de l'Ingénieur

par

Olivier BAUER

Sujet :

LES ECHANGES OCEAN-ATMOSPHERE DANS L'ATLANTIQUE SUBTROPICAL NORD-EST : APPORTS DE METEOSAT

Soutenue le 4 décembre 1996 à l'Ecole des Mines de Paris, devant le jury composé de :

M. Albert PAPIERNIK	Laboratoire d'électronique - UNSA	Président
Mme Kristina KATSAROS	IFREMER - Centre de Brest	Rapporteur
M. Claude KLAPISZ	Université de Paris 7	Rapporteur
M. Nicholas MURRAY	JRC - Site d'Ispra	Examineur
M. François CAUNEAU	Ecole des Mines de Paris	Examineur
M. Lucien WALD	Ecole des Mines de Paris	Examineur

REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord M. Albert PAPIERNIK, professeur à l'Université de Nice-Sophia Antipolis pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse, après avoir accepté mon inscription dans la formation doctorale "Propagation, Télécommunications et Télédétection" dont il est responsable.

J'exprime ma très grande reconnaissance à Mme Kristina KATSAROS, professeur à l'IFREMER de Brest et à M. Claude KLAPISZ, professeur à l'Université de Paris 7, qui ont accepté d'exercer le rôle de rapporteurs. Leurs remarques ont été constructives pour la rédaction de ce manuscrit et je les remercie sincèrement pour l'intérêt qu'ils ont témoigné à son égard.

Ce travail de thèse a bénéficié du soutien du *Joint Research Centre* d'Ispra par l'intermédiaire de M. Nicholas MURRAY que je tiens à remercier vivement pour m'avoir fait l'honneur de prendre part au jury. A travers lui, je remercie toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu collaboré à Ispra, en particulier Christoph ZUELICHE.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse, M. Lucien WALD, qui m'a proposé ce sujet captivant, m'a encouragé dans mes démarches et a fait montre d'une grande disponibilité ainsi que d'une toute aussi grande, mais indispensable, rigueur dans le suivi de mon travail. Cette thèse a également bénéficié du co-encadrement de M. François CAUNEAU dont les conseils avisés m'ont été utiles dans les étapes successives de recherche et dont les compétences en matière scientifique, et autres, m'ont permis de bien appréhender le contexte de l'étude, à vocation multidisciplinaire.

Je tiens tout particulièrement à remercier M. Michel ALBUISSON qui a toujours fait preuve d'un très grand calme et d'une patience sans limite malgré toutes mes questions, parfois anodines, concernant la télédétection de près ou de loin. Ses compétences tant en informatique qu'en analyse statistique et traitement des images m'ont permis de ne pas sombrer dans les méandres de la programmation.

J'aimerais exprimer ma profonde sympathie aux doctorants qui ont partagé mon bureau durant ces dernières années : Brice ANSELME, Jérôme BIJAOUÏ et Luce CASTAGNAS avec lesquels j'ai eu de très nombreuses discussions animées. Je remercie aussi toutes les personnes, élèves-chercheurs et ingénieurs de recherche, qui font partie du Groupe Télédétection & Modélisation de l'Ecole des Mines de Paris ou y ont séjourné, pour leurs conseils, encouragements et discussions fructueuses : Hans Georg BEYER, Valérie BILLAT, Philippe BLANC, Isabelle COULOIGNIER, Dominique DURAND, Axel IEHLE, Karine JALOUSTRE, Aristomenis KARAGEORGIS, Mireille LEFEVRE, Marc MANGOLINI, Mario MARTINOLI, Lionel MENARD, Sophie NEROT-SALHI, Thierry RANCHIN, Mohamed Saber NACEUR ainsi que les stagiaires très sympathiques que j'ai pu côtoyer : Laurent BEAUDOIN, Pascale FRIQUET, Antoine HUGUET, Séverine JULLIEN, Lourdes RAMIREZ SANTIGOSA, Lionel SINEGRE et Veli Pekka VALTONEN.

Je tiens aussi à remercier tous les autres protagonistes du Centre d'Energétique, en particulier Thierry COUTIER, Christian DUMBS, Gilles GUERASSIMOFF, Georges KARINIOTAKIS, Slimane MELKA, David PICOT, Jérôme PLANET, Benjamin RAVARY, Arnaud RIGACCI, Michel VANDENBERGH qui m'ont toujours apporté leur soutien moral, dans la bonne humeur.

J'exprime ma plus grande sympathie aux quelques personnes de la gent féminine, responsables de la communication et du secrétariat, à savoir Mesdames Roseline ADDE-WALD, Christine GSCHWIND et Marie-Jeanne NAERT pour toujours garder autant que faire se peut un sourire jovial qui met de bonne humeur le matin.

Enfin, merci à tous ceux qui n'ont pas été cités ci-dessus, mais qui ont contribué d'une manière ou d'une autre au bon déroulement de la thèse.

Chapitre 1

INTRODUCTION

La Terre constitue un système qui reçoit l'essentiel de son énergie du soleil et fonctionne par les échanges qui s'effectuent entre les différents compartiments : terre solide, hydrosphère, atmosphère, cryosphère et biosphère. Les lois physiques fondées sur les principes de conservation de l'énergie et de la masse ont permis à de nombreux scientifiques d'élaborer des théories de plus en plus complexes et précises sur les processus gouvernant les échanges, et par conséquent la répartition des climats à la surface terrestre.

Depuis vingt-cinq ans, les concepts physiques en climatologie ont largement évolué (Pinker, 1990). Ce laps de temps correspond au lancement des premiers satellites opérationnels à vocation essentiellement météorologique : il s'agit des générations successives, d'une part de satellites géostationnaires avec la série des *Geostationary Operational Environmental Satellite* (GOES, le premier en 1975), la série des *Geostationary Meteorological Satellite* (GMS) et celle des METEOSAT, et d'autre part de satellites à orbite défilante avec la série des *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA, en 1972). Les météorologues ont donc été parmi les premiers à apprécier les possibilités offertes par les plates-formes spatiales en orbite autour du globe terrestre ; celles-ci embarquent des instruments capables de mesurer les rayonnements réfléchis par l'atmosphère et la surface terrestre dans plusieurs bandes spectrales, de façon répétitive et sur de grandes surfaces de notre planète.

Les potentialités satellitaires en terme de résolutions spectrale, spatiale et temporelle se sont accrues au fil des années ; elles ont contribué à l'essor d'une nouvelle discipline : la télédétection spatiale dont le but est d'analyser les images numériques de la Terre et d'en extraire des informations utilisables dans de nombreux domaines d'application tels que la météorologie, l'océanographie, l'agronomie, l'hydrologie ou encore la cartographie pour n'en citer que quelques-uns. Ces données concernant la surface terrestre, qu'elles soient sous forme d'images de satellites ou de données traitées, constituent une source d'information utile et, dans certaines conditions, essentielle. C'est le cas des surfaces océaniques pour lesquelles la communauté scientifique ne dispose que d'un nombre assez réduit de mesures *in situ*. Celles-ci, collectées par des navires commerciaux, ont permis l'élaboration de cartes de bilan énergétique à la surface des océans pour une échelle spatiale de plusieurs centaines de kilomètres. Mais ces atlas climatologiques des flux d'énergie et de matière, déterminés par des moyennes de mesures *in situ* sur des dizaines d'années, ne représentent en définitive qu'une

photographie "instantanée" d'une réalité extrêmement fluctuante. En effet, le climat, en tant que comportement moyen du système formé par l'atmosphère et l'océan obtenu en lissant ce que l'on pourrait appeler la turbulence météorologique, est variable à toutes les échelles de temps et d'espace ; d'où la nécessité d'aborder les phénomènes qui régissent les comportements de l'eau et de l'air d'un point de vue dynamique, en étudiant les processus d'échanges se déroulant à l'interface océan-atmosphère.

Cette approche est possible avec les satellites, qui, à cause de leur grande couverture spatiale, leurs résolutions temporelle et spectrale élevées, sont apparus comme des outils indispensables dans l'étude des flux de surface. Les satellites se présentent comme un instrument rapide et efficace des connaissances météorologiques et de prévision à court terme. Les instruments variés embarqués sur les plates-formes spatiales permettent l'acquisition d'une information synoptique et rapidement transmise depuis l'espace. Par exemple, les satellites METEOSAT apportent une vision cinématique de l'atmosphère, les images acquises toutes les demi-heures permettant le suivi des mouvements de tous les systèmes nuageux. Les données satellitaires sont le fondement des modèles du bilan radiatif intégrant le couplage dynamique des milieux océanique et atmosphérique, les échanges à leur interface *i.e.* tous les phénomènes qui constituent la base de la climatologie.

Le signal mesuré par les capteurs satellitaires intègre l'influence de nombreux facteurs, ce qui augmente considérablement la difficulté d'interprétation des données. Mais cela met en relief la complexité des phénomènes observables depuis l'espace et permet la détermination des composantes du bilan énergétique à la surface océanique, par exemple. Cette dernière phase n'est pas directe en raison des interactions avec l'atmosphère du rayonnement réfléchi vers le capteur satellitaire. Les quatre composantes majeures du bilan thermique à la surface des océans —le flux solaire net, le flux ondes longues net, le flux de chaleur latente et le flux de chaleur sensible— sont déterminés à l'aide de modèles dont les paramètres se déduisent des données satellitaires. Celles-ci proviennent surtout des capteurs imageurs dans les domaines du visible et de l'infrarouge, à bord de satellites géostationnaires (type METEOSAT) ou héliosynchrones polaires (type NOAA). L'incorporation de ces nouvelles connaissances dans les modèles globaux du système océan-atmosphère, modèles de circulation générale atmosphérique et océanique, et maintenant modèles couplés océan-atmosphère, permettra une meilleure prévision des variations climatiques, globales dans un premier temps, puis régionales dans un futur proche, à moyen terme, et sans doute à long terme.

Cette thèse s'inscrit dans le contexte général de l'étude des changements du climat à l'échelle du globe et se focalise sur les surfaces océaniques, d'un grand intérêt au niveau des échanges d'énergie avec l'atmosphère. En effet, l'océan réagit dans son ensemble à plus ou moins longue échéance, à toute modification locale de son état de mouvement, ou des propriétés physiques de l'eau ou de l'atmosphère qui la surmonte. L'importance météorologique des étendues océaniques et de leurs

Nous consacrerons la troisième partie à la détermination du flux ondes longues net à la surface océanique. Nous analyserons d'abord les résultats obtenus à l'aide de relations semi-empiriques. Une recherche bibliographique permettra de sélectionner une méthode opérationnelle plus complexe afin de calculer le flux ondes longues incident à la surface : ce modèle, celui de Schmetz *et al.* (1986), sera appliqué dans un premier temps aux mesures *in situ* afin d'en tester la validité sur l'océan et nous envisagerons son applicabilité aux données METEOSAT sur notre zone d'intérêt.

Enfin, une première approche sera envisagée, concernant l'un des aspects physiques du système climatique le moins connu : le rôle de la nébulosité sur les flux radiatifs et turbulents. Nous aborderons d'abord la relation qui peut exister entre l'ennuage et les flux radiatifs. Puis, nous nous limiterons essentiellement à une étude qualitative en considérant diverses situations classées selon la nature du ciel observé. C'est l'objet de cette ultime partie.

Chapitre 2

LES ECHANGES OCEAN-ATMOSPHERE

Dans un premier temps, nous définissons dans ce chapitre le contexte de l'étude en précisant des notions telles que climatologie, variables, système et variabilités climatiques, circulations générales atmosphérique et océanique, couches limites. Il s'agit dans un second temps d'examiner l'importance, le poids des principaux flux les uns par rapport aux autres, et leurs variabilités à différentes échelles spatiales et temporelles en considérant le bilan total d'énergie à plusieurs niveaux d'altitude.

La description des ordres de grandeur des flux d'énergie et de masse commence au sommet de l'atmosphère où les phénomènes mis en jeu sont purement radiatifs. A mesure que l'on s'approche de la surface, des processus non radiatifs liés à la convection et à la turbulence atmosphérique prennent place dans des bilans zonaux et régionaux. Enfin, au niveau local, les flux radiatifs et turbulents prennent des valeurs extrêmement variables selon l'échelle temporelle considérée : cette approche nous permet de mettre en évidence les mécanismes complexes résultant en des échanges d'énergie et de matière à l'interface océan-atmosphère, liés aux mouvements dynamiques des deux fluides en contact.

L'estimation des flux de surface passe par la connaissance *a priori* de nombreux paramètres climatiques ; ces derniers sont reliés par des relations empiriques et/ou statistiques ; ils sont déterminés à l'aide de mesures directes *in situ* ou par l'intermédiaire de données satellitaires.

Après avoir parcouru les avantages et inconvénients des différents moyens de mesure actuels, nous exposons les trois principales méthodes de restitution des flux de surface qui reposent en fait sur des aspects théoriques bien définis dans la théorie de similitude de Monin-Obukhov.

Enfin dans une dernière partie nous fixons la paramétrisation utilisée pour la détermination des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère, sachant que nous allons focaliser notre étude à la fois sur une échelle régionale pour le calcul de flux climatologiques et sur une échelle locale pour l'estimation de flux instantanés. Ce chapitre n'étant qu'une entrée en matière, le lecteur intéressé trouvera avantage à consulter les divers ouvrages de référence cités, qui donnent une description détaillée des phénomènes océaniques et atmosphériques présentés, à savoir : sur le climat, les exposés de Trewartha (1968) et Pédelaborde (1991) ; sur l'atmosphère et ses aspects radiatifs, Liou (1980) et

Houghton (1986), et ses aspects dynamiques, Holton (1972) ; pour une introduction sur l'océan, on consultera Vanney (1991) et Minster (1994), pour poursuivre avec Lacombe (1965) et Ivanoff (1972) en ce qui concerne l'océanographie physique ; enfin, une première approche de la météorologie dans son ensemble est utile avec Triplet et Roche (1977). La théorie des couches limites peut se trouver dans les traités de Businger (1978) et de Cousteix (1989) ; les principes fondamentaux de la télédétection sont décrits dans Becker (1978).

2.1 Généralités

2.1.1 Notions sur le système climatique

Le climat, on s'en doute, n'est pas une grandeur mesurable. Dans le contexte des géographes et des météorologues, le climat est considéré comme quelque chose de solide, ou en tout cas de si peu variable qu'il peut être assimilé à une référence fixe. On le caractérise alors, en un lieu donné, par la valeur moyenne sur trente ans d'un certain nombre de grandeurs physiques variables (Pédelaborde, 1991), ce qui implicitement revient à faire une hypothèse de stationnarité des paramètres climatiques sur cette période. Cette approche purement descriptive, et en quelque sorte statique, de la climatologie est d'une grande utilité pratique, mais elle est insuffisante pour aborder les questions de variabilité climatique. Ce problème nécessite le développement d'une climatologie dynamique prenant en compte les bases physiques du fonctionnement du système climatique, et particulièrement de l'atmosphère qui est le milieu dans lequel se définissent les divers paramètres météorologiques qui conditionnent le climat.

La description du climat peut être formalisée comme un problème d'estimation des paramètres climatiques à partir des séries temporelles d'observation des paramètres météorologiques. Rappelons à ce sujet que la météorologie permet une description et une prévision précise et déterministe des conditions atmosphériques alors que la climatologie — l'étude du climat ! — doit nécessairement se limiter à une représentation probabiliste des événements atmosphériques. De même l'on convient d'appeler "paramètres climatiques" les paramètres caractérisant une représentation statistique des états atmosphériques, par opposition aux "paramètres météorologiques" qui décrivent l'état instantané de l'atmosphère. Exemples : température moyenne (son cycle annuel), vitesse moyenne du vent, distribution des directions d'où il souffle, durée d'insolation, la quantité de pluie (sa répartition sur l'année), ...

La variabilité est un caractère intrinsèque du climat : c'est un déplacement de l'équilibre qui se traduit par un changement de climat c'est-à-dire une modification en quelque sorte du niveau de consigne du climat moyen. La variabilité climatique a essentiellement deux origines : des causes externes telles que l'inconstance du flux radiatif émis par le soleil, les changements de la composition

de l'air (gaz à effet de serre par exemple), et des rétroactions internes induites par des constantes de temps très différentes dans les diverses parties du système climatique. La situation d'équilibre du climat se réduit à l'existence de fluctuations autour du climat moyen, sans qu'il n'y ait d'évolution irréversible dans un sens ou dans l'autre.

Les climats dépendent d'un ensemble de processus astronomiques, physiques, chimiques et biologiques, opérant sur une très large gamme d'échelles spatiales et temporelles, avec de nombreuses interactions parfois extrêmement complexes entre les différents composants - atmosphère, hydrosphère, cryosphère et biosphère notamment - de ce que l'on peut appeler le système climatique.

Le système climatique réel est un système qui existe dans les trois dimensions spatiales - latitude, longitude, altitude dans l'atmosphère ou profondeur dans l'océan - et dans le temps. Toutes les questions pratiques doivent se poser en considérant les fluctuations météorologiques, les cycles annuels et diurnes, les anomalies climatiques comme celles associées aux événements *El Niño* - *Southern Oscillation* (ENSO), liés aux diverses rétroactions de toute origine (physique, chimique, anthropique), et aux variabilités (forçages internes et externes...).

La partie du système climatique la plus variable est constituée par l'atmosphère dont la circulation générale détermine la répartition des divers climats à la surface du globe. Elle constitue une sorte de filtre qui contrôle les échanges radiatifs entre la surface du globe et l'espace, et joue un rôle moteur dans le cycle hydrologique qui contribue aux variations d'albédo (neige, nuages) et aux échanges avec les autres parties du système climatique.

L'océan, composant majeur de l'hydrosphère, qui occupe deux tiers de la surface de la planète, intervient sur le climat de deux manières : directement par des échanges thermodynamiques et indirectement par des échanges biogéochimiques. L'océan joue, vis-à-vis du climat, un rôle que l'on peut qualifier de régulateur. Quand il est chauffé par le rayonnement solaire, il réagit par le stockage d'une partie de l'énergie et par l'évaporation. Quand il est refroidi, il réagit par des mouvements convectifs verticaux qui apportent de la chaleur à la surface. Le résultat est que la température de surface de l'océan, en un lieu donné, ne varie guère de plus de 1°C au cours d'une journée et de 10°C au cours de l'année alors que cette variation peut atteindre 80°C à la surface de certaines zones terrestres. D'une manière générale, la réponse de l'océan aux variations d'apports énergétiques est relativement lente, et il s'ensuit un décalage dans le temps des efforts induits, ainsi qu'un décalage dans l'espace en raison des courants. L'océan est donc un agent de variations climatiques, avec des conséquences concrètes bien visibles tel le phénomène *El Niño*, par exemple.

En fait il est fondamental de prendre en compte le fonctionnement thermodynamique de l'océan couplé à l'atmosphère pour prévoir le climat qui régnera au-delà de quelques semaines et prévoir l'influence des activités humaines sur l'évolution du climat à moyen terme, sur quelques

dizaines d'années. Pour y parvenir, il y a deux voies possibles et complémentaires : la modélisation et l'observation. Actuellement, ni la puissance des ordinateurs, ni encore moins les moyens d'observation ne peuvent permettre de décrire simultanément les phénomènes physiques à toutes les échelles de temps et d'espace qui seraient nécessaires pour une compréhension parfaite.

2.1.2 Notions de circulations générales de l'atmosphère et de l'océan

Les paramètres météorologiques peuvent dans une certaine mesure être influencés par des facteurs purement locaux (nature du sol, couvert végétal, rugosité) qui contribuent à modifier les bilans thermiques et hydriques en surface et la turbulence dans les basses couches de l'atmosphère, et produire des variations que l'on qualifie de microclimats. A une échelle plus grande, les variations de topographie peuvent conduire à des particularités régionales.

Cependant, ces variations n'apparaissent en définitive que comme des adaptations locales et régionales d'une circulation atmosphérique à l'échelle planétaire qui détermine l'origine et les propriétés des masses d'air advectées en un endroit donné, et dont dépend la plus grande partie de la variabilité atmosphérique. Ces mouvements d'une échelle de plusieurs milliers de kilomètres constituent ce que l'on appelle la circulation générale atmosphérique.

Cette circulation d'échelle planétaire a son origine dans un déséquilibre énergétique permanent entre les diverses parties de l'atmosphère, alimenté par la répartition inégale du rayonnement solaire. En moyenne globale, l'énergie solaire nette absorbée par l'atmosphère et la surface terrestre doit être égale à l'énergie infrarouge rayonnée vers l'espace par la planète. Cependant, le réchauffement solaire est fortement dépendant de la latitude, avec un maximum à l'équateur et un minimum aux pôles. Au contraire, le rayonnement infrarouge sortant ne dépend que peu de la latitude. Ainsi, il y a un excès de rayonnement dans la région équatoriale et un déficit dans les régions polaires. Cette différence dans le réchauffement terrestre crée un gradient de température dirigé de l'équateur vers les pôles.

L'atmosphère peut être considérée comme un système thermodynamique maintenu hors d'équilibre par des échanges radiatifs avec l'espace, absorption de rayonnement solaire et émission de rayonnement infrarouge, à sa frontière supérieure, et par des échanges d'énergie, de matière et de quantité de mouvement avec la surface du globe terrestre : océans, glaces polaires, sol et végétation. Les gradients de densité, résultant de l'hétérogénéité spatiale de ces échanges énergétiques, et les forces de pression qui leur sont associées, donnent naissance aux mouvements atmosphériques.

Si l'on assimile l'atmosphère à un moteur thermique fonctionnant entre une source chaude et une source froide, dans la cellule de Hadley, l'air s'élève à l'équateur (convection thermique), qui constitue la source chaude, et descend vers le trentième parallèle, la source froide, c'est-à-dire qu'il transforme en énergie cinétique l'énergie potentielle créée par le contraste thermique. Cette origine

thermodynamique de l'énergie nécessaire à la circulation générale ne peut plus guère s'admettre aujourd'hui (Pédelaborde, 1991). En dehors de la cellule équatoriale, il est impossible de distinguer une circulation verticale de ce type thermique. On admet universellement de nos jours que les échanges s'effectuent de proche en proche, et non par un courant continu du pôle vers l'équateur. Il y a donc des échanges à des échelles inférieures et s'il y a un transport sur des milliers de kilomètres, c'est par transfert entre mouvements d'échelle caractéristique de l'ordre de mille kilomètres (grandes perturbations).

Par conséquent, les mouvements de grande échelle ont tous une cause essentiellement dynamique. Les effets thermiques n'interviennent en somme que comme des phénomènes forcés secondaires, en ce sens que l'énergie qu'ils mettent en jeu est petite, comparée à celle qui est transformée par les effets dynamiques. La circulation générale atmosphérique est donc déterminée à la fois par des causes thermiques et par des causes mécaniques. Les facteurs thermiques tendent à établir une circulation méridienne, les facteurs mécaniques, une circulation zonale en altitude surtout. La circulation réelle, beaucoup plus complexe, résulte de la combinaison de ces deux effets.

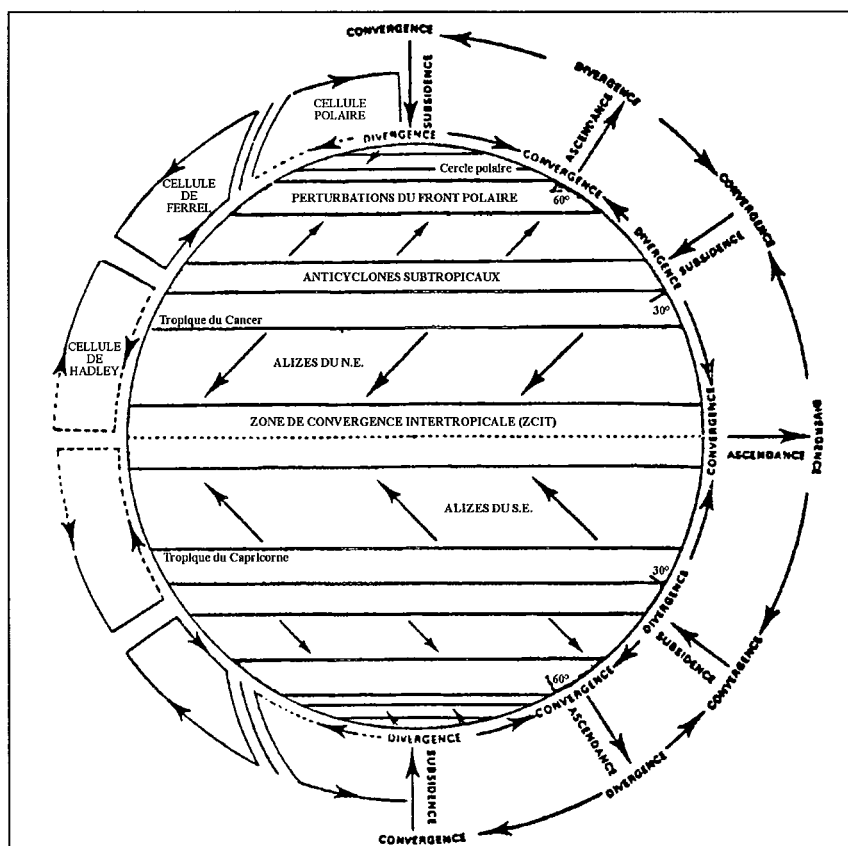


Figure 2.1 - Représentation schématique de la circulation générale atmosphérique d'après Blanchet (1987). L'explication tricellulaire de Rossby réalise une large synthèse qui rend compte à la fois des mouvements zonaux et des mouvements méridiens. Toute la circulation générale atmosphérique s'expliquerait essentiellement par des combinaisons et des ajustements de forces.

La figure 2.1 donne un aperçu de la complexité de la circulation générale atmosphérique qui se subdivise en plusieurs cellules selon la latitude (cellules de Hadley, de Ferrel et polaire), la structure dans les régions polaires étant encore mal connue ; en effet, le facteur climatique essentiel de la zone tempérée est l'interférence des deux masses d'air tropicale et polaire. Celles-ci ne se mélangent pas, mais restent séparées par une surface théorique que l'on appelle une discontinuité ou front : c'est le front polaire bien visible sur la figure 2.1. Indiquons tout de suite que d'une part, ce front polaire doit s'entendre au sens large car il existe en réalité une multitude de discontinuités, liées à la présence d'une zone d'instabilité barocline. D'autre part la notion de front polaire n'est pas admise théoriquement par tous les météorologistes et est sujette à discussion.

Le rôle de régulateur du climat à diverses échelles de temps est assuré par l'océan ; il s'explique par le biais de la circulation générale océanique qui présente une organisation analogue à celle de l'atmosphère.

Si la température des océans reste en moyenne constante d'une année à la suivante, et ceci à toutes latitudes, c'est grâce à l'état de mouvement des eaux qui permet d'évacuer vers les régions polaires défavorisées, à l'exception des polynies où l'évaporation est intense, l'énergie solaire emmagasinée aux faibles latitudes. C'est une des conséquences visibles de la circulation océanique qui régit en grande partie la répartition verticale des températures, sauf dans la couche superficielle, où généralement l'énergie solaire et les échanges thermiques avec l'atmosphère constituent les facteurs prédominants. Cette circulation générale océanique englobe deux grands phénomènes : d'une part, une circulation plus ou moins superficielle, attribuée aux vents ; d'autre part, une circulation thermodynamique ou "thermohaline", liée aux variations de densité de l'eau. En effet, si la densité des eaux de surface devient, par diminution de la température ou par augmentation de la salinité, supérieure à celle des eaux sous-jacentes, des mouvements de convection dite thermohaline prennent naissance, les eaux de surface coulant jusqu'aux surfaces isopycnes correspondant à leur densité. Ces mouvements de convection thermohaline peuvent parfois s'étendre sur plusieurs milliers de mètres, comme c'est le cas dans les zones de formation des eaux profondes ; plus souvent, ils se limitent à la couche superficielle où ils se composent avec les mouvements induits par les vents. Les eaux de surface coulent non seulement dans les régions où leur densité est particulièrement grande, mais également dans les zones de convergence des courants de surface. Bien entendu ces mouvements descendants de l'eau doivent s'accompagner quelque part de mouvements inverses, ascendants appelés *upwellings* en anglais.

L'océan affecte le climat car les courants transportent de la chaleur : il s'effectue un transport net de chaleur de l'équateur vers les pôles lorsque de l'eau chaude s'écoule vers les hautes latitudes pour se refroidir au contact de l'atmosphère. Les océans contribuent pour environ 50% au transport méridien de chaleur dans le système océan-atmosphère comme l'indique la figure 2.2.

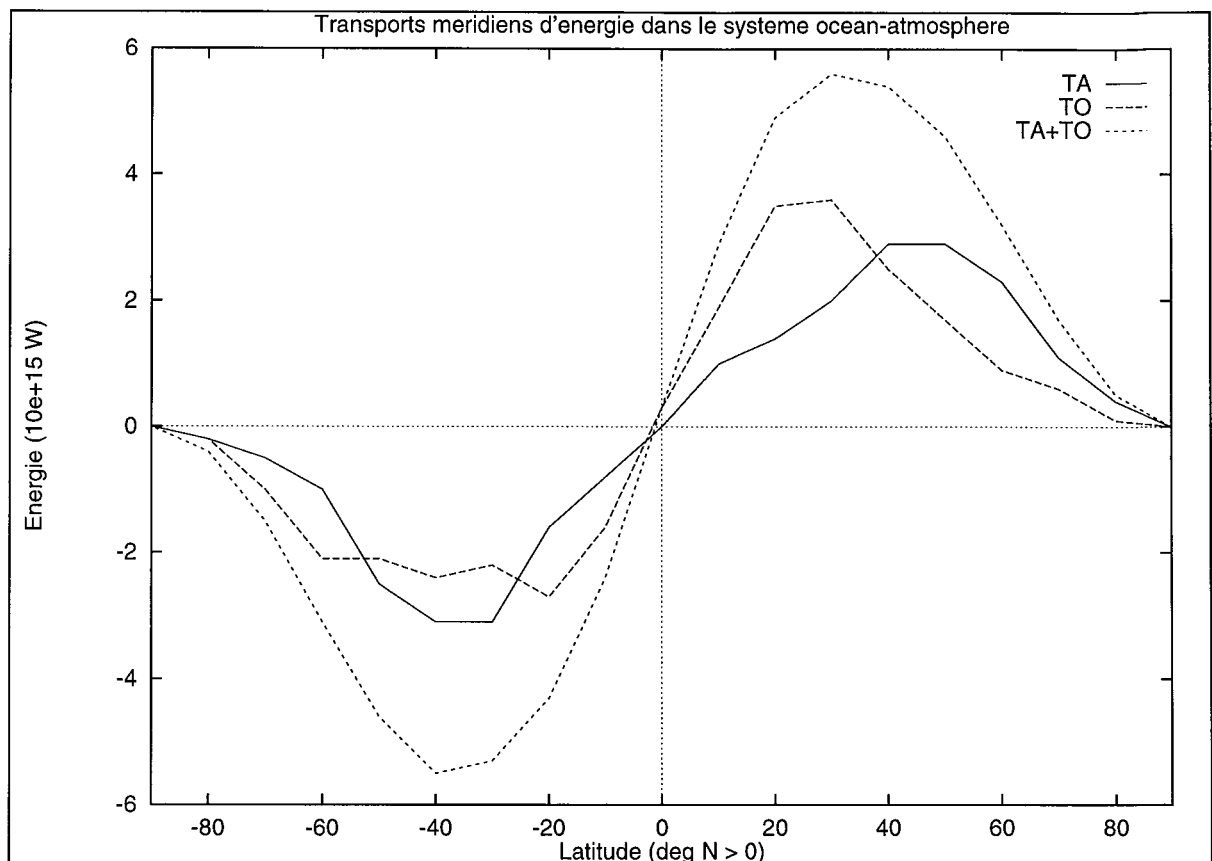


Figure 2.2 - Transports méridiens de chaleur exprimés en 10^{15} W, dus aux courants atmosphériques (T_A) et océaniques (T_O) en moyenne annuelle d'après Carissimo et al. (1985). La courbe (T_A+T_O) représente la somme totale d'énergie transportée de l'équateur vers les pôles dans le système océan-atmosphère ; elle montre une asymétrie importante entre les deux hémisphères, due à leurs différences physiques et géographiques : plus de continents dans l'hémisphère nord par exemple. Remarquons aussi que le réchauffement dû aux courants océaniques aux moyennes latitudes est plus important que celui dû aux mouvements atmosphériques, avec des valeurs plus élevées dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud.

Une étroite interaction s'établit entre océans et atmosphère, la répartition spatiale de l'énergie transmise à cette dernière par les océans étant régie principalement par les grands courants marins, qui réciproquement sont entretenus par les courants atmosphériques ; ceux-ci dépendent eux-mêmes de la répartition spatiale de l'énergie transmise à l'atmosphère par les océans. Ce cycle confirme que océans et atmosphère constituent un système couplé.

2.1.3 Couches limites océan-atmosphère

Le système océan-atmosphère peut être symbolisé par une succession de couches qui lui confère une structure étagée, représentée sur la figure 2.3.

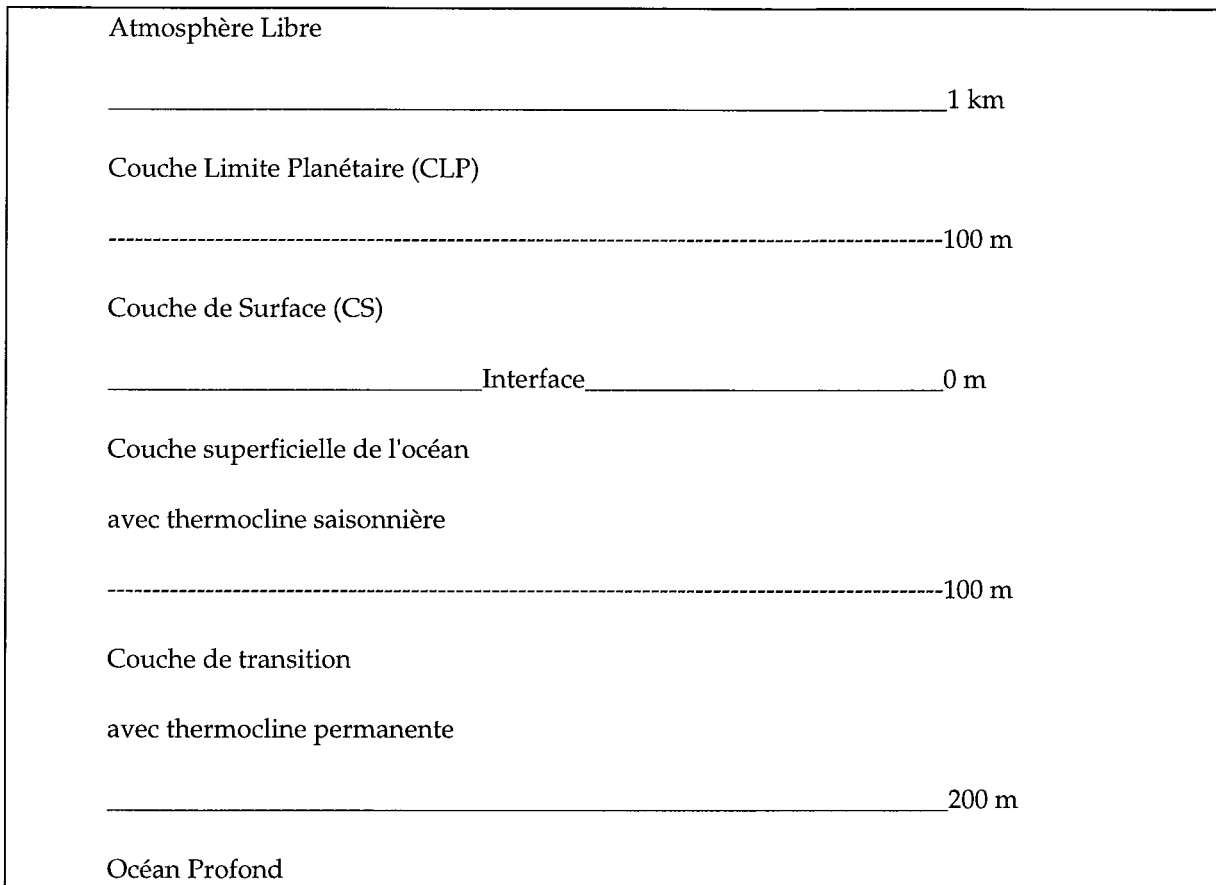


Figure 2.3 - Structure étagée du système océan-atmosphère. L'échelle des altitude et profondeur n'est pas respectée. Les chiffres indiqués représentent des valeurs moyennes pour les épaisseurs des diverses couches.

2.1.3.1 Partie atmosphère

Selon la valeur des flux turbulents, il est possible de différencier classiquement plusieurs couches atmosphériques selon la verticale. A partir du haut de la figure 2.3, nous distinguons d'abord l'atmosphère libre qui commence au sommet de la couche limite planétaire (CLP), c'est-à-dire à l'altitude où les flux turbulents deviennent négligeables, soit une hauteur de l'ordre du kilomètre variable avec la stratification thermique.

Puis, la couche limite planétaire (CLP) qui représente la partie de l'atmosphère dans laquelle les influences dynamiques et thermiques de la surface terrestre sont directement et constamment sensibles. Ces influences perturbatrices étant généralement génératrices d'instabilités diverses et de turbulence, la CLP pourra être définie de façon à peu près équivalente comme la zone inférieure de l'atmosphère soumise de façon continue à l'action de la turbulence. Elle est caractérisée par des flux turbulents non nuls et des profils de vent, soit spiralés dans le cas stable, soit mélangés dans le cas instable. La formation de la CLP est une conséquence des interactions entre l'atmosphère et sa surface sous-jacente. La surface fonctionne comme une source ou une perte d'énergie, par chaleurs sensible et

latente, et de quantité de mouvement, vers l'atmosphère. Cependant la CLP n'est pas très bien définie, comme par exemple dans les trois cas de figure suivants :

- Dans le cas d'une forte instabilité au-dessus d'une couche "profonde" d'atmosphère, la CLP est difficile à décrire car il y a présence de nuages convectifs et d'averses. En principe, pratiquement toute la région de la troposphère fait partie de la CLP. Cependant, l'interaction de l'atmosphère est à la fois directe et indirecte, et une compréhension des processus convectifs à méso-échelle ainsi que de la dynamique des nuages est nécessaire. Dans ce cas, la CLP est souvent définie comme la couche s'étendant de la surface à la base des nuages.

- Dans le cas d'une atmosphère stratifiée stable, les échanges turbulents verticaux sont supprimés et le couplage entre couches adjacentes est atténué. La CLP stable est par conséquent souvent complexe, incluant des ondes internes, de gravité, des nappes de turbulence... Les conditions d'état stable et d'uniformité horizontale sont rarement remplies.

- Le plus grand groupe de phénomènes de couche limite est causé par la non uniformité de la surface. Il n'y a pas seulement les variations de rugosité, de température, d'humidité et d'albédo, mais aussi les effets orographiques qui produisent des circulations à plus petite ou plus grande échelle. Dans ce cas c'est l'approximation de stratification plane qui est mise en cause puisque l'on se ramène à une configuration de l'écoulement turbulent autour d'un obstacle.

La variabilité de la surface due aux effets de terrain, à la rugosité, et de l'atmosphère avec les conditions de stabilité ou de stratification, conduit à un grand nombre de conditions limites de sorte qu'il est difficile de donner un ordre de grandeur de la CLP. En général, la limite supérieure de la CLP est définie par la couche d'inversion, autrement dit l'endroit où la température augmente avec l'altitude.

Néanmoins, dans les zones de hautes pressions subtropicales qui correspondent à des zones de subsidence de la circulation atmosphérique, la hauteur de la CLP est minimale ; elle varie de 1 à 2 km. Les turbulences d'origine mécanique provoquées par le cisaillement de vent élève le taux d'humidité. La diminution de température avec l'altitude entraîne, suivant la loi de Clausius-Clapeyron (voir Annexe B), une sursaturation de l'air expliquant la présence de petits nuages sous la couche d'inversion. Ces petits nuages étendus sont importants pour le climat car ils ont un albédo fort et changent ainsi le rayonnement absorbé par l'océan. Ils sont délicats et de faibles changements de conditions les font disparaître. Dans les zones tropicales de basses pressions, les variations de flottabilité entraînent une forte activité convective, d'où la formation de nuages à haute structure verticale, élevant la couche d'inversion à des altitudes pouvant atteindre 15 km. Pendant ces formations orageuses, beaucoup d'eau est advectée. Une partie redescend sous forme de pluie et de grêle, l'atmosphère gagnant de l'énergie par restitution de chaleur latente, l'autre partie est transportée

vers les hautes latitudes par la circulation générale atmosphérique. On observe donc des variations importantes, de l'ordre de 1 à 15 km, de l'épaisseur de la CLP selon les conditions de pression et de température.

Nous trouvons ensuite la couche de surface (CS), aussi dénommée couche "à flux constants", à l'exception des zones de transition : c'est la partie basse de la CLP à l'intérieur de laquelle il est possible de négliger la rotation due à la force de Coriolis (Holton, 1972). Elle est caractérisée par des flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur ne variant que peu avec l'altitude, donc supposés constants : en général on considère que les flux restent constants pour une hauteur représentant 10% de l'épaisseur de la CLP. L'épaisseur de la CS est typiquement de quelques dizaines de mètres et varie avec la stratification thermique. Le profil de vent y suit une loi logarithmique universelle. Nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

A priori, en raison de l'absence de relief et de couvert végétal au-dessus de l'océan, l'étude de la CS apparaît plus simple que sur les continents. Mais la surface étant fluide, d'importantes rétroactions voient le jour d'où une complexité accrue.

Les flux de surface océan-atmosphère changent les conditions atmosphériques à grande échelle et contrôlent la circulation générale atmosphérique et le climat. Donc la connaissance de la structure complexe de la CLP, et par conséquent de la CS, est fondamentale pour la compréhension des circulations atmosphériques à grande échelle. L'écoulement dans la CLP est dominé par la turbulence, caractéristique d'autant plus importante que la surface sous-jacente est fluide. Cette composante essentielle de la CLP facilite le transfert de vapeur d'eau, de chaleur et de quantité de mouvement.

2.1.3.2 L'interface océan-atmosphère

L'interface océan-atmosphère, improprement appelée couche limite, se définit comme le lieu où se déroulent les phénomènes d'échanges entre deux fluides turbulents. On y observe des changements d'état, des échanges de quantité de mouvement, des transferts d'énergie, des transits de substances et des transports de chaleur. Aussi, selon la nature des mécanismes qui s'y produisent, mécanismes associés à des théories physico-chimiques distinctes, différentes appellations existent.

Ainsi les échanges de matière et de chaleur sensible s'effectuent dans cette couche interfaciale essentiellement par diffusion moléculaire : on parle alors de couche moléculaire, d'une épaisseur de quelques microns. Si l'on étudie l'interface dans le cadre de la mécanique des fluides, la théorie montre que la couche limite peut se scinder en deux parties, l'une externe où la turbulence est développée et l'autre interne, dominée par les contraintes visqueuses : spatialement il apparaît donc que l'action de la viscosité est limitée à une très mince zone près de l'interface elle-même, dénommée sous-couche visqueuse (Cousteix, 1989). Du point de vue radiatif, le rayonnement solaire pénètre dans l'océan, est

absorbé sur une profondeur d'environ cent mètres alors que les pertes de chaleur par rayonnement infrarouge thermique, par chaleurs sensible et latente se situent dans une couche très mince à la surface océanique, ce qui résulte en un flux de chaleur net sortant à travers l'interface, là où les gradients de température sont les plus intenses (McAlister et McLeish, 1969). Or, seulement 15% du flux solaire entrant est absorbé dans cette sous-couche visqueuse, ce qui ne suffit pas à équilibrer son bilan thermique. Par exemple dans des conditions de vent et de vagues modérés, cette sous-couche visqueuse est typiquement plus froide, de quelques dixièmes de degrés Celsius que l'eau immédiatement sous-jacente et par conséquent gravitationnellement instable. Ce phénomène est appelé effet de peau et l'interface s'apparente alors à un film très mince plus froid que les eaux sous-jacentes (Katsaros, 1980).

Ainsi la plupart des mécanismes, turbulents, radiatifs et diffusifs, ont lieu dans une même couche de quelques millimètres de profondeur. La couche limite est donc une conséquence des nombreux processus physiques complexes se produisant entre les deux milieux océan et atmosphère. L'importance relative de ces processus de mélange et de transferts de chaleur varie avec l'insolation, l'enneigement, la vitesse du vent, les conditions de vague et les gradients de température et d'humidité près de la surface. Un changement infime des propriétés surfaciques suffit à modifier les mécanismes d'échanges et de transferts d'énergie et de matière. Par exemple, la génération des vagues et des courants par le vent dépend de la tension superficielle de surface.

2.1.3.3 Partie océan

De même dans l'océan, il est possible de différencier plusieurs couches selon la salinité et surtout la température. En raison de son immense capacité calorifique, l'océan constitue de très loin le principal réservoir de chaleur à la surface du globe. Ce stockage jusqu'à des profondeurs relativement grandes est surtout effectué, grâce aux brassages convectifs, par les couches d'eau de surface, qui forment la couche de mélange océanique. Comme cette couche "haute" de l'océan se trouve sous l'effet direct de l'éclairement solaire, des échanges thermiques avec l'atmosphère, et du brassage provoqué par les vents, elle est très turbulente, de température et de salinité relativement constantes sur la verticale. L'épaisseur de la couche de mélange est typiquement d'une centaine de mètres variable avec la hauteur de la thermocline, sa limite inférieure qui correspond à la présence d'un fort gradient thermique. Cette limite se rencontre à des profondeurs variables selon les zones et les régions, les saisons et les types de temps. Ainsi, suivant les régions, elle peut atteindre deux cents à huit cents mètres d'épaisseur en hiver alors qu'elle n'atteint généralement que cinquante mètres en été. Toujours suivant les régions, sa température varie de 2 à 10°C selon les saisons. Il peut même y en avoir plusieurs : on distingue alors la thermocline permanente, en profondeur, et la thermocline saisonnière, plus proche de la surface. La couche de mélange océanique peut se scinder en deux parties : l'océan de surface ou océan superficiel, siège de la thermocline saisonnière et une couche de transition qui a pour limite inférieure la thermocline permanente. L'existence et les variations d'épaisseur de la première

dépendent essentiellement des saisons (Ivanoff, 1972). La thermocline saisonnière peut être considérée comme étant la résultante des échanges thermiques avec l'atmosphère et de l'absorption de l'énergie solaire en profondeur : les premiers déterminent la température de la couche de mélange superficielle, la seconde fixe le profil de la thermocline proprement dite. Celle-ci pénètre d'autant plus profondément que le gradient vertical de température est plus faible.

L'épaisseur de la couche de mélange dépend surtout de la vitesse du vent : plus turbulente et plus profonde en hiver quand le vent est intense, elle peut se creuser brutalement lors d'une tempête ou s'amincir en quelques jours par temps calme. Cette épaisseur définit l'importance du réservoir de chaleur en contact avec l'atmosphère et donc le rôle de régulateur thermique de l'océan sur le climat. La température de la couche de mélange s'élève quand l'océan absorbe plus de chaleur qu'il n'en rend à l'atmosphère si bien que dans l'hémisphère nord, la température de l'eau est maximale en septembre et, l'inverse se produisant en hiver, minimale en mars. La thermocline devient alors une véritable barrière empêchant tout échange, thermique ou chimique, selon la verticale. Une couche d'eau superficielle chaude et quasi homogène se trouve ainsi pratiquement isolée, ce qui confère à la thermocline d'été un rôle important sur les plans chimique et biologique. Cette discontinuité limite vers le bas la couche chaude soumise directement aux influences externes ; elle est également une frontière biochimique essentielle, car elle conditionne les échanges verticaux entre la surface, où se déroulent la photosynthèse, et les eaux plus profondes généralement plus riches en sels nutritifs. En hiver, c'est-à-dire en l'absence de thermocline saisonnière, l'épaisseur de cette couche superficielle homogène peut atteindre celle de toute la couche d'eau surmontant la thermocline permanente. Vers 50° de latitude, la thermocline permanente remonte à la surface pour constituer les fronts polaires océaniques, existence de très fortes différences de température entre les courants subtropicaux chauds et les courants subpolaires froids, assez analogues aux fronts polaires atmosphériques et qui se déplacent continuellement en fonction des courants.

Le reste de la colonne d'eau placée sous la thermocline permanente présente une température constante dans le temps comme dans l'espace. Ces eaux froides dont la température décroît progressivement de 5°C à moins de 2°C constituent l'océan profond. L'ensemble des eaux profondes est alimenté par des plongées d'eau qui s'effectuent en des régions bien déterminées, en général des zones subpolaires.

L'océan et l'atmosphère présentent donc des structures similaires de couches dynamiques avec néanmoins des échelles de hauteurs différentes ainsi que des paramètres physiques les régissant variables : pression et température pour l'atmosphère, salinité et température pour l'océan. De plus, la circulation dans l'océan est régie par des échelles de temps plus longues (quelques mois) que dans l'atmosphère (quelques jours). Ces différences à la fois spatiales et surtout temporelles rendent la modélisation du système couplé océan-atmosphère difficile. Cependant elles permettent, dans une

première approche, de modéliser les diverses composantes du système climatique séparément en représentant leurs interactions sous forme de conditions aux limites imposées.

2.2 Bilans énergétiques dans le système climatique

L'énergie reçue par la Terre du soleil est restituée sous forme de rayonnement thermique de grandes longueurs d'onde : l'ensemble terre-atmosphère est un système transformant le rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde reçu en radiations infrarouges rayonnées vers l'espace.

Cette énergie solaire est principalement absorbée par la surface terrestre (océans inclus), alors que la plus grande part du rayonnement thermique émis vers l'espace provient au contraire de l'atmosphère. Des mécanismes intermédiaires permettent à la surface terrestre de transmettre à l'atmosphère la majeure partie du rayonnement solaire absorbé. Le rôle essentiel est joué par les phénomènes d'évaporation : en fait les océans plus l'atmosphère constituent une machine thermodynamique unique composée d'une phase gazeuse et d'une phase liquide ; dans ces deux milieux, les énergies mécaniques mises en jeu sont faibles. A l'inverse, les échanges d'énergie mécanique et surtout thermique entre les deux phases, à travers la surface des océans, au sein de la couche limite, sont très importants verticalement. Les principaux phénomènes intervenant alors sont le transfert turbulent dans la couche atmosphérique de surface et la diffusion moléculaire dans l'interface elle-même.

Comme il existe différentes échelles d'observation du climat il en va de même pour le bilan énergétique total ; il est donc possible d'estimer celui-ci de façon globale, à l'échelle de la planète, de manière zonale ou régionale en considérant les variations latitudinales du bilan thermique total moyenné sur les longitudes, ou encore localement, en des points précis du globe terrestre.

2.2.1 Bilan énergétique planétaire : un équilibre radiatif

La façon la plus simple d'aborder le climat du système planétaire est de considérer la Terre et son atmosphère comme un tout et d'évaluer la température d'équilibre globale. Ce qui revient à faire un bilan thermique au sommet de l'atmosphère, pris par convention à une altitude de 30 km. Les échanges d'énergie entre le système climatique et son environnement cosmique se font pratiquement entièrement par rayonnement ; le flux de chaleur interne de la Terre, $0,06 \text{ Wm}^{-2}$ en moyenne globale, est négligeable à côté des flux d'origine solaire, ce qui justifie le fait que seule la contribution des sources externes soit prise en compte dans le bilan énergétique (Kandel et Fouquart, 1992). En l'absence d'échanges non radiatifs d'énergie entre la Terre et son environnement cosmique, en l'absence de stockage ou déstockage durable d'énergie, ce bilan thermique se réduit à un bilan radiatif global qui doit être nul pour assurer l'équilibre du système. Nous faisons donc l'hypothèse que l'état

thermique du système terre-atmosphère est relativement stationnaire c'est-à-dire qu'il n'est soumis à aucun réchauffement ni refroidissement durable. Ainsi, il doit y avoir, en moyenne globale et sur une période suffisamment longue, de quelques années, un équilibre entre le flux solaire absorbé, SW_{NTOA} , qui chauffe la Terre, et la chaleur rayonnée sous forme de flux infrarouge vers l'espace, LW_{UTOA} , qui la refroidit. Le flux solaire absorbé au sommet de l'atmosphère dépend lui-même de deux paramètres par l'intermédiaire de :

$$SW_{NTOA} = (1 - A_{TOA}) SW_{DTOA} \quad (\text{éq. 2.1})$$

où SW_{DTOA} représente le flux solaire incident et A_{TOA} l'albédo planétaire, qui est la fraction réfléchie de ce flux. Le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère est une fonction linéaire de la luminosité solaire ; il est inversement proportionnel au carré de la distance qui sépare la Terre du soleil. Pour ne considérer que les variations intrinsèques au soleil, on est conduit à définir la constante solaire, I_0 , qui correspond au flux ramené à la distance moyenne séparant notre planète de l'astre du jour. La valeur actuelle de I_0 est de 1368 Wm^{-2} , connue à plus ou moins 0,3%.

Pour obtenir la valeur moyenne du flux solaire qui frappe le sommet de l'atmosphère sur 24 heures, afin de tenir compte de l'inclinaison des rayons solaires par rapport à la verticale et de sa variation diurne, il suffit de diviser la constante solaire par 4, soit une valeur de $SW_{DTOA} = 342 \text{ Wm}^{-2}$. La surface de la Terre est en effet le quadruple de celle de sa section diamétrale (πR_T^2 , avec R_T le rayon terrestre moyen). En définitive, le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère s'écrit :

$$SW_{NTOA} - LW_{UTOA} = (1 - A_{TOA}) SW_{DTOA} - LW_{UTOA} = 0 \quad (\text{éq. 2.2})$$

Du point de vue quantitatif, avec un flux solaire incident moyen au sommet de l'atmosphère de 342 Wm^{-2} , et un albédo planétaire de 30%, la composante réfléchie vers l'espace est proche de 102 Wm^{-2} et le flux infrarouge thermique émis par le système terre-atmosphère est en moyenne de 240 Wm^{-2} .

Les estimations faites à partir des mesures satellitaires montrent que la valeur moyenne annuelle du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère ne peut être distinguée de zéro compte tenu des limites sur la précision des radiomètres embarqués (Jacobowitz *et al.*, 1979). Cependant, de petits déséquilibres surviennent d'une année à l'autre. Cette variation annuelle a une amplitude d'environ 11 Wm^{-2} (Académie des Sciences, 1990). Ceci implique un stockage d'énergie dans le système climatique au cours de l'été austral, avec déstockage pendant l'autre moitié de l'année, ce que l'on peut comprendre qualitativement au moins comme résultant d'une part de la variation annuelle de SW_{DTOA} suite à l'ellipticité de l'orbite terrestre, d'autre part de la plus grande surface océanique dans l'hémisphère sud.

2.2.2.1 Description des interactions du rayonnement avec l'atmosphère et avec la surface

De façon plus détaillée, la partie gauche de la figure 2.4 montre les interactions du flux solaire avec la terre et son atmosphère. Environ 43 unités de rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère sont transmises à travers celle-ci et absorbées à la surface terrestre, et la chauffent : 5% en tant que rayonnement direct, 22% en tant que diffus à travers les nuages et 22% comme rayonnement diffusé par l'atmosphère ; alors que 26% est directement absorbé par l'atmosphère (22%) et par les nuages (4%), et les chauffe. Les 31% restants, 17% réfléchis par les nuages, 6% par la surface de la terre et 8% diffusés par les gaz atmosphériques et les poussières fines, sont simplement renvoyés vers l'espace sous leur forme originelle de rayonnement ondes courtes ; ils ne jouent aucun rôle dans le réchauffement des deux parties du système climatique. Ainsi, un pourcentage plus important du rayonnement solaire incident est absorbé par la surface terrestre que directement par l'atmosphère. Par conséquent cette dernière gagne la plus grande partie de sa chaleur indirectement, *i.e.*, par transfert depuis la surface terrestre : l'atmosphère est donc "réchauffée" surtout par au-dessous. Au total, seulement 69% (43 + 26) du rayonnement solaire reçu en haut de l'atmosphère deviennent effectifs pour la réchauffer.

La partie droite de la figure 2.4 illustre les effets de l'atmosphère sur le rayonnement ondes longues sortant. 115 unités d'énergie sont rayonnées par la surface terrestre en direction de l'espace et absorbées par l'atmosphère. 101 d'entre elles sont réémises vers la surface, résultant en un gain net de 14 unités d'énergie pour l'atmosphère. Bien que l'atmosphère soit relativement transparente au rayonnement solaire, elle est capable d'absorber et de retenir jusqu'à 100% (115 unités) des radiations terrestres de grandes longueurs d'onde. On peut voir que l'effet de l'atmosphère est celui d'un piège thermique, qui permet à 62% (47 unités) de l'énergie solaire effective (69 unités) d'atteindre le sol avant d'être absorbés. La principale conséquence de tout cela est que la surface terrestre reçoit, en plus du flux de rayonnement solaire qui a franchi l'atmosphère et les nuages (168 Wm^{-2}), un flux de rayonnement infrarouge thermique envoyé vers le bas par les basses couches de l'atmosphère (345 Wm^{-2}). C'est la raison pour laquelle la température moyenne globale à la surface de la Terre, T_s , température à laquelle la surface terrestre et l'atmosphère sont en équilibre thermique, est supérieure à la température théorique, communément appelée température effective, T_e . Celle-ci, température à laquelle le système terre-atmosphère est en équilibre avec l'espace, est de 255 K, soit -18°C alors que la température moyenne de la surface du globe est actuellement de 288 K, soit $+15^\circ\text{C}$. Cette différence de 33 K, conséquence des propriétés d'opacité de l'atmosphère dans l'infrarouge thermique, correspond à ce que l'on nomme l'effet de serre atmosphérique, et qui rend notre planète habitable.

Si l'on considère le sous-système atmosphère isolément, le transfert des seuls flux solaire et infrarouge thermique se traduit par un déficit de 99 Wm^{-2} . Tout se passe alors comme si l'atmosphère

émettait plus d'énergie qu'elle n'en reçoit. Au total, l'atmosphère absorbe 581 Wm^{-2} (170 unités) : 345 Wm^{-2} sont réémis vers la surface terrestre alors que 236 Wm^{-2} sont rayonnés vers l'espace.

A la surface, le bilan radiatif des ondes courtes est fortement positif (147 Wm^{-2}), celui des ondes longues, faiblement négatif (-48 Wm^{-2}). Le flux de rayonnement infrarouge émis par la surface est certes élevé (393 Wm^{-2}), mais il est compensé en grande partie par le flux de rayonnement de grandes longueurs d'ondes en provenance de l'atmosphère et des nuages (345 Wm^{-2}). En moyenne globale, le bilan radiatif à la surface n'est pas nul, mais de l'ordre de 99 Wm^{-2} . Ce bilan non nul est compensé par des flux non radiatifs de chaleur, de la surface vers l'atmosphère : ce sont les flux turbulents, avec 79 Wm^{-2} (23 unités) correspondant au flux de chaleur latente d'évaporation et 20 Wm^{-2} (6 unités) au flux de chaleur sensible.

La surface océanique se comporte comme un grand réservoir de chaleur. Elle est capable d'emmagasiner d'immenses quantités de rayonnement solaire, et elle est réchauffée jusqu'à des profondeurs importantes. En conséquence l'énergie stockée est restituée graduellement à l'atmosphère.

2.2.2.2 Bilan énergétique à la surface océanique

Le bilan thermique total à la surface océanique s'écrit, d'après le principe de conservation de l'énergie où les flux entrants équilibrent les flux sortants :

$$SW_N - LW_N = H_s + H_l + Q_t + Q_v \quad (\text{éq. 2.3})$$

où SW_N est le flux net ondes courtes ($0,3 - 4 \mu\text{m}$) ;

LW_N est le flux net ondes longues ($4 - 100 \mu\text{m}$) ;

H_s est le flux de chaleur sensible ;

H_l est le flux de chaleur latente ;

Q_t représente le stockage de chaleur dans l'océan ;

Q_v est le transport latéral (de chaleur) dans l'océan.

La somme ($Q_t + Q_v$) constitue donc le gain océanique net de chaleur.

La limite arbitraire à $4 \mu\text{m}$, définie pour séparer les domaines de longueurs d'onde entre rayonnement solaire et rayonnement thermique, est choisie car 98% du rayonnement solaire est contenu dans la bande spectrale $0,3 - 4 \mu\text{m}$ (WMO, 1981). Concernant le choix des signes, les flux

entrant, représentant un gain thermique pour la surface océanique sont comptés positivement et les flux sortant, négativement.

Les termes composant ce bilan sont évalués à l'aide de modèles dépendant de paramètres géophysiques qui eux-mêmes peuvent dépendre d'autres paramètres. En conséquence les différents flux sont estimés à l'aide de relations établies entre ces divers paramètres et les quantités effectivement mesurées par satellites et/ou *in situ*.

2.2.2.3 Flux radiatifs et turbulents en moyenne globale

Le flux ondes courtes net s'exprime par la relation suivante :

$$SW_N = (1 - A) SW_D \quad (\text{éq. 2.4})$$

où A représente l'albédo de surface défini comme le rapport du flux solaire réfléchi par la surface océanique et du flux solaire incident à la surface. Il dépend de la latitude, du mois de l'année donc de l'angle zénithal solaire ; sa valeur moyenne globale, sur tout le globe terrestre, vaut 0,35 (Darnell *et al.*, 1992).

Dans des modèles plus raffinés A dépend aussi de la couverture nuageuse, par conséquent des propriétés radiatives des nuages, donc des albédos par ciels clair et couvert. L'albédo des nuages est plus élevé que celui des sols exceptés dans les cas neigeux et désertiques. L'albédo au sol est fonction du facteur de transmission global de l'atmosphère par ciel clair sous un certain angle. De même, SW_D , le flux solaire entrant, dépend selon le modèle choisi de paramètres tels que l'enneuagement ou l'élévation du soleil, du facteur d'atténuation atmosphérique, du facteur de rétrodiffusion atmosphérique... La composante SW_D présente des variations géographiques et saisonnières importantes dues à l'inclinaison du soleil, et des variations régionales dues à un enneuagement variable.

Le flux solaire net, SW_N , est caractérisé par la composante SW_D , sauf aux endroits de forts albédos (sols enneigés ou sableux) ; sa variabilité saisonnière est moindre que celle de SW_D et très faible dans les régions tropicales et subtropicales en raison d'un ensoleillement très peu variable ainsi qu'aux pôles : inférieure à 40 Wm^{-2} . Les valeurs moyennes annuelles globales pour SW_D et SW_N sont respectivement de 168 Wm^{-2} et 147 Wm^{-2} (Liou, 1980).

Le flux net de grandes longueurs d'onde peut se décomposer en $LW_N = LW_D - LW_U$ où LW_D représente le flux de rayonnement infrarouge thermique, dirigé de l'atmosphère vers le sol ; il dépend de paramètres météorologiques tels que l'enneuagement, la vapeur d'eau, la température effective de l'atmosphère. La répartition de LW_D sur le globe terrestre reflète celles de la température de surface et de la vapeur d'eau ; de plus, régionalement, les effets dus à l'enneuagement sont évidents, avec un

maximum dans les régions tropicales d'environ 425 Wm^{-2} . Les variations saisonnières sont faibles pour les surfaces océaniques, inférieures à 50 Wm^{-2} et peuvent être importantes au niveau des continents, surtout dans l'hémisphère nord, supérieures à 200 Wm^{-2} . La valeur moyenne globale annuelle de LW_D est de l'ordre de 345 Wm^{-2} . Quant à LW_U , il représente le flux de rayonnement de grandes longueurs d'onde, émis par la surface terrestre ; il peut être estimé par une relation simple du type $\sigma \varepsilon_s T_s^4$ où σ est la constante de Stefan-Boltzmann, ε_s est l'émissivité de surface supérieure à 0,97 (Anderson, 1952) pour les océans, et T_s , la température de surface. En moyenne globale, LW_U vaut 393 Wm^{-2} . Par conséquent, le flux net ondes longues LW_N , est généralement négatif *i.e.* une perte nette pour la surface océanique avec une valeur moyenne de -48 Wm^{-2} ; le maximum de variation, environ 60 Wm^{-2} , se produit dans des zones localisées où il y a de grandes différences saisonnières pour le réchauffement et l'ennuage. Pour la majeure partie des océans, les variations saisonnières sont inférieures à 30 Wm^{-2} (Darnell *et al.*, 1992).

La somme des termes de flux nets SW_N et LW_N constitue le bilan radiatif total de surface *i.e.* le bilan radiatif net de surface, dominé par le flux solaire net SW_N sauf aux pôles. En moyenne sur le globe, ce bilan vaut 99 Wm^{-2} . Mais en moyenne mensuelle, on note des valeurs allant de 250 Wm^{-2} dans les océans subtropicaux (insolation maximale) jusqu'à -50 Wm^{-2} dans les régions polaires (pas d'ensoleillement en hiver), d'où un transport continu de chaleur des régions équatoriales vers les plus hautes latitudes, transport assuré par les courants atmosphériques et méridiens : c'est la circulation générale atmosphérique qui bien sûr est liée à la circulation océanique engendrée par les courants marins.

Les flux de chaleur sensible et latente, H_s et H_l , décrivent les échanges thermiques et sont principalement dus à la diffusivité turbulente au travers de la couche limite planétaire ; ils dépendent essentiellement de la vitesse moyenne du vent, de l'état de l'océan, des gradients de température et d'humidité près de l'interface, de la stabilité dans la couche de surface.

Le flux de chaleur sensible vers l'atmosphère, H_s , est une mesure de l'échange de chaleur dû au transfert turbulent au travers de la couche limite planétaire, qui est lié en retour au gradient vertical de température. H_s présente très peu de variations spatiales, excepté quand les courants chauds des limites ouest, tels le *Gulf Stream* et le *Kuroshio*, impliquent un fort gradient de température entre l'air froid et l'océan chaud, principalement en janvier dans l'hémisphère nord. Ces cas limites, ajoutés aux forts vents de janvier, sont en grande partie responsables de la perte d'énergie de la surface de l'océan par chaleur sensible au profit de l'atmosphère. La moyenne globale annuelle est de 20 Wm^{-2} . En moyenne mensuelle globale, les valeurs de H_s s'étendent de 0 à 30 Wm^{-2} (Hsiung, 1986) ; dans le cas des courants chauds limites, H_s peut atteindre 90 Wm^{-2} . En moyenne annuelle, H_s est de l'ordre de 10 à 30 Wm^{-2} , avec un maximum à 50 Wm^{-2} observé dans les régions des courants chauds limites. Notons que H_s est le plus petit terme du bilan thermique net. Néanmoins il a une amplitude en valeur absolue comparable à celle de LW_N .

Le flux de chaleur latente vers l'atmosphère, H_L , est directement lié à l'évaporation de l'eau à la surface et à la condensation, essentiellement lors de la formation de nuages. C'est le transfert de chaleur d'origine non radiative le plus important à l'interface océan-atmosphère. Il varie avec la latitude et la saison et présente une forte anisotropie spatiale. Les variations temporelles sont importantes car les événements avec un taux d'évaporation élevé se produisent sur des échelles de temps inférieures au mois (Cauneau, 1988). L'évaporation est maximale au niveau des grands courants océaniques chauds, jusqu'à 240 Wm^{-2} en janvier dans l'hémisphère nord ainsi que pour des latitudes se situant au niveau des anticyclones tropicaux, où l'énergie solaire est concentrée par les océans puis transmise à l'atmosphère par évaporation, alors que les zones d'*upwellings* présentent des minima de 80 Wm^{-2} . Rappelons aussi que les pertes évaporatives sont importantes dans les régions de polynies. En hiver dans l'hémisphère nord, des maxima de 180 à 200 Wm^{-2} sont atteints en mer lors de phénomènes tels que la mousson. Ainsi, les régions où il y a un minimum de pertes évaporatives sont essentiellement celles où l'eau de surface est plus froide. En moyenne globale annuelle, H_L est spatialement distribué plus régulièrement avec un maximum de 160 Wm^{-2} pour les courants chauds et un minimum de 40 Wm^{-2} dans les océans des hautes latitudes.

Notons que la chaleur sensible est une énergie thermique disponible de façon permanente car elle provient de la convection thermique et donc des flux turbulents d'air chaud montant et d'air froid descendant, par opposition à la chaleur latente qui n'est libérée qu'au cours d'une transformation de phase. Le flux de chaleur latente joue un rôle très important dans le bilan thermique total car le cycle de l'énergie dans le système climatique est étroitement couplé au cycle de l'eau (Webster, 1994).

La somme algébrique des quatre flux principaux SW_N , LW_N , H_s et H_L constitue le bilan thermique net à l'interface océan-atmosphère représenté par $(Q_i + Q_v)$. Il est clair d'après les paragraphes précédents que ce bilan est dominé par les termes du flux solaire entrant et du flux de chaleur latente. En moyenne mensuelle, $(Q_i + Q_v)$ est spatialement très variable. En janvier, on dénote dans l'hémisphère nord une perte nette d'énergie jusqu'à -260 Wm^{-2} et dans l'hémisphère sud un gain net d'énergie atteignant 90 Wm^{-2} . Les régions de plus grandes pertes se situent au niveau des grands courants océaniques ouest. En avril, les régions de pertes significatives sont celles du *Gulf Stream* (0 à -10 Wm^{-2}) et des hautes latitudes, en particulier au sud de 20°S (-60 Wm^{-2}) alors qu'il y a gain d'énergie dans les régions tropicales de 90 Wm^{-2} (Hsiung, 1986). En moyenne annuelle, il y a un surplus d'énergie dans les tropiques ($+60 \text{ Wm}^{-2}$), avec des maxima observés de 100 Wm^{-2} dans les régions d'*upwellings* le long des côtes est sud-américaine et africaine (Hastenrath et Lamb, 1978) ; alors que les régions des grands courants chauds enregistrent les pertes d'énergie les plus importantes avec -80 Wm^{-2} , restituées à l'atmosphère ; des pertes d'énergie plus faibles (-20 Wm^{-2}) se produisent au-delà de 20°S (Hsiung, 1986 ; Oberhüber, 1988).

D'une manière générale, les zones avec de l'eau chaude en surface cèdent de l'énergie à l'atmosphère et les régions avec de l'eau froide, comme les régions d'*upwellings*, "prennent" de l'énergie

à l'atmosphère ; en moyenne globale annuelle, le flux entrant dans l'océan c'est-à-dire le "gain" thermique océanique net varie entre -100 Wm^{-2} et $+100 \text{ Wm}^{-2}$ (Hsiung, 1986).

2.2.3 Bilan zonal : variations latitudinales et saisonnières des flux de surface

La valeur annuelle du bilan thermique total est nulle. Cependant, en un point précis du globe et à un moment donné, ce bilan est généralement différent de zéro. La distribution des flux radiatifs qui constituent le bilan radiatif est en effet géographique et saisonnière (Barkström *et al.*, 1989). Le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère dépend de la latitude du lieu géographique, de la saison et de l'heure du jour ; sa valeur moyenne annuelle est plus élevée à l'équateur qu'aux pôles. L'inclinaison des rayons du soleil au-dessus de l'horizon différencie des zones climatiques. Les moyennes zonales du bilan radiatif, obtenues en moyennant les valeurs des flux sur toutes les longitudes dans une bande de latitudes donnée, s'écartent presque toujours de zéro, et cela en tout point, subissant un cycle annuel plus ou moins fort selon la latitude. L'énergie solaire disponible pour chauffer l'atmosphère et la surface est répartie de manière très inégale. C'est la machine climatique qui redistribue ensuite la chaleur solaire, transférant l'excédent des régions tropicales vers les latitudes plus élevées (voir la figure 2.2). Ces transports méridiens, de l'ordre de 1 à $6 \cdot 10^{15} \text{ W}$, se font *via* les mouvements atmosphériques et océaniques, à peu près à part égales. Sans ces transferts, les variations géographiques et saisonnières du climat seraient bien plus fortes.

En plus du rôle important joué par la circulation méridienne dans les bilans zonaux, il faut tenir compte de la répartition géographique des continents et des océans. Les bilans thermiques régionaux dépendent non seulement des propriétés de surface mais aussi, et surtout, de la nébulosité. L'étendue des masses nuageuses, leur altitude et leur épaisseur, déterminent en effet les contrastes observables d'une région à l'autre. La figure 2.5 dépeint quelques exemples de bilans zonaux. Si l'on examine les divers cas présentés, l'opposition entre la zone de l'équateur où les bilans annuels sont positifs et les zones polaires de bilans négatifs mettent en relief la redistribution de l'énergie solaire selon les transports méridiens.

Les bilans régionaux sont les plus complexes puisqu'ils prennent en compte non seulement la variation latitudinale du climat mais aussi la répartition du climat et de la couverture nuageuse en fonction de celle des océans et des continents. La connaissance de ces bilans régionaux est capitale ; d'une part, ils sont pour une part importante responsables de la disparité des climats à la surface de la Terre ; d'autre part, toute modification climatique, liée par exemple aux activités humaines, ne peut se faire que via un changement de ces bilans.

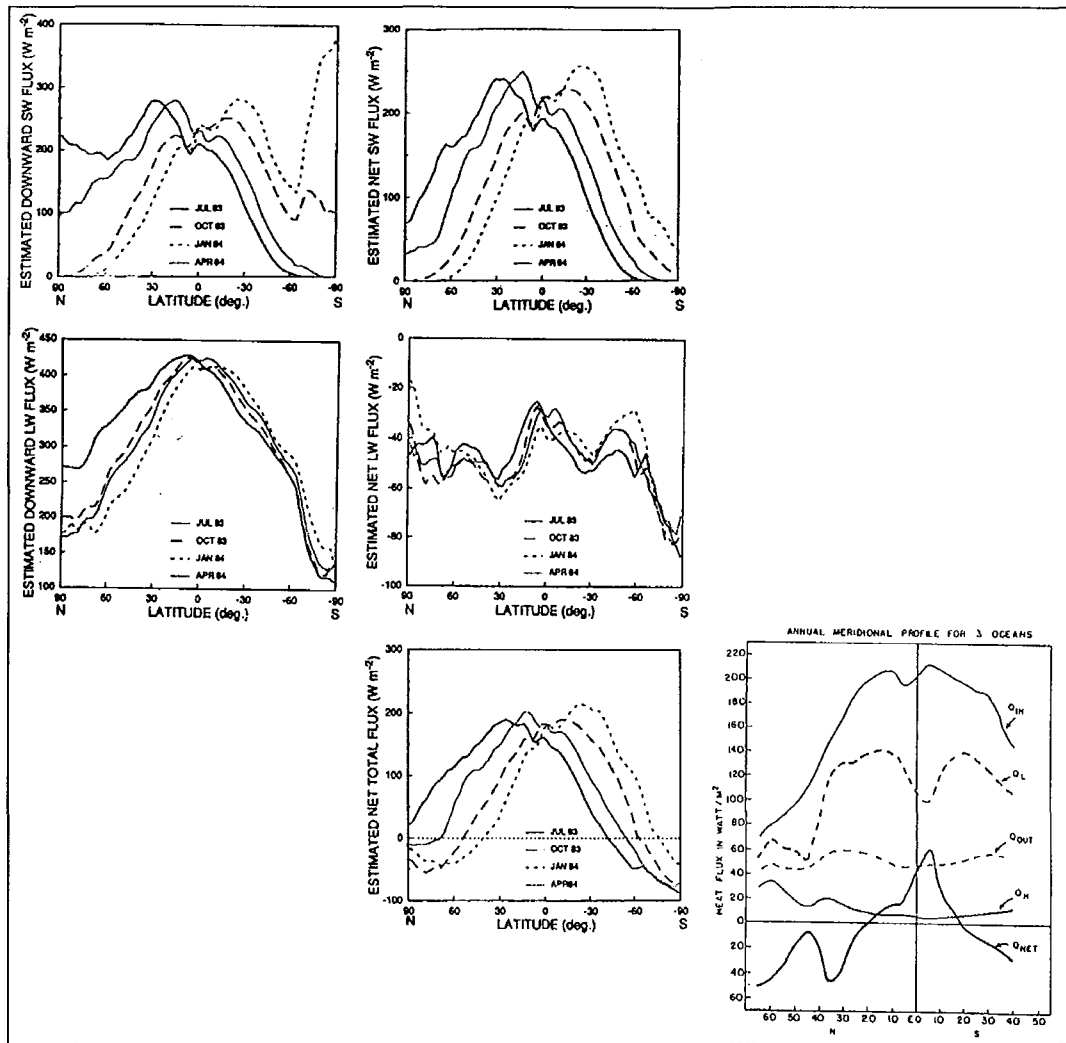


Figure 2.5 - Exemples de bilans zonaux. Les variations saisonnières des flux radiatifs sont visibles sur les moyennes zonales mensuelles extraites de Darnell et al. (1992) pour les termes radiatifs ; les moyennes zonales annuelles sur les surfaces océaniques uniquement sont issues de Hsiung (1986) pour tous les termes composant le bilan thermique total.

2.2.4 Bilan local : variations des flux instantanés

A l'échelle locale, des situations météorologiques types telles que le passage de fronts par exemple, engendrent de brusques variations des valeurs de flux de surface océanique. Les flux radiatifs subissent de grandes variations essentiellement dues à la présence de nuages. Des mesures réalisées en plein océan (35°N, 155°W) ont montré des écarts journaliers pouvant atteindre 60% pour les flux nets ondes courtes et ondes longues lorsque l'on passe de conditions ciel clair à une situation de ciel couvert (Simpson et Paulson, 1979). Lors du développement d'une perturbation dans l'océan Atlantique aux latitudes subtropicales (37°N, 32°W), perturbation se muant en cyclone, Cauneau (1988) a estimé des valeurs exceptionnelles du flux de chaleur latente, dépassant couramment les 400

Wm^{-2} . Smith (1980) a mesuré des variations du flux de chaleur sensible dépassant les 300 Wm^{-2} par vents très forts.

Ces valeurs enregistrées aussi bien pour des flux radiatifs que pour des flux turbulents sont largement supérieures aux moyennes climatologiques (zonales). Elles prouvent que le bilan thermique total à l'échelle locale dépend fortement des conditions météorologiques, donc d'un très grand nombre de paramètres surfaciques et atmosphériques liés aux phénomènes dynamiques se produisant dans la couche de surface, la couche de mélange océanique et leur interface. Ce bilan d'énergie n'est par conséquent jamais équilibré, ce qui implique des mouvements marins répartissant la chaleur absorbée par une énorme masse d'eau en raison de la convection dynamique à l'intérieur de l'océan. Cela montre l'importance des considérations dynamiques aussi bien dans l'eau que dans l'atmosphère, spécifiquement à l'échelle locale.

Pour conclure cette partie, il est nécessaire de faire deux remarques sur ce bilan total d'énergie. D'une part, pour pouvoir déterminer tous les flux avec une bonne précision, et par conséquent le bilan total, il est nécessaire d'avoir une mesure continue et globale du flux solaire entrant en particulier, sur une grille à méso-échelle. D'autre part, pour les hautes latitudes, il convient de rajouter dans le bilan thermique la chaleur mise en jeu par la formation ou la fonte des glaces. De plus, les complexités résultant de considérations de canopées végétales, de neige ou de glace, n'ont pas été mentionnées dans la discussion ci-dessus puisque nous nous intéressons uniquement aux surfaces océaniques.

2.3 Méthodes de mesure des flux à la surface des océans

Même si la mesure des composantes du bilan radiatif est relativement directe, contrairement aux autres flux turbulents, il reste d'importants problèmes de méthodologie liés en particulier au fait que les systèmes réels d'observation ne correspondent pas au système de mesure idéal qui permettrait d'observer tous les paramètres météorologiques et océaniques, sur tout le globe en chaque instant.

2.3.1 Projets scientifiques internationaux

L'évolution des concepts physiques en climatologie a conduit la communauté scientifique à s'investir de plus en plus dans de grands programmes interdisciplinaires, programmes dont le but est une meilleure connaissance des phénomènes climatiques et météorologiques, aussi bien atmosphériques qu'océaniques, à diverses échelles spatiale et temporelle. Toutes ces études traitent des changements du climat à l'échelle du globe : le *global change* en anglais. Ces dernières années, de nombreux programmes internationaux tels le programme mondial de recherche sur le climat (*World Climate Research Program, WCRP*) sous l'égide de l'Organisation Mondiale de la Météorologie (WMO) ou encore nationaux comme le *Global Research Program (GCP, USA)* ont donc été mis en oeuvre afin

d'acquérir des connaissances supplémentaires sur les échanges océan-atmosphère, et de modéliser au mieux les processus physiques, chimiques et biologiques intervenant à différentes échelles spatio-temporelles. Ces programmes impliquent la collaboration de disciplines très variées.

La détermination des flux océan-atmosphère est nécessaire d'une part pour le simple besoin de surveillance afin de pouvoir détecter les variations induites du climat dès que possible grâce à une surveillance de routine. D'autre part, les mesures pour les paramètres simples tels que le vent ou la température, et celles pour des grandeurs intégrées comme les flux d'énergie entre océan et atmosphère, ont pour but de comprendre les mécanismes du climat et de prévoir son évolution : une application directe est par exemple la possibilité d'agir efficacement pour pallier les conséquences des activités humaines.

Pour l'atmosphère, le réseau de mesures est celui de la Veille Météorologique Mondiale, coordonné par la WMO ; il a été conçu pour les besoins de la prévision météorologique à courte échéance ; le réseau de stations de surface est non homogène, dense dans les zones habitées, presque inexistant dans les déserts et sur les océans. Le système d'observation météorologique comporte un segment spatial, constitué d'une ceinture de satellites géostationnaires et de deux satellites en orbite polaire basse.

Etablir la climatologie des nuages et leurs propriétés radiatives est une opération difficile qui fait nécessairement appel aux observations spatiales. La géométrie fractale ou multifractale de la nébulosité pose naturellement problème quand il s'agit de définir des propriétés moyennes à l'échelle de la maille des modèles de circulation générale, de l'ordre de la centaine de kilomètres. Le projet *International Satellite Cloud Climatology Project* (ISCCP) du programme WCRP s'est donné pour objectif d'établir à partir des données disponibles entre 1985 et 1995, la climatologie la mieux validée possible de la nébulosité et des propriétés radiatives associées. Les données de départ sont moyennées sur des mailles de $250 \times 250 \text{ km}^2$. Une amélioration de cette résolution spatiale est souhaitable, mais les problèmes les plus importants se focalisent sur la validation. Une donnée particulièrement importante pour la détermination des flux radiatifs à la surface est la hauteur de la base des nuages, qui ne peut être obtenue qu'à partir du sol.

Au-delà de la simple mesure du bilan radiatif et de la climatologie des nuages, le problème de l'interaction nuages-rayonnement est absolument critique pour la modélisation ; cela nécessite à la fois des campagnes de mesure *in situ* et des missions spatiales, orientées vers les études de processus plutôt que vers la surveillance ou la climatologie.

La dynamique du climat est étroitement conditionnée par la façon dont fonctionne la machine thermodynamique et ses cycles énergétiques, lesquels sont liés aux changements d'état de l'eau. C'est pourquoi le WCRP se focalise sur le projet *Global Energy and Water Cycle Experiment* (GEWEX) qui vise

à mieux comprendre les aspects énergétiques et hydriques du fonctionnement de l'atmosphère globale, de façon à prédire leur sensibilité aux perturbations du système.

Comparé à l'atmosphère, l'océan est encore mal connu. Il n'existe aucun système opérationnel global d'observations des étendues océaniques comparable au réseau mondial des stations météorologiques. Un tel système pour l'océan est en cours de mise en place ; il s'agit d'un véritable réseau d'observation opérationnel, baptisé *Global Ocean Observatory System* (GOOS), qui s'appuiera très largement sur des moyens d'observation automatiques. On a recours à de grandes campagnes internationalement coordonnées comme le *Tropical Ocean and Global Atmosphere Programme* (TOGA) qui a suivi l'évolution de l'océan tropical et étudié les mécanismes du type ENSO, qui relie la dynamique océanique avec la circulation générale de l'atmosphère. L'autre grande expérience du WCRP sur l'étude du climat est le *World Ocean Circulation Experiment* (WOCE) qui s'est déployé ces dernières années. WOCE a pour but d'améliorer la description, la compréhension et la modélisation de la circulation générale de l'océan global.

La maîtrise du couplage océan-atmosphère demande avant tout une bonne connaissance de la tension du vent et du contenu thermique de la couche de mélange océanique. C'est par l'intermédiaire de sa température de surface que l'océan réagit à son tour sur l'atmosphère d'où l'importance d'une mesure fiable et précise de celle-ci, avec des erreurs si possibles inférieures au demi-degré. Il reste néanmoins des difficultés car le contenu thermique de la couche mélangée n'est pas vraiment accessible depuis l'espace ; si le passage de la température radiative de la surface océanique, mesurée depuis l'espace, à la température thermodynamique ne pose pas de problème majeur, il semble relativement difficile de prendre en compte l'effet de peau : ce gradient superficiel de température intense dû au transport moléculaire de chaleur dans la couche surfacique peut se traduire par une chute de température de l'ordre du degré ou plus sur une épaisseur de l'ordre du millimètre (McAlister et McLeish, 1969 ; Saunders, 1973 ; Katsaros, 1976 ; Robinson *et al.*, 1984).

En dehors de la tension du vent qui régit directement les flux de quantité de mouvement entre l'atmosphère et l'océan, le vrai problème du couplage est l'estimation des flux d'énergie et de matière qui traversent l'interface : des erreurs systématiques dans le calcul de ces flux de surface sont à l'origine des dérives climatiques importantes observées dans les modèles couplés océan-atmosphère. On ne dispose pas, à l'heure actuelle, de données spatiales suffisamment précises pour estimer de façon fiable les échanges d'énergie à la surface océanique. L'étude des échanges océan-atmosphère, comme celle des autres points sensibles du système climatique, doit donc impliquer l'organisation de campagnes de mesures *in situ*.

Enfin, l'activité biologique dans la couche mélangée est un des mécanismes les plus importants du cycle du carbone dans l'océan : c'est l'objet du projet *Joint Global Ocean Flux Study* (JGOFS) qui étudie les échanges biogéochimiques et les flux de matière dans l'océan.

Avec GOOS, il s'agit d'assurer la cohérence de tous les projets d'observation, pour obtenir un tout capable de remplir une mission pré-définie, ainsi qu'une continuité des mesures afin de disposer d'une série de mesures sur 15 à 20 ans pour être dans les ordres de grandeurs des constantes de temps des phénomènes auxquels on s'intéresse.

L'ensemble de ces projets fait intervenir deux grandes catégories de mesures : celles effectuées sur place, sur le site d'étude, et celles réalisées par voie satellitaire. Il est intéressant de comparer ces deux types de mesure pour en voir les avantages et les inconvénients respectifs. Ces réseaux, qui doivent mettre en oeuvre des moyens modernes de télédétection coordonnés avec des techniques de mesure *in situ*, jouent un rôle complémentaire des observations spatiales qu'ils permettent d'une part de valider et d'autre part d'étendre à des échelles de temps et d'espace compatibles avec l'étude des processus élémentaires et non résolus par les mesures satellitaires. Voyons quels sont les moyens d'observation développés pour la mesure des phénomènes climatiques dans les deux fluides qui nous intéressent.

2.3.2 Les mesures *in situ*

L'observation de l'océan fait appel à trois types de techniques : les mesures hydrographiques *in situ*, le sondage acoustique à longue distance et la tomographie acoustique. Le premier type consiste en l'immersion de capteurs tels des flotteurs de surface et subsurface, des équipements posés sur le fond ou des navires avec plates-formes, qui mesurent les paramètres descriptifs du milieu : température, salinité, pression, courants.

Les campagnes *in situ*, navires océanographiques ou bouées, avec une instrumentation complète, permettent de connaître chacun des profils (vent, humidité, température,...) ; en particulier, ces mesures locales donnent des mesures simultanées des trois composantes du vecteur vent ; elles offrent une excellente couverture temporelle avec un échantillonnage très fin jusqu'au centième de seconde sur des périodes de quelques heures à quelques jours d'où une très bonne continuité, mais une faible couverture spatiale. La précision sur des mesures instantanées, quelques Wm^{-2} , est excellente ; mais ces mesures sont souvent biaisées par la présence de support.

Les plates-formes automatiques à bord des navires de commerce, à l'instrumentation sommaire, réalisent des mesures de routine avec une précision et une fiabilité faibles de 40 à 80 Wm^{-2} ; leur couverture spatiale est assez importante mais irrégulière car les routes maritimes se situent surtout dans l'hémisphère nord et leur couverture temporelle est faible mais régulière sur de longues périodes.

Toutes ces mesures *in situ*, même incertaines, voire inexistantes sur certaines parties du globe, permettent néanmoins d'établir des atlas climatologiques pour tous les paramètres géophysiques

d'importance (Hastenrath et Lamb, 1978 ; U.S. Navy, 1992) avec une résolution spatiale de l'ordre du degré.

Même si l'on peut faire des mesures *in situ*, les différents flux énergétiques à la surface ne sont connus qu'avec une précision médiocre, supérieure à la valeur de 10 Wm^{-2} fixée pour des études climatologiques, surtout sur les océans.

2.3.3 Les mesures satellitaires

Les mesures *in situ*, même si elles sont effectuées avec une instrumentation complète, ont soit une couverture spatiale faible, soit un suivi temporel irrégulier, ou encore les deux à la fois. Pour pallier à ces insuffisances, la communauté scientifique s'est tournée vers l'observation satellitaire, tout en ayant conscience que depuis l'espace la mesure de grandeurs physiques au sein des fluides qui nous intéressent n'est pas facile ; elle repose sur des mesures indirectes portant sur les rayonnements électromagnétiques émis, diffusés ou absorbés. Examinons alors les spécificités, avantages et inconvénients, des plates-formes spatiales.

Les satellites géostationnaires, comme METEOSAT, ont pour mission principale depuis 1978 de détecter les phénomènes météorologiques actifs dès leur naissance ; cette mission de surveillance continue est possible du fait d'une vue permanente d'une portion importante du globe terrestre, environ un tiers. Un autre avantage est leur fréquence d'observations élevée avec une image toutes les demi-heures, ce qui permet de mesurer la vitesse de déplacement des formations nuageuses et donc d'en déduire les évolutions météorologiques ; de plus leur fixité relative en orbite facilite les superpositions des images les unes par rapport aux autres pour les études multitemporelles. Leurs principaux inconvénients sont la dégradation de la résolution spatiale au sol dès que l'on s'éloigne de l'équateur et l'inaccessibilité des régions polaires.

Ce dernier point est résolu grâce aux satellites en orbite défilante tels ceux de la série de la NOAA ; ils viennent compléter les satellites géostationnaires dans leur mission de surveillance globale des phénomènes météorologiques. Leur orbite, relativement basse à 850 km d'altitude, leur permet de gagner en résolution spatiale tout en gardant un assez large champ de prise de vue d'environ 2700 km pour la série de la NOAA. Elle leur permet aussi de fournir par télédétection des informations quantitatives plus précises sur la structure thermique de l'atmosphère. Parmi leurs désavantages, on peut citer une faible répétitivité d'observation dans le temps : la couverture totale du globe terrestre est réalisée deux fois par jour seulement et quatre fois par jour si deux satellites NOAA sont en service, en opposition de phase. Citons également parmi les inconvénients de ce type de mission la nécessité d'un recalage des images les unes par rapport aux autres, plus compliqué à réaliser que pour les satellites géostationnaires.

Les satellites offrent donc en principe une couverture spatiale complète et très régulière ainsi qu'un échantillonnage temporel assez fin jusqu'à la journée. Cette couverture globale conséquente fournie par les satellites permet d'obtenir une vision synoptique des phénomènes climatiques. Cependant les mesures sont effectuées à distance à partir de paramètres de surface ou de volume. De plus, aucune des quantités pertinentes de l'équation 2.3 n'est directement accessible par le biais de la télédétection. Mais les satellites d'observation de la Terre offrent l'unique capacité de produire fréquemment des champs synoptiques de paramètres géophysiques avec une résolution spatiale assez élevée pour résoudre les mouvements à méso-échelle. Ces divers paramètres permettent d'accéder aux flux de surface par l'intermédiaire de relations théoriques et/ou statistiques. D'où le développement et le perfectionnement de techniques de télédétection afin d'estimer les flux radiatifs et turbulents à la surface terrestre.

Il reste néanmoins certaines faiblesses du système opérationnel comme les limitations de certains capteurs embarqués à ce jour comme le *NASA Scatterometer* (NSCAT) et le *TIROS Operational Vertical Sounder* (TOVS) dans leur couverture spatiale et temporelle : ces capteurs ont en général une fauchée non couvrante ; dans le meilleur des cas, la couverture globale est atteinte sur une période de l'ordre d'un à deux jours, ce qui ne permet pas l'observation de phénomènes courts sur des durées de l'ordre de l'heure, ni de connaître la structure thermique tridimensionnelle de l'atmosphère rapidement variable. De plus les instruments passifs comme le capteur *Special Sensor Microwave Imager* (SSM/I) à bord des *Defense Meteorological Satellite Program* (DMSP), ou actifs avec les radars diffusiomètres des satellites *European Remote Sensing satellite* (ERS) ne permettent pas de mesurer directement le vent, sauf à la surface des océans. Les radiomètres hyperfréquences permettent également d'accéder à certaines quantités entrant dans le cycle de l'eau comme le contenu en vapeur d'eau, l'eau nuageuse liquide ou sous forme de glace et de précipitations. Les mesures visible et infrarouge permettent aussi de fournir des taux précipitants. Les radars-pluie en plein développement représentent un outil précieux dans le proche avenir pour déterminer les paramètres comme l'eau liquide contenue dans les nuages.

Compte tenu de certaines limitations technologiques (débit de l'information transmise du satellite vers le sol, capacité de stockage à bord réduite), la nécessité pour les satellites météorologiques de couvrir quotidiennement et plus, une grande partie du globe terrestre impose de limiter la résolution des images. C'est en fait une caractéristique commune à tous les satellites d'observation : pour un débit de transmission de données identique, meilleure est la résolution, moins large est le champ de prise de vue.

De plus, les systèmes d'observation optique ont une limitation physique : ils ne peuvent pas "voir" à travers les nuages, ce qui représente quand même un obstacle majeur pour l'étude de la surface terrestre. Aussi d'importants efforts ont été réalisés pour le développement d'instruments imageurs radar. Ces techniques radar permettent de plus de mesurer des paramètres inaccessibles à

l'observation optique, surtout en océanographie. On peut citer par exemple la diffusiométrie permettant de déterminer la friction du vent sur la mer en grandeur et en direction ainsi que l'altimétrie avec l'*ocean TOPOgraphy EXperiment* (TOPEX/POSEIDON) permettant de réaliser des cartes de courants. Mais l'exploitation des données radar n'est pas aisée et le niveau d'opérationnalité des méthodes mises en oeuvre pour exploiter les images optique n'a pas encore été atteint.

Une surveillance permanente et mondiale de l'atmosphère et des surfaces marines n'est guère concevable pour un coût raisonnable par d'autres moyens que les satellites. Ainsi, sans minimiser la nécessité de développer des mesures en surface, en particulier sur l'océan, et malgré quelques faiblesses actuelles des capteurs embarqués, liées fortement à des problèmes technologiques, les satellites semblent être l'outil de base des futurs systèmes d'observations océaniques et atmosphériques.

Il reste bien sûr des sauts technologiques à faire pour atteindre une précision suffisante dans les mesures des paramètres climatiques, pour mettre en place des procédures de validation et d'étalonnage garantissant la comparabilité des mesures sur une longue période (traitement, archivage et distribution des données).

2.3.4 Une application des mesures : le suivi des changements anthropiques

Le développement de grands programmes internationaux a aussi été suscité par des préoccupations purement environnementales liées à l'activité humaine. Il faut noter que la CLP est la couche où se déroulent la plupart des activités humaines et biologiques plus leurs conséquences. La connaissance de sa structure verticale est donc capitale pour estimer par exemple sa capacité à se débarrasser des polluants. L'impact de l'activité humaine est perceptible au niveau du climat à toutes les échelles spatiales.

Localement d'abord, par exemple au-dessus des villes, la pollution engendrée par les aérosols et les gaz de rejets est intense lorsque l'atmosphère est bien stratifiée lors de conditions anticycloniques, particulièrement en hiver lorsque la température de l'air est supérieure à celle de la surface ; ou encore sur les océans, lors de la présence de nappes d'hydrocarbures en surface qui empêchent le brassage vertical dans la couche de mélange du fait de l'isolation optique au niveau radiatif, ce qui limite voire interdit le développement des vagues. Ces exemples montrent que sans transfert turbulent, la CS serait rapidement trop polluée.

Au niveau global ensuite, les principales perturbations d'origine anthropique proviennent des changements des propriétés de la surface terrestre en particulier de l'albédo de surface sur de longues périodes de temps de l'ordre de décennies. Ces modifications de l'albédo ont pour origine la désertification, la salinisation des eaux, la déforestation tropicale et l'urbanisation. Elles ont pour conséquence des variations de la biomasse et des changements de la composition de l'atmosphère, soit

en augmentant la concentration de certains gaz préexistants et absorbant dans l'infrarouge, soit en injectant de nouveaux constituants qui possèdent les mêmes propriétés. Ces gaz sont à l'origine de l'effet de serre additionnel, susceptible de modifier le système climatique terrestre par une augmentation de la température des basses couches de l'atmosphère. Celle-ci varie de 1.9°C à 5.2°C selon les simulations numériques effectuées pour le siècle à venir (Académie des Sciences, 1990).

2.4 Méthodes de restitution des flux de surface marine

Dans la couche limite planétaire (CLP), les flux turbulents de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente, τ , H_s et H_l respectivement, décroissent régulièrement avec l'altitude. La variation avec l'altitude est graduelle et, jusqu'à une certaine hauteur correspondant approximativement à un dixième de celle de la CLP, les flux prennent des valeurs comprises dans un intervalle de 10% de leurs valeurs à la surface. L'incertitude sur les mesures des flux à l'aide des techniques actuelles est aussi du même ordre de grandeur.

La théorie de similitude de Monin-Obukhov décrit bien le comportement des flux turbulents dans la couche de surface, dans des conditions de stationnarité et d'homogénéité horizontale c'est-à-dire que toutes les propriétés statistiques de la turbulence sont indépendantes du point de l'espace. Les équations locales de la mécanique des fluides ne sont pas bien adaptées au cas d'écoulements de type turbulent car ceux-ci sont caractérisés par des fluctuations importantes des grandeurs physiques et par des échelles de longueur bien supérieures au libre parcours moyen des molécules du fluide. On peut appliquer les équations dynamiques du mouvement, non linéaires et non résolues analytiquement, en réalisant des calculs en trois dimensions, mais c'est très lourd numériquement. C'est pourquoi l'étude des flux turbulents se fait à travers la description de caractéristiques statistiques. En fait, on suppose que les mouvements du fluide peuvent se séparer en une composante flux moyen variant lentement et une composante turbulente variant rapidement. De plus, on suppose que le flux est statistiquement stationnaire c'est-à-dire que les moyennes d'ensemble ne changent pas avec le temps et peuvent être remplacées par des moyennes temporelles en un point du fluide fixe ou en mouvement : c'est l'hypothèse d'ergodicité.

Une variable x quelconque est donc décomposée en une partie moyenne représentée par un surlignage dans les équations, plus une partie fluctuation turbulente notée prime selon la convention de Reynolds, soit $x = \bar{x} + x'$. Ce qui implique par définition que la valeur moyenne des fluctuations est nulle, $\overline{x'} = 0$.

Les transports turbulents à travers la couche de surface, quantité de mouvement, chaleur sensible et chaleur latente, sont décrits par les flux de Reynolds :

$$\begin{cases} \tau = -\rho \overline{u'w'} \\ H_s = \rho C_p \overline{w'T'} \\ H_L = \rho L_e \overline{w'q'} \end{cases} \quad (\text{éq. 2.5})$$

où ρ est la densité de l'air, C_p est la chaleur spécifique à pression constante de l'air sec, L_e est la chaleur latente d'évaporation ; u , v et w sont les composantes longitudinale, latérale et verticale de la vitesse du vent, T la température absolue et q l'humidité spécifique avec u' , v' et w' , T' et q' leurs fluctuations associées respectives.

Les flux de Reynolds $\overline{w'x'}$, où x' représente l'une quelconque des trois quantités fluctuantes, représentent donc les transports verticaux de mouvement cinétique, de chaleur sensible et d'humidité. Dans les cas océaniques cela exclut l'eau liquide qui provient à la fois de l'évaporation à la surface de l'océan et des embruns dans l'atmosphère. Ces termes traduisent l'influence de la turbulence sur le mouvement moyen ; ils se combinent aux termes visqueux, négligeables dans la couche de surface, pour former les tensions turbulentes apparentes.

L'indépendance supposée des flux avec l'altitude conduit naturellement à les paramétrer avec des valeurs caractéristiques de vitesse du vent, de température, d'humidité spécifique et de longueur comme suit :

$$\begin{cases} u_* = \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(-\overline{u'w'} \right)^{\frac{1}{2}} \\ T_* = -\overline{w'T'} u_*^{-1} \\ q_* = -\overline{w'q'} u_*^{-1} \\ L = -\frac{u_*^3 T_v}{g \kappa \overline{w'T'_v}} \end{cases} \quad (\text{éq. 2.6})$$

où κ est la constante de von Karman, de l'ordre de 0,40 ; g est l'accélération gravitationnelle ; T_v est la température virtuelle exprimée en Kelvins (voir Annexe B) avec $T_v = \overline{T_v} + T'_v = T(1 + 0,61q)$; remarquons que T_v inclut les fluctuations d'humidité et on peut écrire $\overline{w'T'_v} = \overline{w'T'} + 0,61T \overline{w'q'}$ (Geernaert et Larsen, 1993).

La longueur de Monin-Obukhov, L , représente la hauteur à laquelle la production d'énergie cinétique turbulente purement mécanique ($u_*^3 / \kappa L$) est de l'ordre de la production d'énergie cinétique turbulente de convection thermique ($g \overline{w'T'_v} / \overline{T_v}$).

La théorie de similitude prédit que les gradients moyens dans la couche de surface sont des fonctions universelles du paramètre de stabilité (ou de stratification) z/L où z représente la cote verticale, comptée positivement à partir de l'interface, dans le sens ascendant :

$$\begin{cases} \frac{\kappa(z+z_0)}{u_*} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \phi_u(z/L) \\ \frac{\kappa(z+z_T)}{T_*} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \phi_T(z/L) \\ \frac{\kappa(z+z_q)}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \phi_q(z/L) \end{cases} \quad (\text{éq. 2.7})$$

où z_0 , z_T et z_q sont les échelles de hauteur respectives des éléments de rugosité, caractéristiques de l'état de surface, tous supposés très petits devant z . Bien qu'elles aient été introduites afin d'éviter le cas irréaliste d'un cisaillement infini à la surface ($z = 0$), ces grandeurs ont une signification physique (Liu *et al.*, 1979) ; z_0 décrit les irrégularités de la surface comme "vues" par la turbulence et semble donc être une fonction complexe des paramètres de surface de la mer (Ataktürk, 1991 ; Wu, 1992). De nombreuses initiatives ont été tentées afin de paramétrer z_0 en fonction d'autres paramètres de surface, en particulier le rapport avec l'état des vagues. Par exemple, z_0 varie d'un facteur 100 entre le cas d'une surface marine assez agitée avec $z_0 = 0,1$ cm et celui d'une surface continentale où $z_0 = 0,1$ m. De manière générale z_0 correspond en valeur à environ un centième de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Des mesures en plein océan ont donné des valeurs de l'ordre de 10^{-6} m et 10^{-4} m pour z_T et z_q respectivement (Smith, 1980 ; Large et Pond, 1981 et 1982).

Les relations entre les fonctions ϕ et la hauteur adimensionnelle z/L ont conduit à de multiples travaux théoriques et expérimentaux (Businger *et al.* 1971 ; Dyer, 1974) sans formes universellement acceptées. En particulier, les conditions de stratification pour le gradient d'humidité sont peu connues et la relation $\phi_q = \phi_T$ est généralement supposée. La forme la plus utilisée (Liu *et al.*, 1979 ; Large and Pond, 1982) est donnée par :

$$\begin{cases} \phi_u = \phi_T = \phi_q = (1 + 7z/L) & \text{si } z/L > 0 \\ \phi_u = (1 - 16z/L)^{-1/4} & \text{si } z/L < 0 \\ \phi_T = \phi_q = (1 - 16z/L)^{-1/4} & \text{si } z/L < 0 \end{cases} \quad (\text{éq. 2.8})$$

Les profils de vitesse, de température et d'humidité sont obtenus en intégrant les relations des équations 2.7 entre l'élément de rugosité de surface approprié et une certaine altitude z . Les relations flux-profil résultantes sont :

$$\begin{cases} \bar{U} - U_s = u_s \kappa^{-1} [\ln(z/z_0) - \Psi_u(z/L)] \\ \bar{T} - T_s = T_s \kappa^{-1} [\ln(z/z_r) - \Psi_T(z/L)] \\ \bar{q} - q_s = q_s \kappa^{-1} [\ln(z/z_q) - \Psi_q(z/L)] \end{cases} \quad (\text{éq. 2.9})$$

où les fonctions de correction de stratification sont données par $\Psi_{u,T,q}(z/L) = \int_0^{z/L} \frac{(1 - \phi_{u,T,q}(\zeta))}{\zeta} d\zeta$,

soit :

$$\begin{cases} \Psi_u = \Psi_T = \Psi_q = -7z/L & \text{si } z/L > 0 \\ \Psi_u = 2 \ln\left(\frac{1+X}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+X^2}{2}\right) - 2 \arctan(X) + \frac{\pi}{2} & \text{si } z/L < 0 \\ \Psi_T = \Psi_q = 2 \ln\left(\frac{1+X^2}{2}\right) & \text{si } z/L < 0 \end{cases} \quad (\text{éq. 2.10})$$

avec $X = (1 - 16z/L)^{1/4}$

Les incertitudes sur les relations flux-profil proviennent essentiellement de la méconnaissance de la rugosité z_0 qui dépend fortement du profil d'humidité près de la surface de la mer (Katsaros, 1980), de la présence de courants et de vagues, de la différence de température à la surface ... (Ataktürk, 1991).

Comme mentionné précédemment, les équations 2.5 à 2.10 sont inadéquates quand les exigences de la théorie de similitude, *i.e.* l'homogénéité horizontale et la stationnarité, ne sont plus satisfaites. Aussi, elles ne sont plus applicables très près de la surface car la turbulence est supprimée et les transports moléculaires par viscosité, conduction et diffusion deviennent importants. En particulier, dans la sous-couche laminaire, là où la diffusion moléculaire est prépondérante (Cousteix, 1989), une modélisation plus adéquate s'impose, par exemple avec le modèle "à renouvellement de surface" décrit par Liu et Businger (1975) dans lequel les profils de température sont exponentiels.

On distingue généralement trois grandes méthodes de restitution des flux turbulents : la méthode aérodynamique globale, la méthode de dissipation et la méthode des profils.

2.4.1 La méthode aérodynamique globale

Les mesures directes des flux de surface sont difficiles à obtenir ; il est impossible de faire des mesures directes en plusieurs endroits ; la plupart du temps, il n'y a pas de mesures instantanées des flux. C'est pourquoi ils sont estimés à partir de quantités moyennes à travers la formulation dite aérodynamique globale, où les flux sont reliés à la vitesse moyenne du vent, aux différences de température et d'humidité spécifique entre la surface et une altitude z :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\tau}{\rho} = C_D (\bar{U}(z) - U_s)^2 = u_*^2 \\ \frac{H_s}{\rho C_p} = C_H (\bar{U}(z) - U_s) (T_s - \bar{T}(z)) = -u_* T_s \\ \frac{H_L}{\rho L_e} = C_E (\bar{U}(z) - U_s) (q_s - \bar{q}(z)) = -u_* q_s \end{array} \right. \quad (\text{éq. 2.11})$$

où les coefficients d'échanges sans dimension (*bulk transfer coefficients* en anglais) C_D , C_H et C_E sont associés à la contrainte du vent, la chaleur sensible et la chaleur latente respectivement. Malgré de nombreuses études, la paramétrisation de ces coefficients d'échange n'est pas complète (Kondo, 1975 ; Garrat, 1977 ; Blanc, 1985 et 1987).

La méthode se réduit donc à la détermination des valeurs de ces coefficients d'échange.

En utilisant les équations 2.9 et 2.11, ils s'expriment par :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_D = \kappa^2 / [\ln(z/z_0) - \Psi_u(z/L)]^2 \\ C_H = \kappa^2 / [\ln(z/z_0) - \Psi_u(z/L)] [\ln(z/z_T) - \Psi_T(z/L)] \\ C_E = \kappa^2 / [\ln(z/z_0) - \Psi_u(z/L)] [\ln(z/z_q) - \Psi_q(z/L)] \end{array} \right. \quad (\text{éq. 2.12})$$

On voit donc qu'ils dépendent de l'altitude z à la différence des flux dans la couche de surface et sont fonctions des éléments de rugosité et de la stratification atmosphérique. Cependant, avant de comparer les coefficients de transferts obtenus lors de multiples expériences, il faut les ramener à un même niveau de référence. En général, l'altitude de référence est prise égale à 10 m au-dessus de la surface, correspondant à la hauteur des passerelles des navires. Les effets de stratification atmosphérique sont généralement adaptés aux conditions neutres ($\Psi_{u,T,q} = 0$). Néanmoins, le concept de rugosité de surface de référence n'est pas très bien défini.

Dans ces conditions, cas neutre et niveau de référence à 10 m, les coefficients d'échange s'écrivent avec z_0 , z_T et z_q en mètres :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{DN} = \kappa^2 / [\ln(10/z_0)]^2 \\ C_{HN} = \kappa^2 / [\ln(10/z_0) \ln(10/z_T)] = \kappa C_{DN}^{\%} / \ln(10/z_T) \\ C_{EN} = \kappa^2 / [\ln(10/z_0) \ln(10/z_q)] = \kappa C_{DN}^{\%} / \ln(10/z_q) \end{array} \right. \quad (\text{éq. 2.13})$$

Les coefficients d'échange ne sont pas constants. Leurs variations sont dues aux effets de rugosité de surface, à la vitesse du vent, à la circulation turbulente à grande échelle. Des mesures *in situ* des coefficients de transfert ont été effectuées dans de multiples conditions : vents forts, passage

de fronts, effets de vagues (DeLeonibus et Simpson, 1986). Un résumé des résultats obtenus par un grand nombre d'auteurs est donné par Garratt (1977) et par Blanc (1985). Retenons que pour des vitesses de vent faibles, $U_{10} \approx 4 \text{ ms}^{-1}$, toutes les mesures convergent vers $C_{DN} = 1.0 \cdot 10^{-3}$. Cependant, pour des vitesses de vent plus élevées, la tendance linéaire diverge systématiquement si bien que les valeurs de C_{DN} varient beaucoup selon le lieu, par exemple près des côtes ou en pleine mer. Dans ces cas, on note une variation avec la profondeur et l'étendue d'une mer par leur influence sur la distribution des vagues, en fonction du vent et de la température (Smith, 1988).

D'autre part, C_{HN} et C_{EN} ne montrent aucune dépendance significative envers la vitesse du vent et z_0 . Les valeurs obtenues par divers auteurs prenant des coefficients d'échange fonction de plusieurs paramètres tels que la vitesse du vent se situent dans un même intervalle de confiance, si bien que C_{HN} et C_{EN} ou de façon équivalente $\kappa/\ln(10/z_r)$ et $\kappa/\ln(10/z_q)$ peuvent être supposés constants pour des vitesses de vent inférieures à 14 ms^{-1} . Pour des vitesses de vent, au-delà de 14 ms^{-1} , avec des effets de surface très importants avec une augmentation significative des coefficients d'échange, et au-dessous de 2 ms^{-1} , avec la disparition des vagues capillaires, une modélisation plus complexe est nécessaire.

2.4.2 La méthode de "dissipation"

La caractéristique la plus attrayante de cette méthode provient du fait qu'elle ne nécessite pas de mesure explicite de la composante verticale de la vitesse du vent, ce qui permet l'utilisation de plates-formes mobiles et réduit les erreurs de mesures ; cependant les sources majeures d'erreurs proviennent de l'incertitude sur plusieurs constantes et de suppositions nécessaires pour appliquer cette méthode.

La méthode est fondée sur la considération du bilan d'énergie cinétique turbulente par unité de masse, $e = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$, qui pour un écoulement homogène stationnaire et horizontal, devient (Tennekes et Lumley, 1972) :

$$\begin{aligned} 0 &= u_*^2 \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + g \frac{\overline{w'T'_v}}{T_v} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w'e} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho} \right] \\ &= P + B - \varepsilon - D \end{aligned} \quad (\text{éq. 2.14})$$

où p' est la fluctuation de pression et ε est le taux de dissipation moléculaire de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse.

L'état stationnaire implique donc l'égalité des termes de production et de dissipation. Les fluctuations turbulentes sont principalement "produites" par les interactions mécaniques (P) et "perdues" par dissipation moléculaire (ε). Le terme complet de divergence D , terme de corrélation

pression-vitesse, est indépendant de z/L et $D \ll P$ semble être une approximation raisonnable en moyenne (Cousteix, 1989). Le second terme de droite, B , représente la convection thermique due aux fluctuations de densité conséquence des fluctuations de température ; il est donc ajouté à l'équation 2.14 comme un terme source. L'équation de bilan de l'énergie cinétique de turbulence se réduit ainsi à $P + B = \varepsilon$.

Le problème d'évaluation des flux de chaleur revient à déterminer u , et les taux de dissipation diffusifs de température et d'humidité spécifique, $\overline{T'^2}/2$ et $\overline{q'^2}/2$, N_r et N_q respectivement.

Pour un écoulement horizontalement homogène et stable, à partir des équations aux tensions de Reynolds, en supposant que les termes de divergence verticale sont négligeables ainsi que le terme convectif (Tennekes et Lumley, 1972), et en considérant les relations flux-profils des équations 2.6 et 2.7, cela conduit à (Businger, 1978) :

$$\begin{cases} \overline{u'w'} = [\kappa z \varepsilon / \phi_u(z/L)]^{1/2} \\ \overline{w'T'} = [\kappa z u_* N_r / \phi_T(z/L)]^{1/2} \\ \overline{w'q'} = [\kappa z u_* N_q / \phi_q(z/L)]^{1/2} \end{cases} \quad (\text{éq. 2.15})$$

Les équations 2.15, ou de façon équivalente les relations entre les paramètres d'échelle et les taux de dissipation, peuvent être utilisées afin de déterminer les flux turbulents par l'intermédiaire de l'analyse spectrale dans des situations où il est difficile de les mesurer directement. L'analyse spectrale est un moyen de connaître la répartition d'énergie donc celle de la vitesse caractéristique de la turbulence, u_* , suivant le nombre d'onde ou la fréquence. Elle est fondée sur les développements de Kolmogorov.

L'hypothèse de Kolmogorov est basée sur la notion de processus de formation et de transfert d'énergie turbulente qui peut être schématisé comme suit : les grosses structures soumises au phénomène d'étirement tourbillonnaire donnent naissance à des structures plus petites tout en transférant de l'énergie. Ce processus se répète jusqu'à ce que les structures deviennent si petites que la viscosité puisse agir et transformer en chaleur toute l'énergie qui alimente ces petites structures. Cette série d'événements, formations et transferts d'énergie turbulente successifs, est appelé cascade d'énergie turbulente. Remarquons aussi que :

- les premiers stades de ce processus sont essentiellement non visqueux. La viscosité n'intervient qu'en bout de chaîne pour limiter l'intensification tourbillonnaire par le biais de la transformation d'énergie en chaleur ;

- l'échange d'énergie entre les structures turbulentes de taille différente n'est possible que si leurs échelles de temps sont du même ordre de grandeur ;

- le taux de dissipation ε , caractéristique essentielle des petites structures, est entièrement défini par les caractéristiques des grosses structures ;

- pour un développement plus avancé de la théorie, on consultera les ouvrages de Tennekes et Lumley (1972) ou de Cousteix (1989).

Du point de vue spectral, la théorie de la turbulence dans le domaine inertiel, supposant une isotropie locale, dit donc qu'il y a une cascade d'énergie turbulente (zone b de la figure 2.6) entre une région source (basses fréquences, zone a) et une région dissipative (hautes fréquences, zone c), pour laquelle dans des conditions de stabilité neutres, l'on a les relations 2.16 :

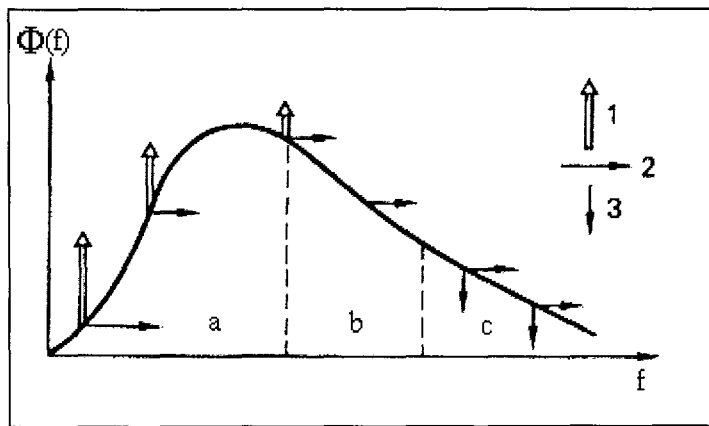


Figure 2.6 - Allure schématique du spectre en fréquence (théorique) de l'énergie cinétique de turbulence d'après Panchev (1971). Les trois phénomènes d'importance sont : 1- Transformation de l'énergie du flux moyen (production) ; 2- Transfert d'énergie des grandes structures vers les plus petites ; 3- Dissipation de l'énergie cinétique de turbulence en chaleur (ε).

Les taux de dissipation peuvent donc être déduits des estimations des fonctions spectrales unidimensionnelles $\Phi_{u,\tau,q}$ à des fréquences où l'hypothèse de Kolmogorov prédit un comportement spectral en $f^{-5/3}$ décrit comme le domaine inertiel par les relations :

$$\begin{cases} \Phi_u(f) = K' \varepsilon^{2/3} (2\pi/\bar{U})^{2/3} f^{-5/3} \\ \Phi_\tau(f) = \beta'_\tau \varepsilon^{2/3} N_\tau (2\pi/\bar{U})^{2/3} f^{-5/3} \\ \Phi_q(f) = \beta'_q \varepsilon^{2/3} N_q (2\pi/\bar{U})^{2/3} f^{-5/3} \end{cases} \quad (\text{éq. 2.16})$$

où $K' = 0.55$, $\beta'_T = \beta'_q = 0.80$ sont les constantes unidimensionnelles de Kolmogorov. Les termes faisant intervenir la vitesse moyenne du vent, \bar{U} , proviennent de l'hypothèse de Taylor où les nombres d'ondes k sont remplacés par $(2\pi f/\bar{U})$.

La méthode consiste alors à mesurer la vitesse du vent à différentes fréquences dans une fenêtre de 1 à 20 Hz. Par conséquent, des mesures directes ε , N_T et N_q au-dessus de la mer sont très difficiles car elles nécessitent des échelles centimétriques à des fréquences supérieures à 100 Hz.

La production d'énergie est égale à la dissipation ; par intégration du spectre sur l'intervalle de fréquence échantillonnée, on remonte au terme de production. Après avoir estimé les fonctions spectrales $\Phi_{u,T,q}$ pour une fréquence centrale donnée, f_c , on en déduit $\varepsilon(f_c)$, $N_T(f_c)$ et $N_q(f_c)$; les trois taux de dissipation d'énergie, ε , N_T et N_q sont alors pris comme les moyennes de ces dernières dans la région inertielle.

Néanmoins, cette méthode requiert un échantillonnage en fréquence élevé. De plus, les mesures depuis les bateaux en mer sont entachés d'erreurs sur les vitesses dues au mouvement des vagues, voire même à l'influence de la superstructure et de la coque du navire. Il reste donc des problèmes de validation. Malgré cela, de bonnes mesures dans le domaine inertiel des spectres de vitesse, de température et d'humidité ont été obtenues par des navires océanographiques et des bouées (Large, 1979 ; Large et Pond, 1981 et 1982).

2.4.3 La méthode des profils

Dans des conditions neutres, $z/L = 0$ ($\phi_{u,T,q} = 0$, $\Psi_{u,T,q} = 0$), les équations 2.9 impliquent :

$$\begin{cases} \bar{U} - U_s = u_s \kappa^{-1} [\ln(z/z_0)] \\ \bar{T} - T_s = T_s \kappa^{-1} [\ln(z/z_T)] \\ \bar{q} - q_s = q_s \kappa^{-1} [\ln(z/z_q)] \end{cases} \quad (\text{éq. 2.17})$$

c'est-à-dire des profils logarithmiques ou encore de simples droites dans une représentation du type $\ln(z) = \alpha U + \beta$ par exemple. La méthode consiste alors, pour la première équation, à mesurer la vitesse moyenne du vent, \bar{U} , en deux points d'altitude différente dans la couche de surface ; ainsi les valeurs de la hauteur de rugosité z_0 , quand $\bar{U} = U_s$, et de la vitesse de friction u_s , se déterminent aisément, et par conséquent le flux de quantité de mouvement. Il en va de même pour la température et l'humidité spécifique.

Cette méthode est peu utilisée car elle fait la supposition de conditions neutres. Dans les cas stable et instable, il faut ajouter les termes de correction de stratification, les fonctions $\Psi_{u,T,q}$, et considérer le cas où $u_* (\partial \bar{U} / \partial z)$ est constant.

2.5 Conclusion

Dans la représentation la plus simple du système climatique, où tout est vu en moyenne globale, il reste deux composants essentiels, l'atmosphère et la surface océanique. Nous avons donc affaire à un système complexe dont les fluctuations traduisent les efforts que font l'atmosphère et l'océan, deux fluides assez différents, pour parvenir ensemble à un équilibre pour toujours inaccessible. Il faut non seulement comprendre le comportement de chacun, mais aussi leurs interactions, la manière dont ils échangent énergie et matière. Ces interactions à l'interface océan-atmosphère sont parfaitement résumées sur la figure 2.7.

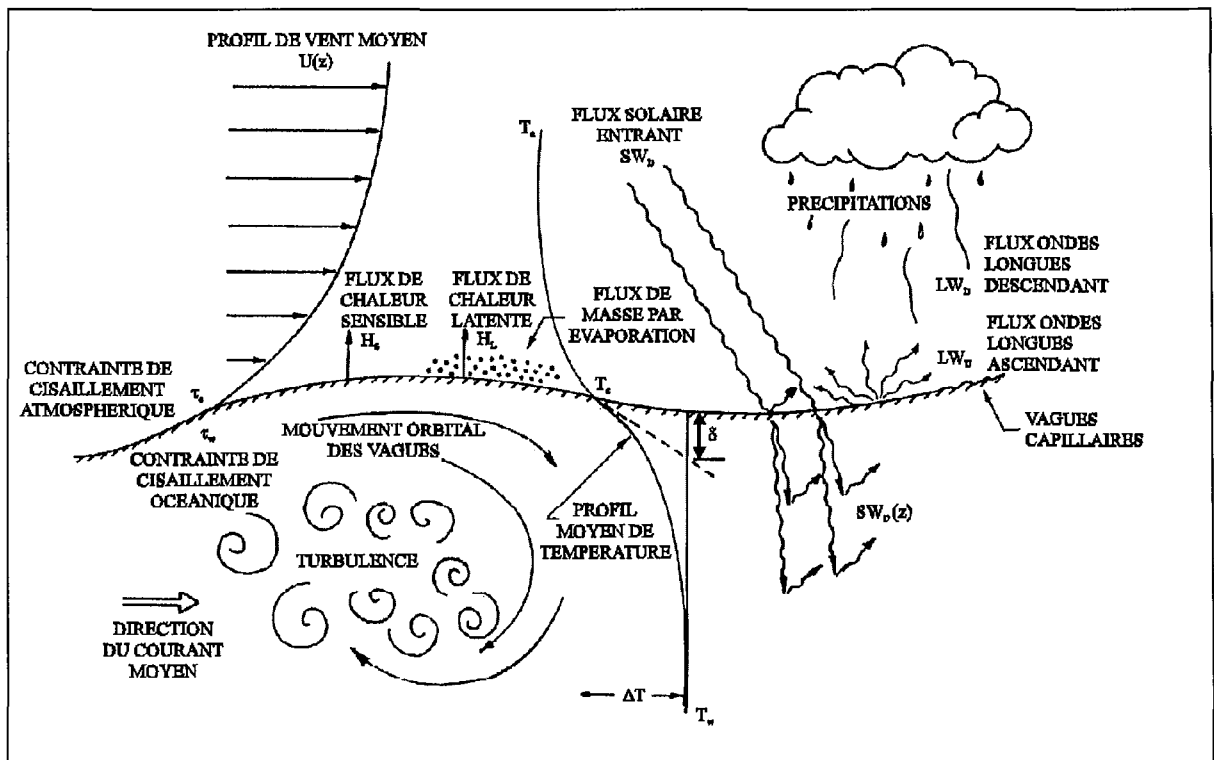


Figure 2.7 - Représentation schématique des différents processus physiques influençant la couche limite proprement dite d'après Katsaros (1980). δ représente l'épaisseur de la sous-couche visqueuse.

Dans cette optique, la première fonction essentielle du système océan-atmosphère est la dégradation et la répartition de l'énergie solaire, dont les étapes sont : la transformation en chaleur d'une fraction significative (70%) du flux de rayonnement solaire intercepté par la planète, 342 Wm^{-2}

en moyenne annuelle globale ; la répartition de ce flux d'énergie (238 Wm^{-2}) entre la surface et l'atmosphère en assurant une température confortable à la surface (288 K) ; et finalement, le rayonnement vers l'espace de ce même flux d'énergie, de façon à assurer un équilibre global au moins approximatif. La seconde fonction essentielle du système climatique réside dans le cycle de l'eau lié en particulier au flux de chaleur latente (Webster, 1994). En effet le rôle des flux non radiatifs est extrêmement important, à la fois dans le bilan énergétique et dans le cycle de l'eau, dans les tropiques et aux moyennes latitudes, moins près des pôles d'où la prise en compte d'une manière réaliste du couplage non radiatif entre surface et atmosphère.

Selon l'échelle spatiale et temporelle à laquelle l'on étudie les flux de surface, les valeurs des divers termes composant le bilan thermique net à la surface océanique fluctuent de manière considérable. Les flux de surface, obtenus d'abord par l'intermédiaire de mesures *in situ*, bénéficient maintenant de l'apport des satellites dont les missions ne se limitent plus à la surveillance météorologique et à la climatologie statique mais permettent désormais une approche nouvelle des processus dynamiques à l'interface océan-atmosphère.

En fait, les satellites, en raison de leurs formidables capacités techniques qui se traduisent par des résolutions spatiale, temporelle et spectrale élevées, apparaissent comme l'outil de base dans l'évaluation des flux de surface d'autant plus que les mesures *in situ* restent ponctuelles et faibles pour les océans. Néanmoins il faut insister sur le fait que les flux de surface ne peuvent pas être déterminés de manière directe mais par l'intermédiaire d'un certain nombre de paramètres géophysiques adaptés à une situation donnée, à l'aide le plus souvent de relations semi-empiriques.

L'utilisation d'une méthode de restitution des flux de surface plutôt qu'une autre est assujettie à l'origine des données, de plus en plus nombreuses et variées grâce aux grands projets internationaux sur le climat. La méthode des flux de Reynolds et celle du profil sont mieux adaptées dans le cas de plates-formes stables avec des courants minimes. Quant à la méthode dissipative, elle convient mieux dans le cas de bateaux en pleine mer malgré les perturbations du mouvement de celui-ci pour des situations de vents forts.

L'examen des paramétrisations nécessaires au calcul des flux de chaleur de façon indirecte montre que la connaissance des gradients de température et d'humidité, de la vitesse moyenne du vent près de la surface et de coefficients de transfert empiriques suffit pour une paramétrisation adéquate des flux turbulents dans un cadre aérodynamique global. Nous allons donc estimer ces flux en choisissant des coefficients d'échanges constants. Leurs valeurs seront déterminées selon l'application à l'échelle régionale ou locale.

Chapitre 3

TELEDETECTION SPATIALE

ET MESURE DU FLUX ONDES COURTES

La source primaire de l'énergie reçue à la surface océanique est le rayonnement électromagnétique émis par le soleil, essentiellement dans le domaine visible et proche infrarouge. Ce chapitre traite par conséquent de la détermination du flux solaire incident à la surface, sur plan horizontal, première étape de notre étude.

La littérature propose diverses méthodes d'estimation du rayonnement solaire incident à la surface à partir d'images satellitaires (Schmetz, 1989). Elles modélisent toutes la traversée de l'atmosphère par le rayonnement solaire, qui subit des phénomènes d'absorption, de réfraction et de diffusion avant d'atteindre le capteur du satellite. Le degré de complexité de tels modèles varie en fonction du type de paramétrisation utilisée (Gautier *et al.*, 1980 ; Dedieu *et al.*, 1983 et 1987 ; Pinker et Ewing, 1985 ; Darnell *et al.*, 1988 ; Pinker et Laszlo, 1990 ; Brisson *et al.*, 1994). Parfois certains aspects du transfert radiatif sont traités à l'aide de formulation empirique (Tarpley, 1979 ; Pastre, 1981 ; Cano, 1982 ; Möser *et al.*, 1983).

En règle générale, plus les modèles sont complexes, plus ils requièrent une connaissance élevée des paramètres d'entrée. Cependant, les conditions atmosphériques actuelles ne sont jamais complètement connues car l'atmosphère est un milieu extrêmement variable dans le temps et dans l'espace ; ainsi, une modélisation rigoureuse de la radiance reçue au sol nécessiterait *a priori* la connaissance d'un nombre élevé de paramètres composant et gouvernant l'atmosphère ; ce qui, bien sûr, est très compliqué à réaliser, d'où les simplifications rencontrées dans de nombreux modèles.

Le fait que la même radiance observée par le satellite puisse être associée soit à une atmosphère claire, soit à une atmosphère nuageuse, est une source d'erreur dans les modèles (Laszlo et Pinker, 1989). Notons aussi que les modèles courants de calcul du flux solaire incident à la surface à partir de données satellitaires ont été implantés à une échelle locale, ou au mieux, régionale. Un grand effort a été fait pour estimer les flux radiatifs sur une échelle globale (voir par exemple Pinker et Laszlo, 1992).

La méthode utilisée, Héliosat, est décrite dans un premier temps avec les modifications qu'elle a dû subir pour son adaptation à un type de données bien précises (ISCCP-B2) issues du satellite METEOSAT-4. L'application du modèle au canal visible du satellite géostationnaire permet de cartographier le flux solaire disponible en surface à méso-échelle et d'examiner ainsi ses variations spatio-temporelles, dans un second temps. Après avoir identifié les diverses sources d'erreur dans la restitution du flux ondes courtes, une étude de validation est menée par comparaison aux mesures *in situ* de la campagne océanographique AMOR92.

3.1 La méthode Héliosat

La méthode Héliosat est utilisée pour estimer le flux ondes courtes incident à la surface terrestre. Elle a été abondamment décrite (Cano *et al.*, 1986 ; Diabaté *et al.*, 1988a et 1988b ; Diabaté *et al.*, 1989 ; Moussu *et al.*, 1989) et est largement utilisée dans le monde. Sa précision est d'environ 10% (r.m.s.), comme l'ont démontrée de nombreuses comparaisons avec des mesures au sol (Diabaté, 1989). Nous l'appliquons ici à l'imagerie METEOSAT.

3.1.1 Principe de la méthode

On estime à environ 30% la réflectivité moyenne du système terre-atmosphère (Kandel et Fouquart, 1992). Cela veut dire que les trois dixièmes du rayonnement solaire incident sont renvoyés vers l'espace, sans modification de la longueur d'onde, par réflexion sur la surface du globe, sur les nuages et, dans une moindre mesure, par rétrodiffusion de la part des constituants de l'atmosphère. A peu près la moitié de l'énergie rayonnée par le soleil se trouve dans les longueurs d'onde du visible. Comme la première grande fenêtre atmosphérique se trouve dans la bande visible du spectre, c'est dans cette bande que les capteurs correspondants du satellite mesurent le rayonnement solaire réfléchi. Chaque élément d'une image de satellite géostationnaire représente la réponse spectrale du radiomètre pour l'énergie radiative reçue par le satellite. La plupart des nuages sont de bons réflecteurs d'énergie rayonnante. La réflectivité d'un nuage dépend surtout de son épaisseur mais aussi, dans une certaine mesure, de la nature des particules qui le constituent (eau ou glace) et de leurs dimensions. L'intensité réfléchie par une petite portion du système terre-atmosphère est donc très différente pour des régions nuageuses et des régions de ciel clair, à l'exception des zones désertiques, neigeuses et recouvertes par les glaces. Ainsi, dans la plupart des conditions, il est possible de distinguer les pixels couverts par des nuages de ceux non contaminés par ces derniers à la condition que la surface couverte par le nuage soit plus grande que la taille d'un pixel ; par conséquent la cartographie du flux ondes courtes est possible si l'on tient compte des effets du soleil et de la géométrie de prise de vue du satellite pour les mesures de luminance. Ainsi, cette méthode suppose que les réflectances au sol par ciel clair sont plus faibles que celles des nuages, mais de plus elle

considère la variabilité naturelle de la réflectivité de surface, le bruit instrumental, la variabilité des propriétés atmosphériques non prises en compte explicitement, en supposant que la radiance en ciel clair en un point, pour la période analysée, peut être représentée par une variable aléatoire stationnaire (Cano, 1982). S'appuyant sur l'hypothèse de faible variance temporelle des radiances en ciel clair comparées à celles en présence de nuage, à deux exceptions importantes près que sont les cirrus semi-transparents et les sols neigeux ou glacés, la méthode Héliosat applique un processus itératif pour déterminer la valeur moyenne de la variable aléatoire représentant les propriétés de surface. Elle repose sur l'établissement d'un indice d'ennuage qui considère la différence entre la réponse du capteur due à l'occurrence d'un nuage dans son champ de prise de vue et la signature spectrale correspondante du sol dans des conditions ciel clair.

Cette approche est confortée par l'observation que la valeur de radiance la plus fréquente en un point est souvent très proche de la valeur extrême, minimum en visible et maximum en infrarouge, une exception étant les régions à fort pourcentage de couverture nuageuse (Rossow *et al.*, 1988).

3.1.2 Correction géométrique et filtrage du bruit

Les données de télédétection brutes ont été acquises lors d'observations du satellite géostationnaire METEOSAT-4 dans le domaine visible. Chaque image satellitaire est pré-traitée en utilisant une correction géométrique avec corrélation des amers, filtrage du bruit, et normalisation des comptes numériques originaux par le rayonnement solaire qui serait mesuré après réflexion sur une surface horizontale située en chaque pixel sous ciel clair.

Comme les comptes numériques peuvent être directement reliés au rayonnement ascendant, cette normalisation équivaut au calcul d'un facteur de réflectance bidirectionnel. En fait, la relation exacte entre le rayonnement ascendant et le compte numérique est inconnue parce que le satellite METEOSAT n'a pas d'étalonnage embarqué. Cependant, par commodité, nous appellerons albédo la quantité résultant de la normalisation, qui est proportionnel à l'albédo réel mais n'est pas à strictement parler l'albédo de surface (Moussu *et al.*, 1989).

3.1.3 Construction de la carte d'albédo de référence

La méthode Héliosat utilise le modèle ciel clair de Perrin de Brichambaut et Vauge (1982) où le facteur de transmission total pour un ciel très clair et dans une large bande spectrale 0,3 - 4 μm peut s'écrire :

$$K_c(\nu) = A (\sin \nu)^{0,15} \quad (\text{éq. 3.1})$$

avec A une constante empirique égale à 0,81 et ν l'angle d'élévation du soleil. Ce modèle est similaire dans la forme à celui de Bourges (1979) utilisé par Cano *et al.* (1986) excepté que A est fixé à

0,7. Un tel modèle résulte d'un "mélange" empirique avec les mesures au sol. Par conséquent, il ne tient pas compte explicitement de la turbidité de l'atmosphère, ni de l'albédo du sol, ni du contenu en eau à l'intérieur de l'atmosphère, ces trois termes influençant le facteur de transmission par ciel clair.

Ainsi, le rayonnement global au niveau du sol G_c , à l'instant t , est :

$$G_c(t) = 0,81 I_{oj} (\sin v)^{1,15} \quad (\text{éq. 3.2})$$

où I_{oj} est le rayonnement solaire extraterrestre *i.e.* la constante solaire pour le jour j donné, normal au rayon. Retenons que la dépendance temporelle de $G_c(t)$ est comprise dans l'angle d'élévation du soleil (voir Annexe A). Donc le rayonnement mesuré par le capteur du satellite en l'absence de nuages, provenant à la fois du ciel clair et du sol, d'albédo $\rho(t)$ peut s'exprimer par :

$$E(t) = \rho(t) 0,81 I_{oj} (\sin v)^{1,15} \quad (\text{éq.3.3})$$

En préparation de la détermination de l'indice d'ennuagement, une carte de référence de l'albédo planétaire pour ciel clair est construite. A partir d'une série temporelle d'images, elle est évaluée en chaque pixel d'une manière récursive en minimisant la variance entre les radiances mesurées et celles résultant du modèle ciel clair, les cas nuageux étant éliminés à chaque étape.

3.1.4 Evaluation de l'indice d'ennuagement

L'indice d'ennuagement $n^l(i,j)$ au point (i,j) pour un temps donné t est défini comme fonction de l'albédo caractéristique de référence $\rho_g(i,j)$, de l'albédo apparent ou luminance normalisée au même point mesuré par le satellite $\rho^l(i,j)$, et de l'albédo moyen du sommet des nuages ρ_c , valeur typique de la valeur maximale de l'albédo des nuages. Il est calculé en chaque pixel grâce à la relation suivante :

$$n^l(i,j) = (\rho^l(i,j) - \rho_g(i,j)) / (\rho_c - \rho_g(i,j)) \quad (\text{éq. 3.4})$$

L'indice d'ennuagement, qui varie de 0 à 1, est un indicateur de la transmission d'une colonne d'atmosphère au-dessus d'un pixel avec des valeurs faibles correspondant à un facteur de transmission élevé. Il faut remarquer que par définition, des valeurs de n^l supérieures à 1 peuvent être observées pour des nuages très réfléchissants. Il dépend d'une manière assez complexe de la nébulosité totale et de l'épaisseur optique des nuages dans le champ de prise de vue du radiomètre (Perrin de Brichambaut, 1987) ; en fait n^l peut être considéré comme un mélange de ces deux types d'information dans le cadre de la prise de vue instantanée du radiomètre.

Le calcul de l'albédo moyen des nuages, ρ_c , est accompli en utilisant l'inverse de l'algorithme utilisé pour déterminer la carte d'albédo de référence, en ne retenant que les zones nuageuses.

L'histogramme de cette image "seulement de nuages" fournit une estimation de ρ_c par l'utilisation d'un calcul de mode.

L'albédo apparent mesuré par le satellite $\rho'(i,j)$ dépend dans une certaine mesure de la turbidité atmosphérique. Par exemple, dans le cas de nuages de poussière ou de sable sur l'océan, la valeur de ρ' est plus élevée que la normale océanique d'où une surestimation de n' . Mais ce phénomène reste assez rare, ce que confirme l'analyse visuelle des images pour un mois donné.

Afin de tenir compte des variations saisonnières, la carte de référence est réactualisée au cours du calcul par l'estimation d'une moyenne pondérée du nouveau pixel non nuageux par le pixel non nuageux précédemment défini.

Cette méthode ne s'accomplit pas convenablement quand l'albédo de référence est du même ordre de grandeur que l'albédo des nuages. Cano (1982) a proposé la définition d'un indice d'ennuagelement de substitution utilisant le rayonnement mesuré par le satellite dans la bande spectrale infrarouge thermique ; la méthode Héliosat ne tient pas compte de cette alternative.

3.1.5 Relation statistique entre indices d'ennuagelement et de clarté

L'indice de clarté $K(i,j)$ est défini comme le rapport du rayonnement global sur surface horizontale $G(i,j)$ et de la radiance horizontale au sommet de l'atmosphère $G_o(i,j)$:

$$K(i,j) = G(i,j) / G_o(i,j) \quad (\text{éq. 3.5})$$

Si l'on considère que l'indice d'ennuagelement $n'(i,j)$ caractérise la transmission de l'atmosphère, on peut proposer la relation linéaire suivante pour le rayonnement global au temps t , prouvée par de multiples études (Cano *et al.*, 1986 ; Diabaté *et al.*, 1988a ; Diabaté, 1989) :

$$G'(i,j) = n'(i,j) G_b(i,j) + (1 - n'(i,j)) G_c(i,j) \quad (\text{éq. 3.6})$$

où G_b et G_c sont les rayonnements globaux à la surface par ciels couvert et clair, respectivement. Avec la définition de l'indice de clarté pour ces deux conditions, respectivement K_b et K_c , cette hypothèse conduit à la relation linéaire suivante :

$$K'(i,j) = n'(i,j) K_b(i,j) + (1 - n'(i,j)) K_c(i,j) \quad (\text{éq. 3.7})$$

$$= a(i,j) n'(i,j) + b(i,j) \quad (\text{éq. 3.8})$$

où $a(i,j)$ caractérise la pente de la relation linéaire et est égal à $K_b(i,j) - K_c(i,j)$; et $b(i,j)$ représente l'indice de clarté pour une atmosphère ciel clair avec $n'(i,j) = 0$, *i.e.*, $K_c(i,j)$.

Les variations spatio-temporelles des coefficients $a(i,j)$ et $b(i,j)$ avec la latitude, la longitude, la déclinaison du soleil, ont été étudiées par Diabaté (1989). Il s'en déduit que la relation entre les indices d'ennuagement et de clarté est linéaire, faiblement dépendante de la localisation géographique, indépendante du mois, mais les coefficients dépendent de l'heure du jour. En fait, les coefficients de régression dépendent probablement de l'élévation du soleil ; en effet, la variation de v est plus grande durant le jour que sa variation en fonction du mois et de la localisation géographique. Par conséquent, un jeu de coefficients ($a(i,j)$, $b(i,j)$) est défini pour chaque intervalle horaire considéré. Les valeurs de ces coefficients varient respectivement de -0,11 à -0,14 et de 91 à 103. Elles sont calculées par des moyennes d'une méthode de régression linéaire au sens des moindres carrés, appliquée à un jeu de mesures au sol et de données satellitaires. De nombreuses comparaisons ultérieures confirment ces résultats (Diabaté, 1989).

3.1.6 Détermination du rayonnement global horaire au sol

Les coefficients $a(i,j)$ et $b(i,j)$ définissent une régression linéaire entre l'indice de clarté $K'(i,j)$ et l'indice d'ennuagement $n'(i,j)$. Ils sont constants pour toute l'image METEOSAT et Diabaté (1989) a défini trois jeux de coefficients : pour le matin, le milieu de journée et l'après-midi. Puis le rayonnement global horaire de surface sur plan horizontal est déterminé selon la relation suivante d'après l'équation 3.5 :

$$G'(i,j) = K'(i,j) G_o^i(i,j) = (a' n'(i,j) + b') G_o^i(i,j) \quad (\text{éq. 3.9})$$

Le diagramme de la figure 3.1 décrit la démarche suivie lors de la méthode Héliosat.

3.1.7 Détermination du rayonnement global journalier au sol

Cette méthode traite une image satellitaire afin d'en dériver le rayonnement global horaire correspondant. Dans ces cas, quatre images sont traitées par jour à 08:30, 11:30, 14:30 et 17:30 TU (Temps Universel). Le rayonnement global journalier au sol est alors estimé par un calcul de moyenne d'un algorithme développé par Diabaté (1989). Le rayonnement solaire journalier est approximé par une loi pseudo-sinusoidale du temps t où t représente le temps solaire vrai (voir Annexe A), dont l'amplitude A est une fonction quadratique de t . Pour chaque pixel de l'image et pour chaque jour, les constantes dans l'expression de $A(t)$ sont évaluées par une méthode des moindres carrés sur la base de la connaissance des valeurs du rayonnement global horaire instantané en chacun des quatre intervalles horaires. Puis le rayonnement global journalier est obtenu par intégration de cette loi pseudo-sinusoidale entre les heures de lever et de coucher du soleil.

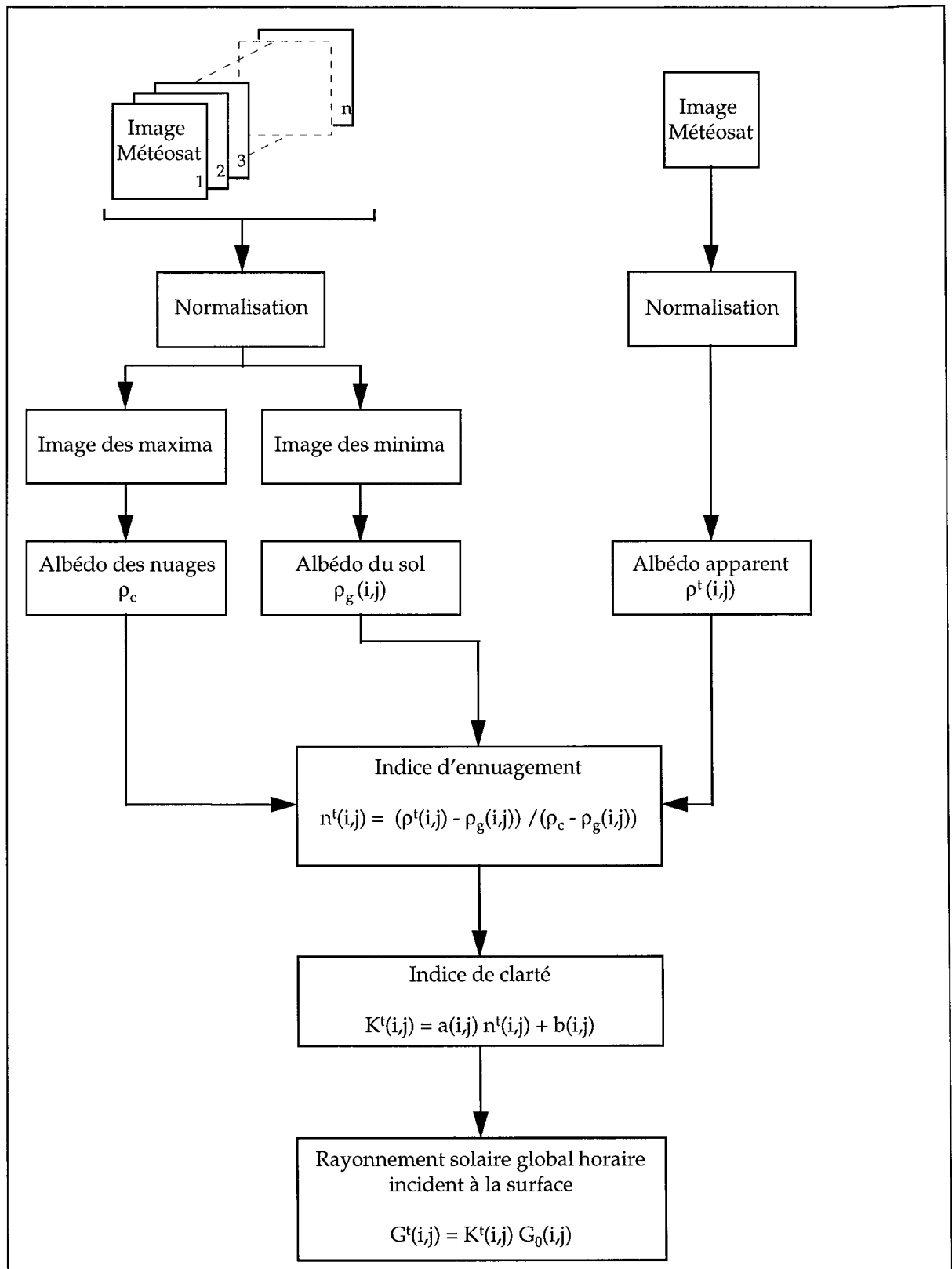


Figure 3.1 - Schéma synoptique de la méthode Héliosat.

3.1.8 Détermination des moyennes mensuelles du rayonnement global solaire de surface

La moyenne mensuelle du rayonnement global horaire, pour chacun des quatre intervalles de temps, est obtenue en moyennant les images du rayonnement global horaire pour le mois considéré.

La moyenne mensuelle du rayonnement solaire global journalier est calculée par le même algorithme utilisé pour l'estimation du rayonnement solaire journalier, mais appliqué aux images de moyennes mensuelles du rayonnement solaire global horaire.

Une remarque sur la dénomination des rayonnements : quand nous parlons de rayonnement solaire journalier, c'est un abus de langage puisqu'il s'agit en fait d'une somme journalière de rayonnement global solaire. Il en est de même pour les rayonnements mensuels. Lorsque nous parlons d'une carte de rayonnement journalier mensuel pour un mois donné, il faut comprendre la moyenne mensuelle des sommes journalières de rayonnement global solaire horaire.

3.2 Adaptation de la méthode aux très larges zones

La méthode décrite au paragraphe précédent a dû subir des modifications afin de l'adapter à l'étude de très larges zones.

3.2.1 Correspondance des coordonnées image avec les coordonnées géographiques

Des modèles permettaient, initialement dans la méthode, de passer des coordonnées image (ligne, colonne) aux coordonnées géographiques (latitude, longitude) et réciproquement ; ces modèles de conversion, définis statistiquement, étaient des polynômes d'ordre deux de la forme suivante :

$$Z = A_{z1} + A_{z2} X + A_{z3} X^2 + A_{z4} XY + A_{z5} Y^2 + A_{z6} Y \quad (\text{éq. 3.10})$$

où si Z représente la latitude ou la longitude alors X est la ligne et Y , la colonne, et réciproquement. Ces relations quadratiques simples requièrent par conséquent la connaissance *a priori* de quatre jeux de coefficients A_{zi} avec i variant de 1 à 6, déterminés par une méthode aux moindres carrés sur un ensemble de quadruplets pour chaque région considérée. Nous avons amélioré cette étape de calcul par l'utilisation d'un modèle analytique recommandé par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) ; la conversion en (latitude, longitude) d'une image METEOSAT définie en (ligne, colonne) est fondée uniquement sur des critères géométriques liés à la forme du globe terrestre et à l'orbite du satellite. La comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes sur le site test de l'Atlantique nord-est montre très clairement qu'elle est bien meilleure car elle prend en compte la

sphéricité de la Terre ce qui améliore la précision, en particulier aux hautes latitudes et aux grandes longitudes.

3.2.2 Le problème de la normalisation

Les canaux visibles qui représentent la source principale d'information pour déduire l'insolation n'ont pas d'étalonnage embarqué. C'est le cas du satellite géostationnaire METEOSAT-4. Par conséquent d'autres étalonnages sont utilisés, supposés être précis seulement dans un intervalle de 5 - 10% (Pinker et Laszlo, 1992). La normalisation initiale de la méthode Héliosat faisait appel à la relation suivante :

$$CC = \frac{CN - CN_0}{f_j \sin \gamma^{1,15} \sin v^{1,15}} \quad (\text{éq. 3.11})$$

où CC est le compte numérique normalisé ;

CN est le compte numérique brut initial ;

CN_0 est le compte numérique espace ;

f_j est le facteur correctif de la distance terre-soleil ;

γ est l'élévation du satellite ;

v est l'élévation du soleil.

Le calcul de CC consiste en la normalisation du compte numérique issu du capteur satellitaire par le rayonnement solaire qui aurait été mesuré par le radiomètre après avoir été réfléchi sur une surface horizontale située en chaque pixel dans des conditions ciel clair. Ainsi la détermination du compte numérique normalisé est identique au calcul d'un facteur de réflexion bidirectionnel (direction soleil - satellite). Cette normalisation dépend essentiellement des deux angles γ et v . En fait, il convient de rappeler l'origine des termes en sinus :

- le $\sin v$ provient d'une correction par rapport à une surface plane ;

- le $\sin v^{0,15}$ est une correction due à la traversée de l'atmosphère ;

- le terme $\sin \gamma^{0,15}$ représente la même correction pour le rayonnement réfléchi ;

- et $\sin \gamma$ est un terme pris en compte afin de corriger le comportement non lambertien de certaines surfaces (anisotropie) ; ce facteur de dépendance du rayonnement réfléchi par rapport à

l'angle γ de réflexion a pris une forme sinusoïdale de sorte que le compte numérique normalisé et l'albédo réel ρ_g sont proportionnels. La relation liant les deux quantités est la suivante (Moussu *et al.*, 1989) :

$$\rho_g = 3,6 \cdot 10^3 CC + 0,02 \quad (\text{éq. 3.12})$$

Cette relation obtenue par une régression type moindres carrés entre les valeurs de CC calculées en divers sites cibles en Europe et en Afrique, et des valeurs de ρ_g issues de la littérature présente un écart quadratique moyen (r.m.s.) de 0,08 et un coefficient de corrélation de 0,88. L'écart quadratique moyen, relativement élevé, intègre l'erreur du modèle ciel clair mais surtout l'erreur sur les valeurs d'albédos trouvées dans la littérature, ces dernières présentant une grande disparité et d'importantes variations pour un même type de surface.

En appliquant la correction en $\sin\gamma$ de l'expression 3.11, il s'avère que les nuages les plus éloignés du nadir sont environ 50% plus réfléchissants que ceux de la zone de convergence inter-tropicale (ZCIT) en considérant tous les corps comme lambertiens. Or les nuages les plus épais sont situés au niveau de la ZCIT (convection tropicale) ; l'anisotropie de la réflexion des nuages n'excède pas 10% (Taylor et Stowe, 1984) ; et les nuages les plus réfléchissants sont à la ZCIT ce qui est confirmé visuellement par les images originales. De même cette correction entraîne une augmentation plutôt forte vers le nord des comptes normalisés sur l'océan.

Ainsi, pour normaliser nos images, nous n'avons pas tenu compte de la correction précédemment décrite par Moussu *et al.* (1989) qui permettait d'uniformiser les albédos des déserts en particulier et des océans. La relation utilisée est :

$$CC = \frac{CN - CN_0}{f_j \sin \gamma^{0,15} \sin \nu^{1,15}} \quad (\text{éq. 3.13})$$

Cependant, la brillance de surface de la Terre sur les images visibles dépend de la nature de cette surface et de son éclaircissement. Celui-ci dépend lui-même de l'heure de la journée et du déplacement saisonnier du soleil. En effet les valeurs d'albédo varient selon l'heure de la journée, jusqu'à 19% pour un même pixel. Il faut par conséquent considérer une carte d'albédo de référence pour chaque slot traité. Cette dernière est fournie par l'image des minima des images normalisées pour le mois traité. En première approximation, la normalisation des images METEOSAT équivaut donc au calcul d'un albédo apparent du sol dans des conditions ciel clair. Nous disposons d'une image d'albédo apparent en chaque slot considéré (défini par $2h + 1$ où h est l'heure décimale).

3.2.3 Détermination de la valeur de l'albédo moyen du sommet des nuages

Ce paramètre est déterminé de manière empirique car la méthode proposée par Cano (1982) n'est pas stable et ne reproduit pas les mêmes résultats dès lors que la série d'images est modifiée. Ceci pose problème dans la mesure où ce paramètre a une assez grande influence sur le calcul de l'indice d'ennuagement. Au lieu de ne considérer qu'une série temporelle de dix images "peu nuageuses" seulement, nous avons déduit la valeur de ce paramètre à partir de l'histogramme d'une image des maxima des images normalisées sur le mois considéré. Ainsi, en chaque slot, pour chaque mois, nous obtenons une valeur et une seule de ρ_c , ce qui est cohérent avec la normalisation précédemment effectuée.

L'estimation de ρ_c est un point essentiel de l'approche utilisée ici pour estimer l'indice d'ennuagement. Il est clair que le choix par la valeur modale de l'histogramme des maxima des radiances normalisées sur le mois est critiquable, étant donné que ce mode est lié à la présence ou non de nuages sur la série temporelle. Autrement dit, s'il y a très peu de nuages sur la période considérée et la zone d'étude, l'estimation modale peut s'avérer fautive. Nous considérons que sur une trentaine d'images consécutives pour un slot donné, ce cas sera très isolé, et que sur le mois nous obtenons une certaine "homogénéité" dans l'histogramme des maxima d'autant plus que la valeur de ρ_c choisie est élevée donc rarement observée sur les images. Cela dit, certains auteurs, Raschke et Preuss (1979) par exemple, ont proposé une méthode d'estimation faisant appel à un modèle théorique de nuage d'épaisseur optique et d'altitude précises, ce type de nuage étant suffisamment opaque pour que l'on puisse négliger les effets de l'albédo des sols ρ_s par rapport à l'albédo planétaire instantané ρ' ; d'autres, Obrecht (1990) par exemple, ont inclus la notion de limite de transparence des nuages par l'étude de la disparition du contour de côte.

3.2.4 Autres paramètres d'entrée du modèle

La méthode Héliosat nécessite la connaissance d'un nombre très réduit de paramètres d'entrée, essentiellement des constantes. D'une part, il faut déterminer la constante solaire, I_0 : c'est l'énergie solaire traversant par unité de temps l'unité de surface disposée aux confins de l'atmosphère terrestre normalement à la direction du soleil, quand la distance de la Terre au soleil est égale à sa valeur moyenne. C'est donc un flux énergétique par unité de surface, inversement proportionnel au carré de la distance séparant la Terre du soleil. I_0 varie par conséquent au cours de l'année en raison de l'orbite elliptique de notre planète. Cette correction de distance terre - soleil est prise en compte dans la méthode lors de la normalisation des images par l'intermédiaire du facteur f_j , fonction du jour julien j , dans l'équation 3.13, et dans la détermination du rayonnement solaire global hors atmosphère sur plan horizontal puisque $G_0 = I_{0j} \sin \nu$ avec $I_{0j} = I_0 f_j$. Nous avons utilisé pour nos calculs de flux solaire une valeur de 1353 Wm^{-2} . D'autre part, la réponse du capteur quand il observe l'espace c'est-à-dire la

valeur moyenne du compte numérique équivalent au zéro du capteur, CN_0 , dont la valeur est prise égale à 15.

3.2.5 Les coefficients de régression linéaire liant les indices d'ennuage et de clarté

Afin de déterminer l'indice de clarté $K'(i,j)$ à partir de l'indice d'ennuage $n'(i,j)$, il faut connaître les coefficients $a(i,j)$ et $b(i,j)$ de la relation linéaire qui les relie (éq. 3.8). Dans la procédure initiale, ces coefficients sont calculés en chaque pixel (i,j) et pour chaque intervalle horaire considéré. Or des études préliminaires (Diabaté, 1988a) ont montré que seuls trois couples $(a(i,j), b(i,j))$ suffisent dans la journée, sur un mois donné. Nous avons donc choisi des valeurs constantes sur les quatre mois d'étude, répertoriées dans le tableau 3.1.

	slot < 23	23 ≤ slot ≤ 29	29 < slot
a	-540	-556	-554
b	602	667	598

Tableau 3.1 - Couple de coefficients (a,b) utilisés dans la méthode Héliosat pour les diverses heures de la journée. Les valeurs sont comprises entre 0 et 1000 en vertu de la relation $K' = a(n'/100) + b$ avec $0 \leq K' \leq 1000$. Le slot est défini par $(2h + 1)$ où h représente l'heure décimale.

Les autres étapes de calculs de la méthode Héliosat restent inchangées dans leur forme et leur fond tel que décrites dans le paragraphe 3.1.

3.2.6 Les limitations de la méthode Héliosat

La méthode ainsi développée et adaptée au calcul du flux solaire incident à l'aide de données de résolution réduite en provenance de METEOSAT-4 présente néanmoins certaines limitations.

Elle n'est pas valable pour des élévations du soleil inférieures ou égales à 12° . De plus, la méthode ne donne pas de résultats satisfaisants pour des élévations du satellite inférieures ou égales à 15° car il y a des effets de bord marqués pour les latitudes et les longitudes élevées. Cela correspond à un angle de prise de vue maximal de $67,8^\circ$ pour le satellite. Pour pallier à cette limitation due à la région observée par METEOSAT, il faut utiliser des données issues des autres satellites géostationnaires qui font partie du programme de veille météorologique dont nous avons parlé au chapitre précédent.

Le caractère non lambertien de certaines surfaces, en particulier celui de la surface supérieure des nuages, n'est pas explicitement pris en compte bien qu'il puisse être inclus dans les termes

correctifs en sinus de la relation de normalisation (équation 3.13) ; de plus elle ne traite pas explicitement du cas particulier de la réflexion spéculaire sur les surfaces océaniques ou les lacs.

La méthode n'inclut pas non plus les effets de bord des nuages, ou encore le phénomène d'ombre sur un pixel considéré ; ce dernier point est surtout flagrant dans les régions continentales avec un relief marqué. La correction qui en découle n'est donc pas cruciale dans notre étude puisque nous nous limitons aux surfaces océaniques.

De plus les effets induits par des pixels mixtes (terre-mer) ou partiellement nuageux, nuages fragmentés ou morcelés au niveau sub-pixel, ne sont pas explicitement analysés.

3.3 Présentation des données METEOSAT-B2

Parmi les satellites qui contribuent à la mission météorologique, on distingue les satellites géostationnaires, tels ceux de la série METEOSAT, positionnés dans le plan équatorial à 36000 km de la terre. Ils assurent une mission de surveillance continue du quasi-hémisphère terrestre qu'ils "voient" en permanence.

La série des METEOSAT embarque un radiomètre imageur à trois canaux, le *Visible Infrared Spin-Scan Radiometer* (VISSR), pour mesurer les rayonnements électromagnétiques émis vers l'espace dans trois bandes spectrales distinctes : le canal "visible" de 0,4 à 1,1 μm , qui mesure le rayonnement solaire réfléchi par le système climatique ; le canal "vapeur d'eau" de 5,7 à 7,1 μm , qui permet d'estimer l'émission par la vapeur d'eau de la haute troposphère ; le canal infrarouge thermique de 10,5 à 12,5 μm , qui mesure le rayonnement de corps noir terrestre.

Des mesures du radiomètre sont prises toutes les 30 minutes avec une résolution spatiale pour un point situé au nadir du satellite, de 2,5 km x 2,5 km pour le canal visible et de 5 km x 5 km pour les deux autres canaux. Dans le domaine visible, l'image du disque terrestre est formée de 5000 lignes de 5000 pixels chacune et dans les domaines infrarouge et vapeur d'eau, une scène complète est constituée de 2500 lignes de 2500 pixels chacune.

Une description détaillée du système METEOSAT, satellite, radiomètre, segments spatial et sol, traitement, extraction, dissémination et archivage des données, se trouve dans Anonyme (1981).

Pour notre étude, nous utilisons une série spéciale de données de satellite géostationnaire, issues du satellite METEOSAT-4 dont la position nominale se situe à l'intersection de l'équateur et du méridien de Greenwich (0°N, 0°E), appelée ISCCP-B2. Dans le cadre du projet *International Satellite Cloud Climatology Project* (ISCCP) (Schiffer et Rossow, 1983 et 1985), partie intégrante du programme

WCRP, l'information est moyennée sur des secteurs de 250 km x 250 km approximativement. Les étapes de réduction successive des données sont les suivantes :

- échantillonnage temporel des images des satellites géostationnaires pour réduire la fréquence d'observation à des intervalles synoptiques de trois heures ;

- les données canal visible à plus haute résolution sont moyennées pour être compatibles avec la résolution plus basse des données du canal infrarouge : c'est donc une moyenne 2 x 2 en ligne et en colonne pour des données METEOSAT, d'où une image 2500 x 2500 pixels de 5 km de résolution au nadir ;

- un sous-échantillonnage spatial des images est réalisé (si nécessaire) afin de réduire la résolution à environ 10 km, soit 1 pixel sur 4 : ce sont les données B1, images de 1250 x 1250 pixels ;

- puis les données sont encore réduites en volume par un ré-échantillonnage 3 x 3 (1 pixel sur 9) pour ramener la résolution nominale à environ 30 km, 27 km au nadir exactement : ce sont les données réduites B2, images de 416 x 416 pixels.

La taille d'un pixel en surface couverte au sol, PS , croît avec l'angle d'élévation du satellite, γ , et donc avec la latitude selon la relation :

$$PS = PS_0 / \sin \gamma \quad (\text{éq. 3.13})$$

où PS_0 est la résolution spatiale au nadir. Si l'on s'éloigne de ce point, la visée se fait selon un angle oblique, par conséquent la surface observée augmente. Cet accroissement n'est pas linéaire en γ ; à environ 50° de la verticale du satellite, la résolution est à peu près doublée soit environ 50 km. Au-delà, elle augmente plus rapidement et les données d'images METEOSAT deviennent de moins en moins utilisables.

Ces données, trois canaux et 8 images par jour, ont été obtenues pour les mois d'août à novembre 1992 auprès du Centre Européen d'Opérations Spatiales (ESOC pour *European Space Operations Centre*) qui a régulièrement archivé ces images au format réduit B2. Cette période couvre celle des mesures *in situ* réalisées dans la région des îles Canaries.

Le choix de ce type de données est motivé par plusieurs raisons : leur faible volume ce qui a pour conséquence une maniabilité accrue sur une longue période de temps ; leur adaptation à la détermination du rayonnement solaire global sur une échelle globale ; en effet, des études sur l'échantillonnage des données satellitaires ont montré que les données réduites B2 préservent l'information sur les grandes structures nuageuses et enfin leur faible coût.

3.4 Présentation de la zone d'étude

3.4.1 Définition de la zone d'étude

La zone test est une partie de l'océan Atlantique qui s'étend de 0°N à 40°N en latitude et de 5°O à 35°O en longitude, soit un secteur de 30° x 40°. Le choix de cette région par le *Joint Research Centre* (JRC) se justifie par plusieurs raisons :

- variabilité des conditions climatiques rencontrées avec des zones équatoriale, subtropicale et tempérée ;

- variabilité des conditions océaniques ; en particulier la présence d'une remontée des eaux froides au large de la Mauritanie et du Sénégal qui contribue largement aux variations de température de surface marine et d'autres paramètres climatiques ; cet *upwelling* en fait une région particulièrement étudiée en raison des conséquences climatiques, biologiques avec une forte concentration de phytoplancton, et par conséquent économiques (pêcheries côtières).

Cette vaste zone est réduite à une portion d'environ 1000 km² (30°-40°N, 5°-15°O) au large du Portugal et du Maroc qui couvre celle des mesures *in situ* réalisées par le navire océanographique *A. von Humboldt* durant l'expérience *Atlantic Measurement of Oceanic Radiation* (AMOR92) du 2 septembre au 14 octobre 1992 (IOW, 1992). Cette partie de l'océan Atlantique nord représente notre zone d'étude. La figure 3.2 illustre les diverses régions géographiques étudiées, en projection Mercator équatoriale.

3.4.2 Les mesures *in situ*

Les mesures *in situ* ont été réalisées dans le cadre du projet *Eastern Boundary Currents* n° 5 (EBC-5), partie intégrante du programme WOCE, en commun par l'*Institut für Ostseeforschung Warnemünde* (IOW) de Rostock et par l'*Institute for Remote Sensing Applications* (IRSA) basé à Ispra. Le but de la campagne océanographique AMOR92 est triple : l'étude du courant méridional du Portugal au Maroc avec les eaux sous-jacentes ; l'étude du mélange des eaux de surface et l'étude de la recirculation des eaux de l'Atlantique nord. De plus le projet EBC-5 s'est focalisé tout spécialement sur l'étude de l'effet de peau, phénomène essentiel pour la détermination précise de la température de surface marine.

La campagne de mesures se divise en réalité en quatre étapes : du 02/09/92 au 09/09/92, le navire océanographique a réalisé le trajet le séparant de sa base de Rostock en Allemagne du nord jusqu'à Lisbonne au Portugal ; la première phase opérationnelle a pris place du 09/09/92 au 26/09/92, depuis la capitale portugaise jusqu'à Las Palmas aux îles Canaries ; puis du 28/09/92 au 06/10/92, il s'agit de la seconde phase de mesures sur notre zone d'étude pour rejoindre à nouveau Lisbonne ; la dernière étape consiste uniquement au retour du bateau vers son port d'attache à Rostock. Ainsi,

seules les deux étapes intermédiaires nous intéressent et sont décrites sur la figure 3.2. Les mesures ont essentiellement deux origines.

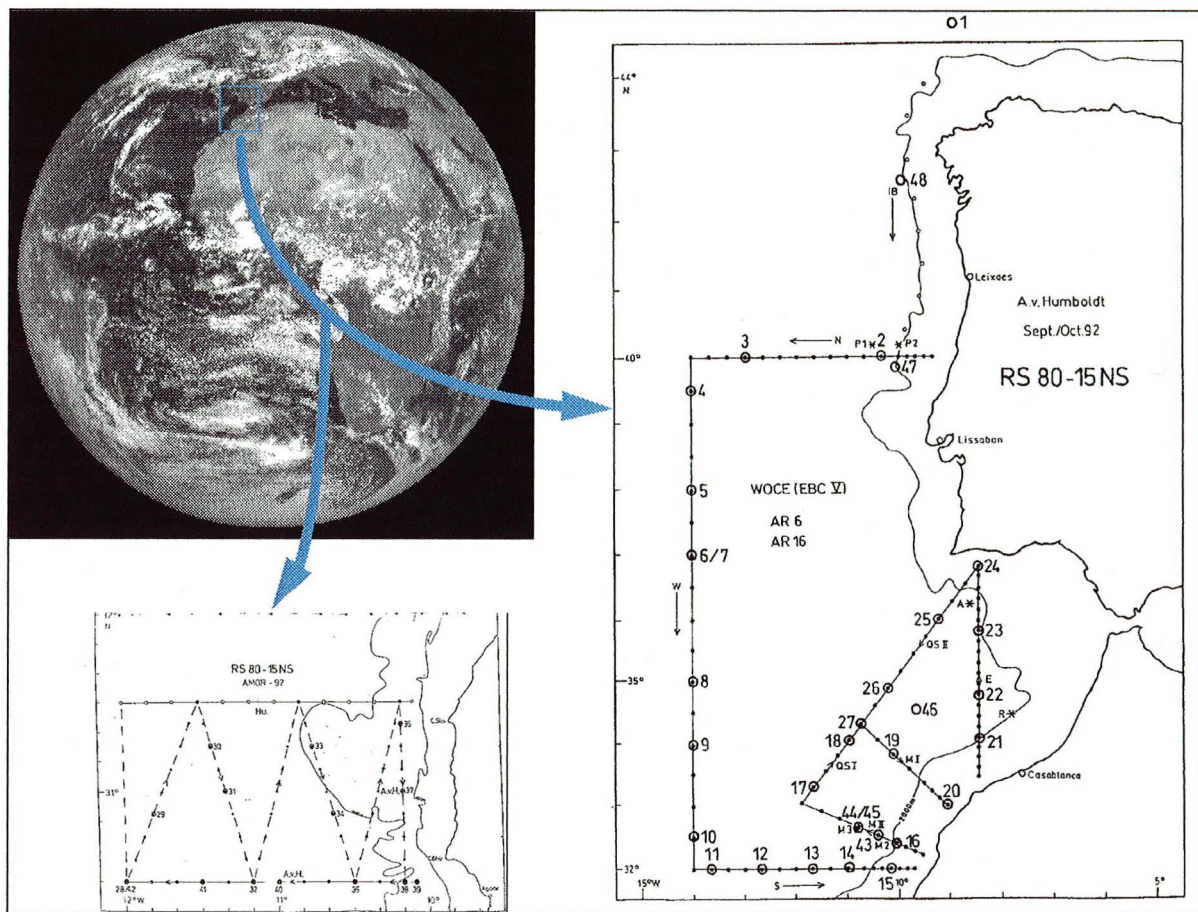


Figure 3.2 - Notre zone d'étude dans l'Atlantique nord. Le parcours du navire océanographique A. von Humboldt pendant la campagne océanographique AMOR92 y est tracé ; les cercles numérotés de 1 à 48 représentent les emplacements des radiosondages.

Elles proviennent d'une part de l'instrumentation embarquée sur le navire permettant de déterminer les divers paramètres climatologiques de surface (5 au total) et les flux radiatifs incidents à la surface, soient SW_D et LW_D . Nous disposons de valeurs moyennées toutes les 72 secondes, sachant qu'il y a un pas d'échantillonnage temporel de l'ordre de la seconde *i.e.* 60 mesures et que le calcul de la valeur moyenne nécessite 12 secondes. Si les mesures ont lieu de façon continue sur une journée, nous devrions alors posséder 1200 valeurs moyennes par jour, ce qui est rarement le cas. Les données sont d'autre part issues de radiosondages donnant de précieux renseignements sur la structure verticale de l'atmosphère. Il y a eu 48 sondages réalisés, répartis sur notre zone d'étude.

3.5 Résultats

Pour chaque journée, cinq à six images prises de jour sont généralement utilisables avec les données B2. Or, la première, à 05:30 TU, correspond à l'aube sur la partie est de la scène complète et la zone d'intérêt (0-40°N, 5°-35°O) se trouve encore dans la pénombre. Il en est de même pour certaines images prises à 20:30 TU en été, au moment du crépuscule. Ainsi, seuls quatre slots ont finalement été retenus : 08:30, 11:30, 14:30 et 17:30 TU. Pour chaque jour, des cartes de rayonnement solaire global horaire et journalier, et pour chaque mois, des cartes de rayonnement horaire mensuel et journalier mensuel ont ainsi été déterminées. Au total, sur les quatre mois de données disponibles, cela représente près de cinq cents images à traiter dans le visible d'où la nécessité d'une automatisation du logiciel Héliosat.

3.5.1 Etude globale

Dans un premier temps, nous allons suivre pas à pas les étapes de calcul du rayonnement solaire global horaire illustrées sur la figure 3.1 pour le 3 septembre 1992, puis journalier pour la journée précitée, ainsi que la détermination des flux solaires mensuels, au niveau horaire et journalier. Nous allons donc décrire les résultats obtenus sur une scène complète B2. Nous focaliserons essentiellement notre étude sur les étendues océaniques des images.

3.5.1.1 Variabilités spatiale et temporelle du flux solaire incident

La figure 3.3 représente les quatre images brutes ISCCP-B2, en niveaux de gris, utilisées pour déterminer le flux solaire global incident à la surface terrestre, avec un intervalle temporel de trois heures qui permet de suivre l'évolution des grandes structures nuageuses approximativement du lever au coucher du soleil. Bien sûr, les zones de pénombres ne permettront pas le calcul du rayonnement solaire horaire et seront exclues dans les calculs. Pour d'autres applications, ce petit inconvénient peut se résoudre en utilisant l'information issue des bandes spectrales infrarouge et vapeur d'eau de METEOSAT-4, par exemple ou par l'utilisation conjointe des canaux visibles d'autres satellites. Notons aussi que les pixels "espace" seront en noir ou en blanc selon les traitements réalisés.

Analysons par exemple l'image de 11:30 TU pour laquelle nous disposons d'un bon éclairage de tout le disque terrestre. Les étendues d'eau et les zones de végétation font ressortir les différentes teintes de gris et de blanc des nuages en raison de leur faible coefficient de réflexion. Les valeurs d'albédo croissent donc du noir au blanc. Cette scène représente une situation météorologique typique de début septembre avec les caractéristiques suivantes.

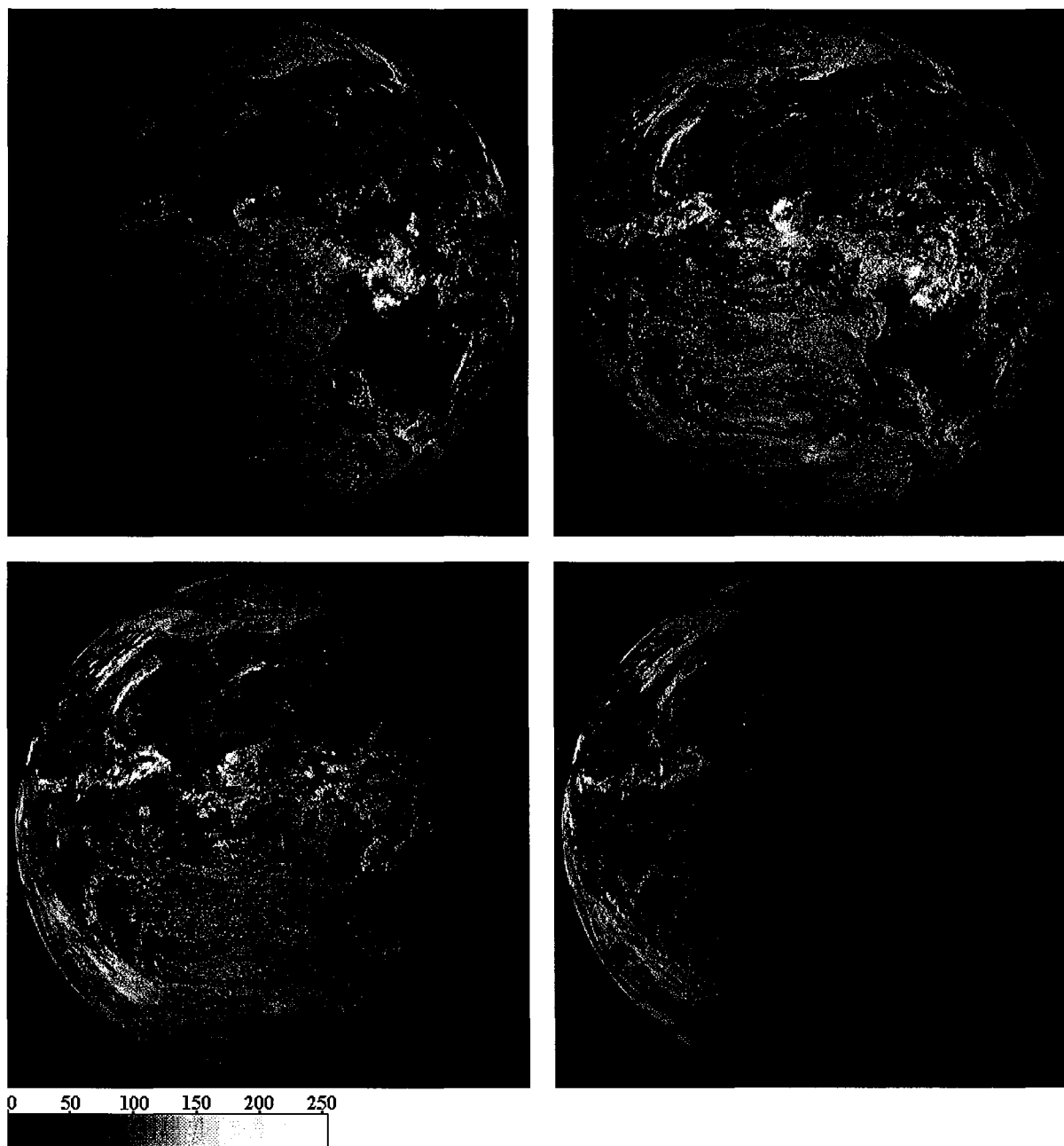


Figure 3.3 - Images brutes ISCCP-B2 pour une vue complète de METEOSAT-4. Les quatre scènes sont prises respectivement à 08:30, 11:30, 14:30 et 17:30 TU, de gauche à droite et de haut en bas.

Une ceinture quasi-permanente de nuages, qui s'étend presque parallèlement à l'équateur depuis le Venezuela jusqu'au sud de la Mer Rouge, forme la zone de convergence intertropicale (ZCIT) vers 10°N ; la bande nuageuse (parfois double, Brimacombe, 1981) de cette zone apparaît soit sous forme d'une formation étroite mais continue de plusieurs milliers de kilomètres de long, soit comme une succession de systèmes nuageux discontinus à l'échelle synoptique ; la largeur, la position et l'activité de la bande dépendent de plusieurs facteurs dont les variations diurnes et saisonnières ne sont pas les moindres. La partie essentielle de la ZCIT est l'instabilité induite par la convergence ; les formations nuageuses résultantes sont nettement du type convection et sont fréquemment sous forme

d'amas. Les dimensions, l'espacement et la durée de vie de ces amas nuageux sont sujets à de grandes variations, non seulement d'un jour à l'autre, mais aussi d'une saison à l'autre, tout en étant le plus actif généralement pendant l'été et le début de l'automne. Ce sont essentiellement des amas de cumulonimbus, nuages très épais et opaques donc très réfléchissants, à forte extension verticale, qui traduisent la présence de cellules convectives donc une zone d'ascendance ; celles-ci forment les zones les plus brillantes de l'image visible *i.e.* les parties les plus actives de la ZCIT. C'est pourquoi, au-dessus de l'Afrique et de l'Amérique du Sud, masses continentales s'accompagnant d'une profonde convection sur une grande échelle, la bande nuageuse de la ZCIT apparaît beaucoup plus large et tend à se fragmenter ; elle ne peut être distinguée avec la même netteté que ses prolongements océaniques. Dans l'Atlantique, la ZCIT est centrée près de 4°N pendant l'hiver, se déplaçant aux alentours de 10°N pendant l'été ; sa position moyenne se situe donc dans l'hémisphère nord et est assimilée à un équateur météorologique.

La zone de hautes pressions de l'important anticyclone des Açores, pratiquement dépourvue de nuages qui s'étend des latitudes tropicales à l'Ouest de l'Afrique jusqu'en Europe, englobant tout l'est de l'Atlantique, la Méditerranée et l'Europe occidentale jusqu'à la France est clairement visible ; cet anticyclone présente son extension maximale d'été, sa limite nord atteignant le parallèle 45.

Bordant cet anticyclone, on distingue très nettement une bande de nuages émergeant de la ZCIT et s'étirant latitudinalement en plein centre de l'océan Atlantique nord ; il s'agit d'une langue de dépression qui se déploie sur les hautes latitudes en direction du pôle selon une direction générale propre aux vents de direction sud-ouest vers nord-est.

En fait cette bande nuageuse est dû à un élargissement de la ZCIT ; elle s'allonge et s'étale sous le vent, en travers de la zone subtropicale sur plusieurs milliers de kilomètres. Le long du bord tourné vers le pôle se forme un maximum de vent en haute troposphère, qui prend couramment les proportions d'un courant-jet et qui, sous l'effet accru de la latitude c'est-à-dire d'une force de Coriolis supérieure, tourne dans le sens d'un anticyclone. Le résultat net est une bande nuageuse ayant l'aspect d'un arc d'anticyclone avec, du côté du pôle, un bord bien défini et qui est orientée du sud-ouest vers le nord-est dans l'hémisphère nord, selon la direction des vents dominants.

A ces hautes latitudes, on retrouve des systèmes nuageux se situant dans la zone des perturbations du front polaire, la ligne des *storm tracks* en anglais. Cette zone de perturbations du front polaire est encore plus active dans l'hémisphère sud où des structures dépressionnaires sont bien visibles : c'est la région que les marins nomment les "quarantièmes rugissants". Plus au sud encore, il y a formation d'un tourbillon dans l'air froid, environné par une bande nuageuse d'air polaire froid qui s'étend jusqu'en Afrique du Sud. Plus à l'est dans l'océan Atlantique nord, une bande nuageuse de plusieurs centaines de kilomètres semble se déplacer vers le nord en direction de l'Amérique du Sud.

Enfin, il faut souligner la présence d'une nappe de stratocumulus dans la zone de l'anticyclone subtropical au large de la côte sud-ouest de l'Afrique. La couche, caractéristique de ce type de nuage, comprend plusieurs petites cellules globulaires qui s'étendent sur environ mille kilomètres dans l'Atlantique.

Toutes ces grandes structures nuageuses à l'échelle planétaire ne reflètent que les caractéristiques principales de la circulation générale atmosphérique décrite sur la figure 2.2.

Après la phase de normalisation des images originales, la première étape importante de la méthode Héliosat consiste à construire une carte d'albédo de référence pour chaque slot considéré. La figure 3.4 en donne un exemple, pour le mois d'août 1992, slot 23. Les valeurs d'albédo augmentent du noir au blanc dans l'échelle des gris. Les changements dans le caractère de la surface entraînent une modification de la réflectivité et se traduisent par une signature caractéristique. Evidemment, les changements les plus nets se produisent sur une frontière entre l'eau et la terre, puisque l'eau a, dans la majorité des cas, une faible réflectivité, alors que la terre possède un albédo plus élevé.

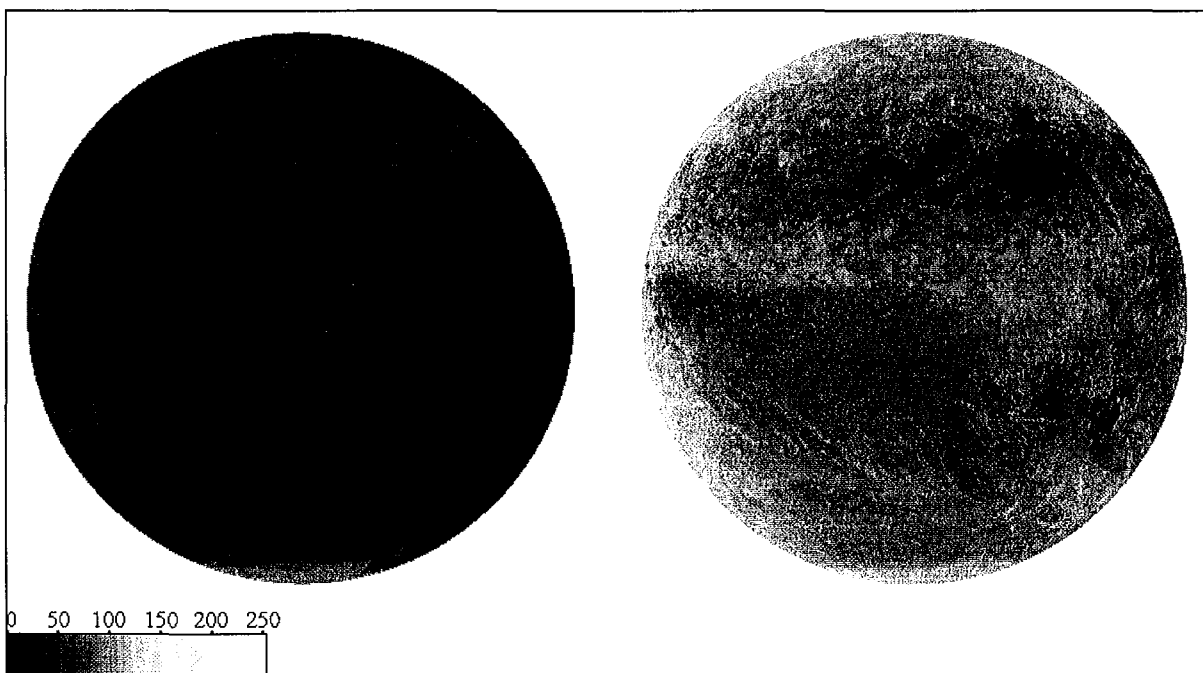


Figure 3.4 - Exemple de carte d'albédo de référence pour le 09/92 à 11:30 TU et d'image des maxima de comptes normalisés.

Ainsi les surfaces océaniques et les grands lacs africains apparaissent en noir (albédo faible), à l'exception de deux zones bien distinctes : la partie antarctique constamment couverte par les nuages ; et la zone des hautes pressions subtropicales au large de la Namibie où la persistance de nappes nuageuses sur tout le mois empêche d'avoir un albédo tout à fait satisfaisant. Concernant les surfaces terrestres, les terrains les plus brillants que l'on trouve sur les images METEOSAT sont les sols de sable

nu du Sahara. Le sable brillant de ce désert est interrompu par endroits par les affleurements rocheux du Tibesti et du Hoggar. Les terres cultivées du delta et de la vallée du Nil forment un intense contraste avec les sables lumineux du désert avoisinant. Au contraire, la forêt tropicale d'Afrique centrale et les forêts denses de conifères d'Europe ont un albédo très faible et paraissent relativement sombres. Néanmoins, dans la région équatoriale subsistent des parcelles plus brillantes dues à la persistance de nuages de type convectif au-dessus des zones terrestres, résultat de l'échauffement diurne ; cette dépendance provoque une fluctuation journalière de la quantité des nuages plus importante que celle qui se manifeste généralement aux latitudes plus élevées.

L'examen de la partie droite de la figure 3.4 révèle que la nébulosité associée à la ZCIT est clairement évidente lorsque l'on prend le maximum de la radiance normalisée sur le mois, ici août 1992. Les autres grands "axes" d'orientation zonale de luminosité maximale concordent très bien avec les zones de perturbations des fronts polaires en Atlantique, les zones de hautes pressions subtropicales et les régions des alizés (minimum des maxima) en excellent accord avec les conclusions déjà mentionnées concernant la circulation générale atmosphérique.

La figure 3.5 représente l'indice d'ennuage pour les quatre slots considérés sur la journée. Les principales formations nuageuses déjà décrites sur les figures précédentes sont clairement visibles et l'on peut suivre leur déplacement, et par conséquent la variation temporelle de n' , au cours de la journée. Les structures de nuages très réfléchissants de la ZCIT présentent des valeurs de l'indice d'ennuage parfois supérieures à 1 ; cela est dû à la définition même de n' (équation 3.4). Plus l'atmosphère est transparente, plus la teinte de gris est foncée ; les zones océaniques et terrestre dépourvues de nuages ressortent donc en noir : cas de ciel totalement clair.

Les cartes de rayonnement global horaire correspondantes sont visualisées sur la figure 3.6. Plus la valeur du flux solaire incident à la surface est élevée, plus la teinte de gris est claire. Les différences de rayonnement solaire entre les diverses zones — basses et hautes pressions, ZCIT, ... — sont évidentes. Sur l'océan, cette variation entre deux régions adjacentes, nuageuse et ciel clair, atteint 300 Wm^{-2} . Le soleil se situant à son zénith au niveau du golfe de Guinée, le rayonnement horaire décroît vers les hautes latitudes dû à la position du soleil en rapport avec l'obliquité de plus en plus importante des rayons lorsque l'on s'éloigne de la bande équatoriale. Pour un point relativement clair sur le méridien de Greenwich (0°N) à 11:30 TU, on passe successivement de 880 Wm^{-2} en ($0^\circ\text{N}, 0^\circ\text{E}$) à 850 Wm^{-2} en ($20^\circ\text{N}, 0^\circ\text{E}$), 725 Wm^{-2} en ($40^\circ\text{N}, 0^\circ\text{E}$), 350 Wm^{-2} en ($60^\circ\text{N}, 0^\circ\text{E}$).

Comme le soleil possède un mouvement apparent d'est en ouest durant la journée, le rayonnement solaire décroît de la même façon. Si l'on se place sur un même parallèle, par exemple en 30°N , pour une longitude donnée, en 0°E par exemple, ce point géographique est successivement soumis à un flux solaire au sol de 375, 745, 695 et 275 Wm^{-2} .

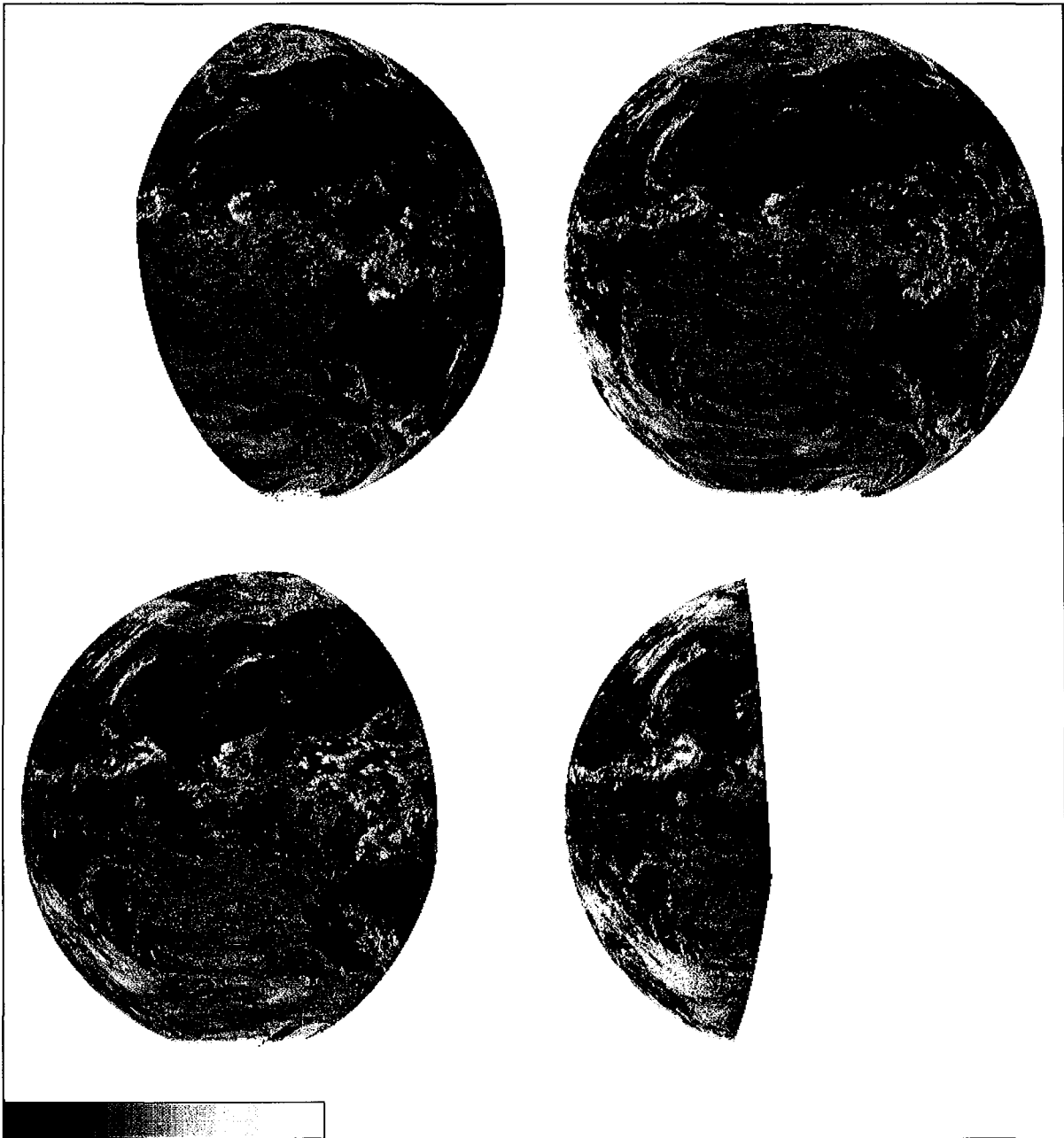


Figure 3.5 - Images d'indice d'ennuagement pour les quatre intervalles horaires. Les pixels bordant le disque terrestre qui apparaissent en blanc dans l'échelle des gris, représentent les zones qui se trouvent dans la pénombre ou celles pour lesquelles la méthode Héliosat ne donne pas de résultats satisfaisants.

De plus, nous avons déjà mentionné que la présence de nuages dans le champ de prise de vue du capteur satellitaire modifie la radiance observée. Cette remarque se traduit par une large atténuation du flux solaire lorsque des systèmes nuageux sont présents. Pour des valeurs de n' voisines de 1, il y a donc des différences importantes même pour des pixels relativement proches. Par exemple (11:30 TU), pour la frange nuageuse de la ZCIT au centre de l'Atlantique, la valeur de rayonnement est de 170 Wm^{-2} alors que les pixels environnants présentent des flux solaires atteignant

les 680 Wm^{-2} , soit une différence non négligeable de l'ordre de 500 Wm^{-2} . Il n'est pas rare de voir des atténuations importantes jusqu'à 350 Wm^{-2} sur une région de 1° carré.

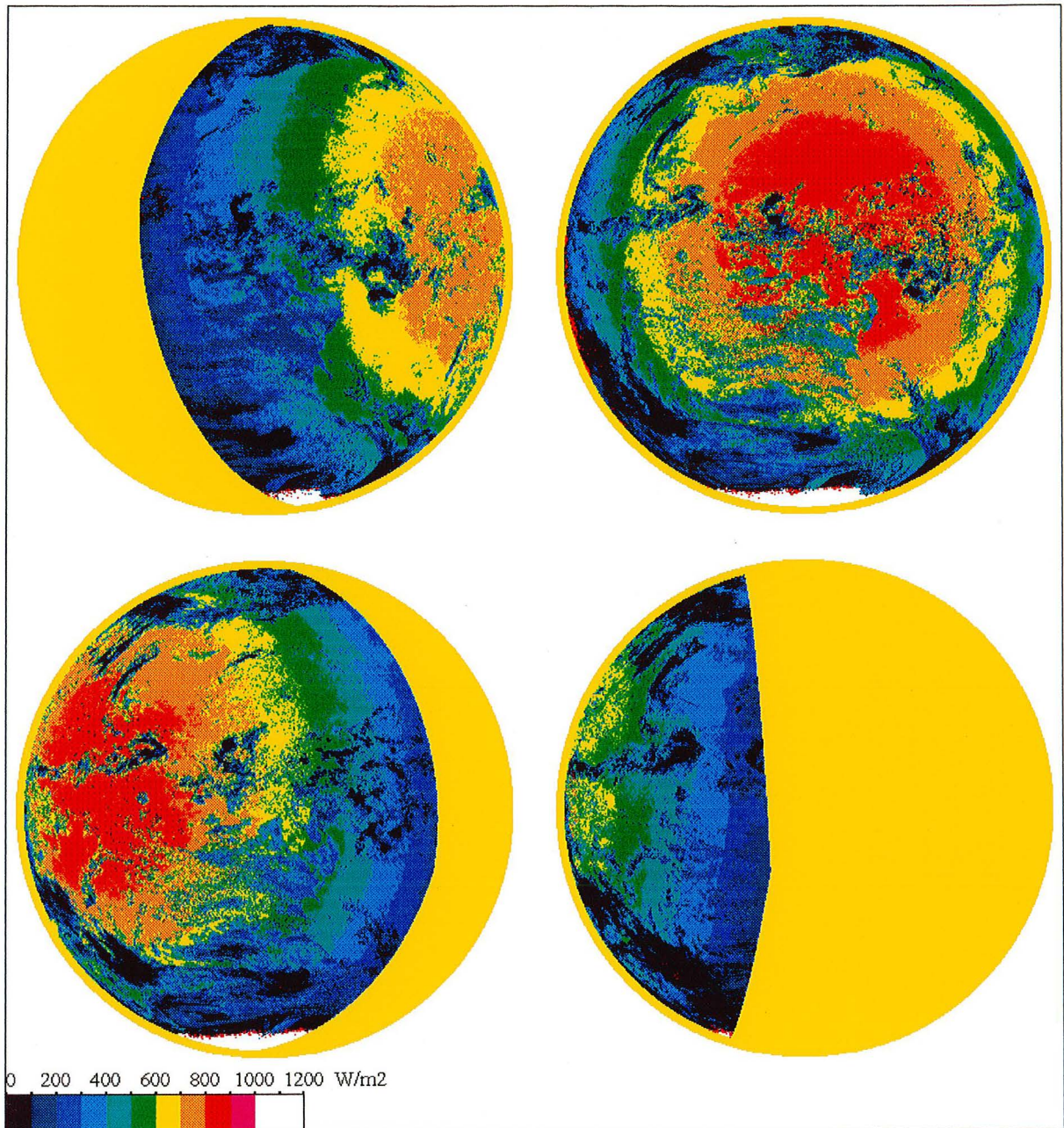


Figure 3.6 - Cartes de rayonnement solaire horaire pour les quatre intervalles horaires considérés.

La figure 3.7 représente la carte de rayonnement global solaire journalier. La structure en "quartiers d'orange" s'explique simplement en se remémorant la manière dont ce flux solaire est estimé. En effet, c'est une intégration entre le lever et le coucher du soleil du rayonnement global horaire disponible en chaque slot, soit quatre au maximum dans notre cas. La détermination des trois constantes de la forme quadratique de l'amplitude du rayonnement global sur une journée par une méthode au sens des moindres carrés nécessite donc au moins trois valeurs distinctes de rayonnement

global horaire en chaque pixel. Dans le cas contraire, le calcul de la somme journalière ne peut s'effectuer.

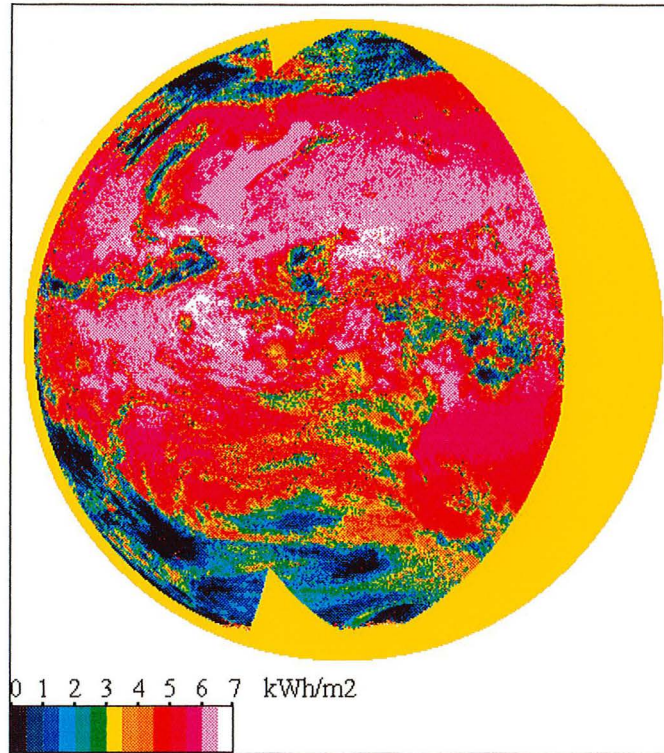


Figure 3.7 - Rayonnement solaire journalier pour le 03/09/92.

Un examen rapide des images montre la présence de bandes zonales d'égale rayonnement journalier dû à la course du soleil, les valeurs décroissant bien entendu vers les hautes latitudes : de $6,25 \text{ kWhm}^{-2}$ à l'équateur à $5,25 \text{ kWhm}^{-2}$ à 40°N par exemple. Le maximum d'insolation journalière se situe dans les zones subtropicales avec $6,6 \text{ kWhm}^{-2}$. Le caractère d'atténuation dû à la présence de nuages est moins prononcé étant donné que les masses nuageuses se déplacent au cours de la journée. Il est par conséquent difficile d'attribuer une déplétion du rayonnement journalier à telle ou telle structure de nuages. Néanmoins, pour des pixels de la ZCIT où la couverture nuageuse est quasi-permanente, nous notons des écarts de 650 Whm^{-2} avec les régions de hautes pressions subtropicales avoisinantes.

Les quatre images de la figure 3.8 représentent la moyenne mensuelle du rayonnement global horaire en chaque slot. Comme attendu, ce rayonnement mensuel décroît inversement avec la latitude. Ces cartes mettent en relief les structures basiques de la circulation générale atmosphérique ; le contraste zonal évident entre les basses pressions équatoriales et polaires et les hautes pressions subtropicales.

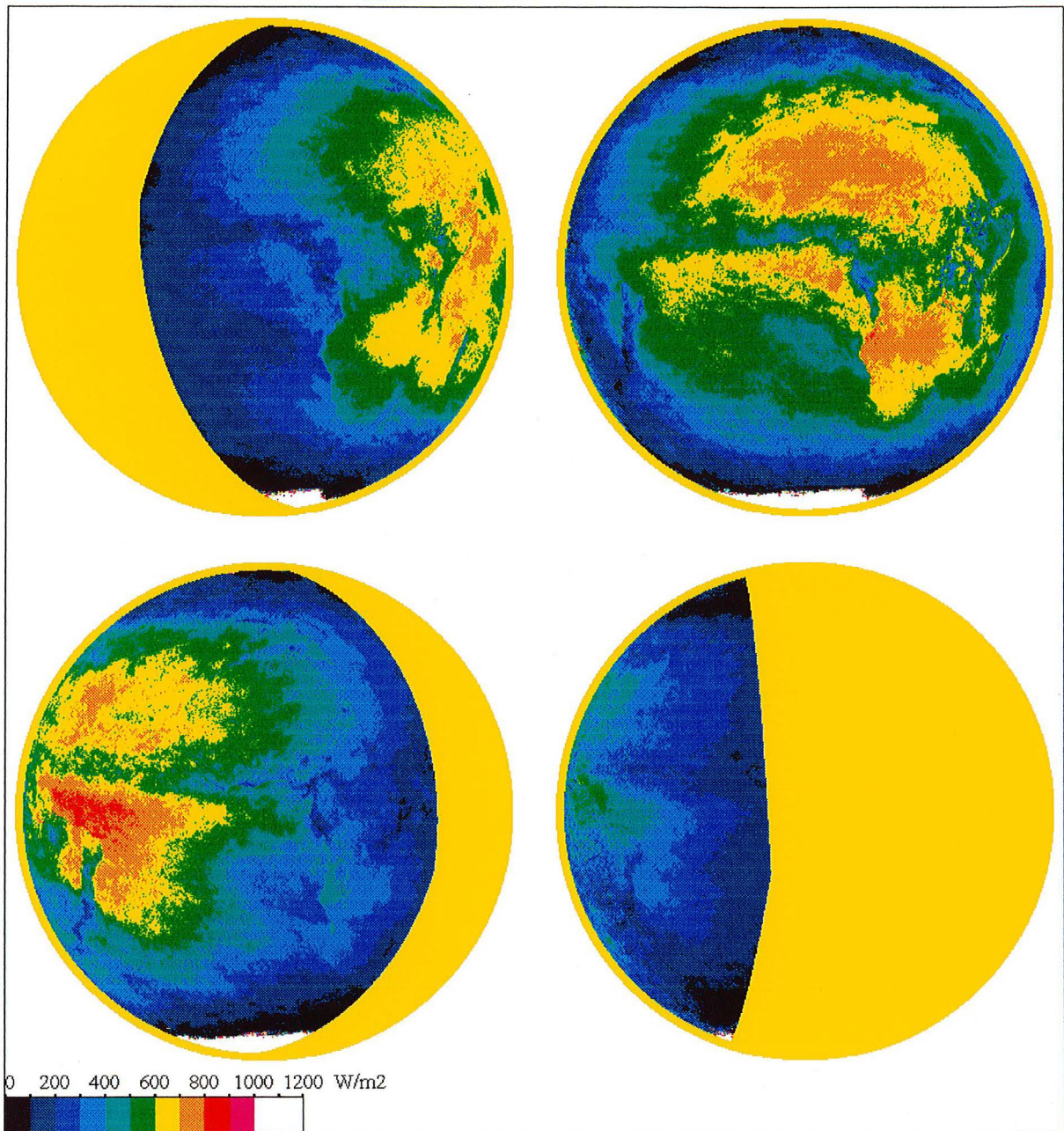


Figure 3.8 - Images de rayonnement solaire mensuel horaire.

La figure 3.9 est une carte de rayonnement journalier mensuel pour le mois de septembre 1992. Les caractéristiques dépeintes sur la figure 3.7 sont amplifiées. La présence de nuages induit des différences dans le rayonnement journalier mensuel d'une amplitude de 20 Whm^{-2} pour la ZCIT à 300 Whm^{-2} pour les zones dépressionnaires.

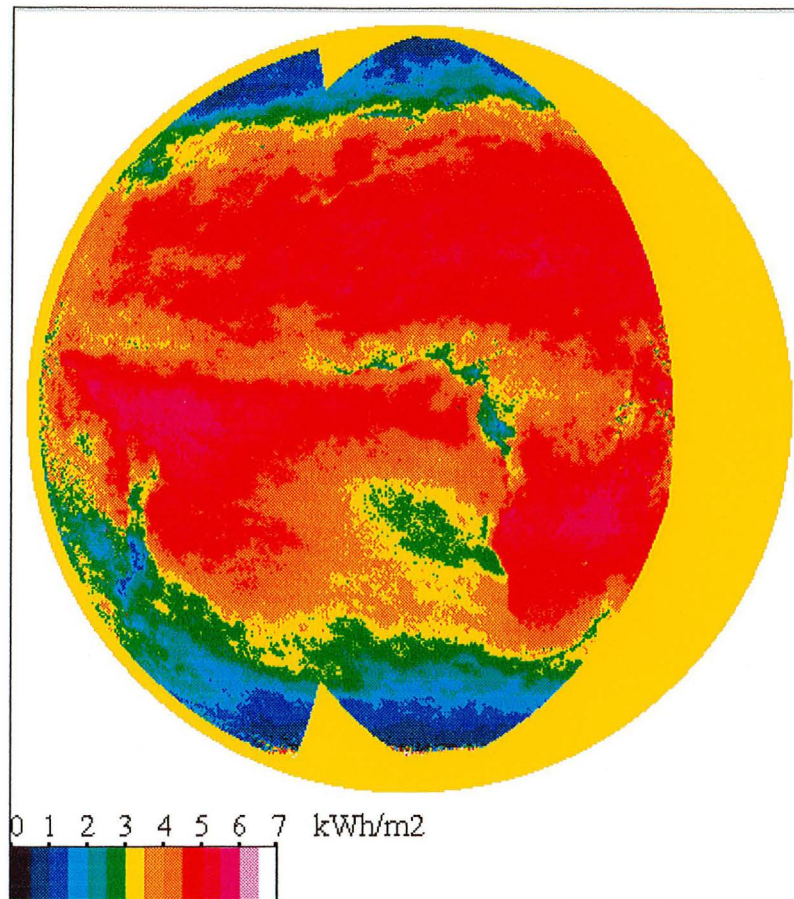


Figure 3.9 - Image de rayonnement solaire mensuel journalier.

La figure 3.10 permet de distinguer les variations du flux solaire sur plusieurs mois pour un slot donné (ici, 11:30 TU) par comparaison des valeurs de rayonnement mensuel horaire. Le fait le plus important réside en un décalage vers le sud des valeurs de rayonnement, dû aux changements d'inclinaison du soleil entre l'été (août) et l'automne (novembre). Ce décalage zonal se traduit par un changement visible de la position moyenne de la ZCIT, au sud de l'équateur, en particulier pour les zones continentales avec les variations saisonnières en Afrique centrale et orientale en particulier.

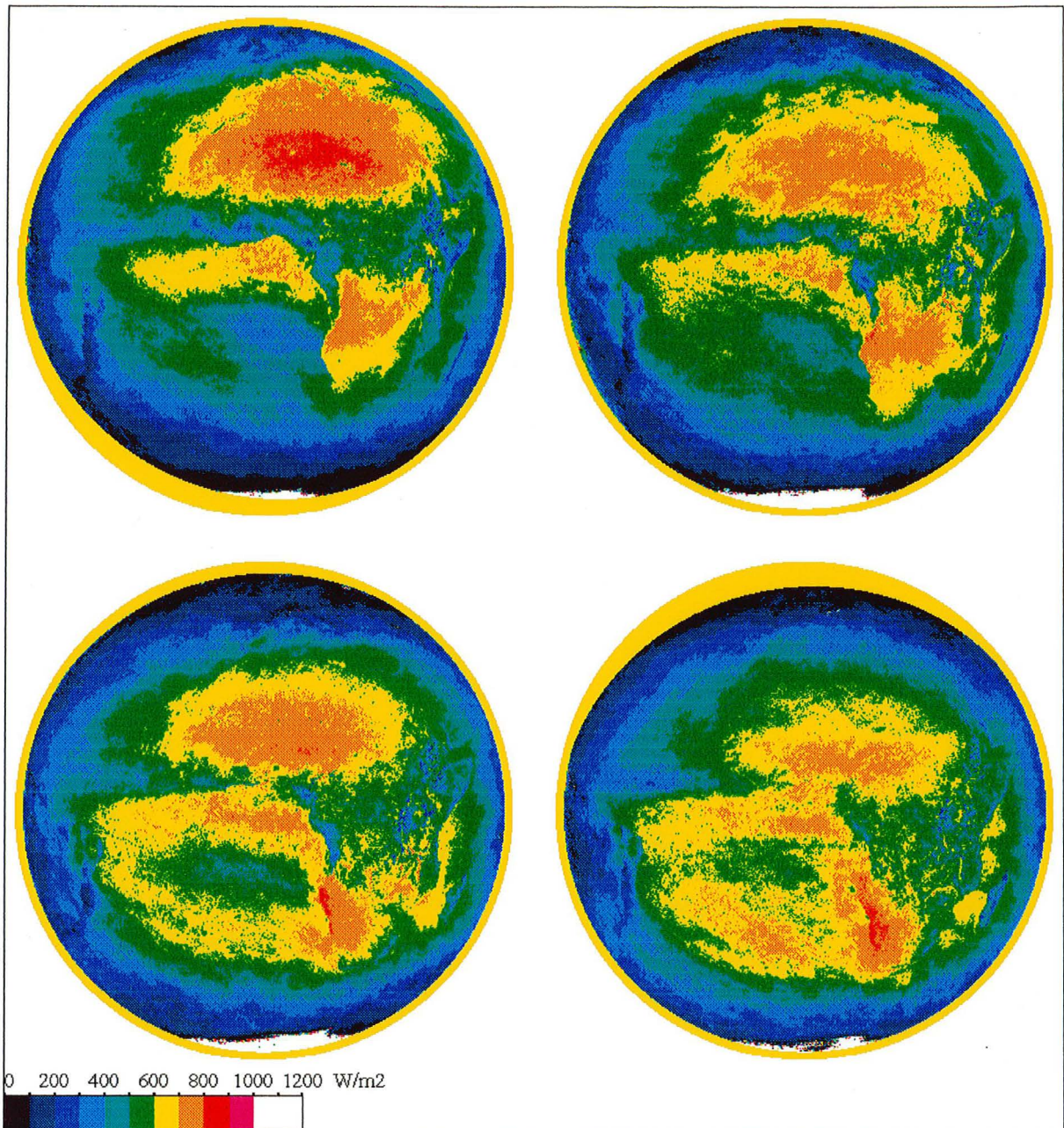


Figure 3.10 - Images de rayonnement solaire mensuel horaire à 11:30 TU pour les quatre mois de l'étude, respectivement août, septembre, octobre et novembre, de gauche à droite et de haut en bas.

De même, les principales conclusions précédentes se retrouvent sur la figure 3.11 où sont reproduites les cartes de rayonnement journalier mensuel pour les quatre mois en question. Dans une même zone latitudinale la décroissance (respectivement l'augmentation) est assez régulière avec une perte de 50 Whm^{-2} entre chaque mois.

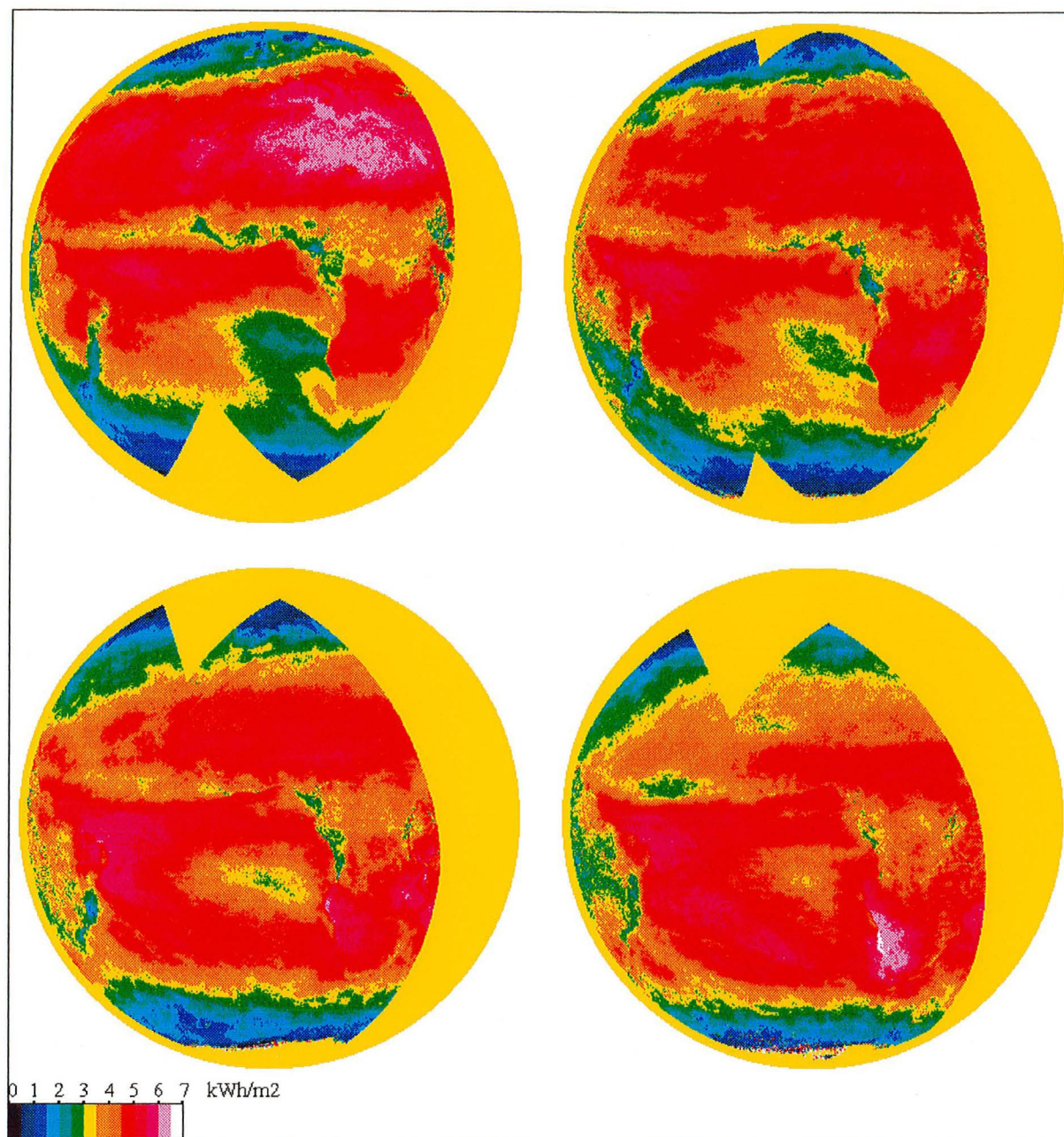


Figure 3.11 - Images de rayonnement solaire mensuel journalier pour les quatre mois de l'étude.

Les moyennes mensuelles de rayonnement global solaire journalier montrent les valeurs les plus élevées près de l'équateur et dans les zones subtropicales pour des latitudes comprises entre 30°S et 30°N. La quantité de rayonnement solaire décroît rapidement en direction des pôles. Ce gradient "polaire" est principalement dû aux angles zénithaux du soleil en ce qui concerne la surface terrestre. Les figures montrent des structures dues à la persistance de systèmes nuageux (ZCIT). Des valeurs faibles similaires apparaissent plus au nord vers 40° de latitude, dû aux systèmes nuageux souvent denses des systèmes synoptiques à latitude moyenne. Il y a aussi des systèmes nuageux permanents, supposés être des stratocumulus bas, le long de la côte ouest de l'Afrique, diminuant l'insolation de manière bien plus considérable que sur les surfaces continentales adjacentes.

On observe sur les figures des variations de la transmittance dues aux systèmes nuageux, très fortement latitudinales mais aussi zonales. Il y a d'importants effets continentaux, mais aussi les nuages au-dessus de l'océan Atlantique montrent une grande variabilité sur les mêmes zones.

Les deux causes principales de variations saisonnières du rayonnement solaire incident à la surface sont par conséquent : le déplacement annuel de la déclinaison du soleil ; et les changements saisonniers des systèmes de la circulation générale atmosphérique qui dans notre cas modifient l'indice d'ennuagement ; ils sont aussi responsables de la variabilité journalière, d'un jour à l'autre.

3.5.1.2 Comparaison des résultats obtenus avec ceux d'atlas solaires

Les principales structures, régions de même valeur de flux solaire, coïncident au niveau mensuel entre nos résultats et ceux issus de l'Atlas de l'Organisation Mondiale de la Météorologie (WMO, 1981). Cependant, des comparaisons quantitatives s'avèrent difficiles malgré une résolution spatiale initiale de 40 kilomètres environ, du fait de la faible précision des cartes proposées, présentées sous forme d'isolignes de rayonnement global relatif, autrement dit le rapport G/G_0 ; il n'y a guère de tableaux de valeurs.

L'atlas européen du rayonnement solaire (Palz, 1984) ne nous est pas d'une très grande utilité puisqu'il ne concerne que la partie purement continentale, alors que nous nous intéressons essentiellement aux surfaces océaniques. De plus des comparaisons, même sur les masses continentales, seront imprécises parce que nous n'avons pas ajusté les cartes d'albédo de référence afin d'éliminer des pixels encore partiellement nuageux.

Cela dit les traits caractéristiques, communs aux latitudes tempérées se retrouvent. Ainsi la distribution géographique du rayonnement global est une illustration directe des différentes zones climatiques qui existent en Europe. Ceci n'a rien de surprenant car le rayonnement solaire est un facteur essentiel qui domine tous les autres paramètres climatiques. Le rayonnement journalier décroît généralement lorsque la latitude géographique augmente. Pour des raisons astronomiques, la décroissance des isolignes est plus faible en été lorsque la plus longue durée du jour s'oppose aux influences météorologiques.

Parmi les nombreuses méthodes développées ces dernières années, l'une d'entre elles (Möser et Raschke, 1983) est très similaire dans la forme à la méthode Héliosat (Grüter *et al.*, 1986). Elle a été complétée par Stuhlmann *et al.* (1990) par l'addition de paramètres climatologiques tels que le contenu en ozone de l'atmosphère, l'humidité relative, la visibilité, des profils typiques de pression, de température et de vapeur d'eau, issus d'un modèle de transfert radiatif. Ce modèle est limité aux larges zones, résolution spatiale de 50 km et aux moyennes mensuelles. De plus, il a été appliqué au même type de données réduites ISCCP-B2 pour les années 1985 et 1986 (Raschke *et al.*, 1987). Tous les résultats obtenus sur ces deux années consécutives de données ont permis l'élaboration d'un atlas

solaire pour les rayonnements global et diffus au niveaux mensuel, annuel et saisonnier (Raschke *et al.*, 1991). La figure 3.8 doit être comparée à la figure 3.12 : on retrouve les mêmes caractéristiques à l'échelle planétaire pour le rayonnement global horaire mensuel en tenant compte du fait que les tables de couleurs sont différentes.

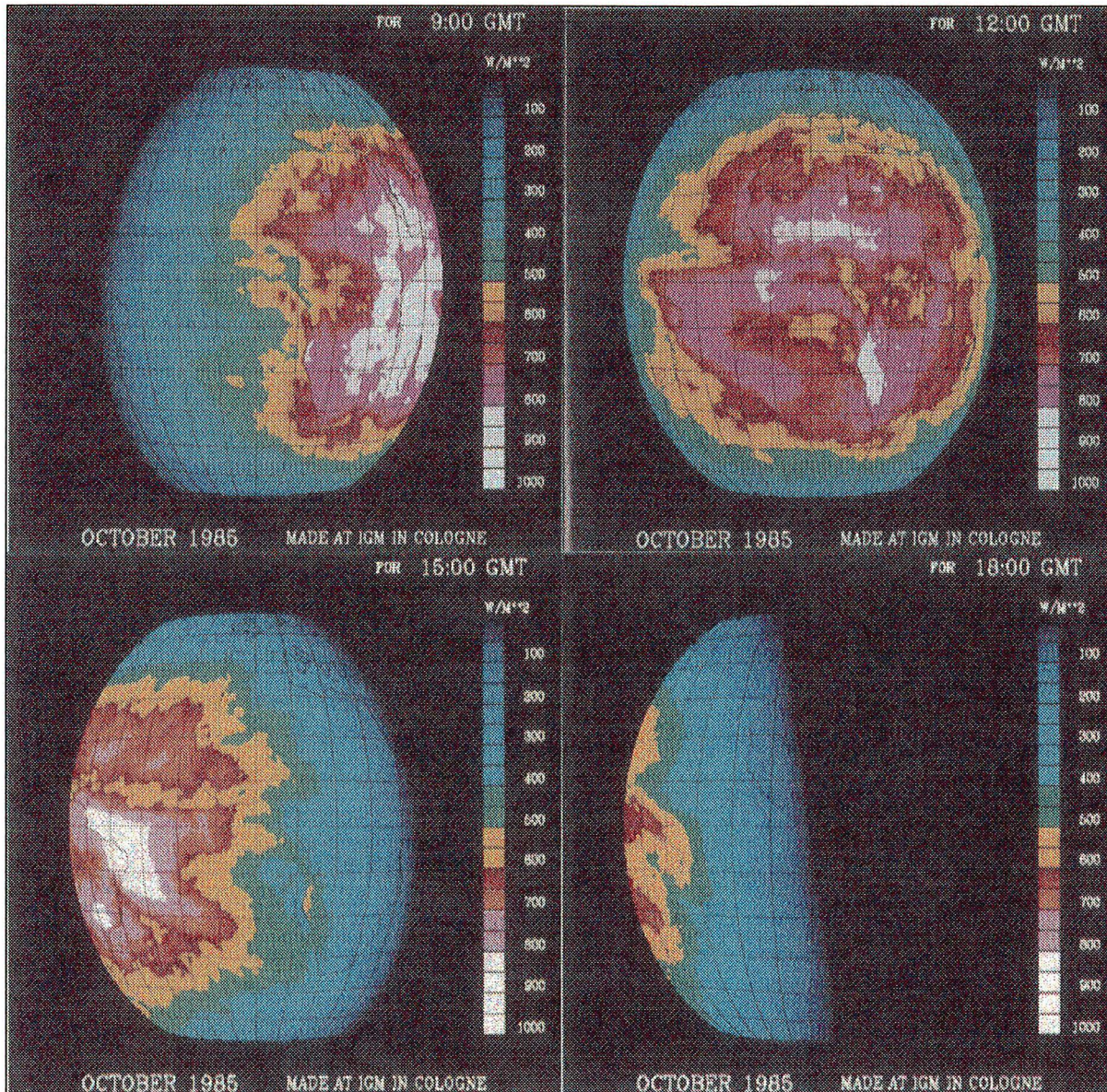


Figure 3.12 - Cartes de rayonnement solaire mensuel horaire d'après l'Atlas africain (Raschke *et al.*, 1991) pour le mois d'octobre 1985.

Du point de vue quantitatif, la comparaison des deux méthodes montrait une surestimation systématique de Héliosat de 500 Whm^{-2} c'est-à-dire 5 à 12% de la moyenne pour le rayonnement journalier mensuel. Les différences les plus importantes se produisent sur les régions océaniques aux latitudes subtropicales (26° exactement pour le maximum d'écart). L'explication de ces différences entre deux modèles très voisins est difficile : la plus plausible reste le fait que la méthode Héliosat

utilisait seulement trois slots dans la journée alors que le modèle de Cologne en utilisait quatre à cinq. Une autre explication réside dans le fait que la méthode Héliosat s'appuie sur une approche statistique pour estimer la transmission du rayonnement solaire à travers l'atmosphère avec un indice de clarté issu d'une relation semi-empirique, alors que la méthode de Möser et Raschke utilise un modèle numérique de transfert radiatif, plus physique.

3.5.2 Les sources d'erreur

Dans les procédés de validation, il est difficile de discerner les erreurs dues à l'algorithme, à l'échantillonnage du satellite ou à l'incompatibilité entre les échelles temporelles du satellite et les observations au sol. Pour estimer la précision des résultats du modèle (rayonnement global journalier), il faut distinguer deux types de sources d'erreur : celles liées aux paramètres d'entrée du modèle adopté et celles dues à différentes techniques de ré-échantillonnages spatial et temporel des données satellitaires.

3.5.2.1 Paramètres d'entrée du modèle Héliosat

Les erreurs sur la restitution du flux solaire incident peuvent provenir des paramètres suivants : ρ_g , ρ_c , n^l , G_o . Après application de la procédure qui calcule la radiance minimale caractéristique de l'albédo de surface pour un mois donné et à une heure donnée, il reste des pixels présentant encore des effets nuageux. Ces pixels doivent être détectés et éventuellement éliminés. Nous avons considéré que sur notre zone d'étude, de tels cas sont rares voire inexistant.

L'indice d'ennuagement n^l peut être sur ou sous-estimé en raison de l'hypothèse faite sur l'isotropie de la répartition du flux solaire. La visibilité, qui influence les valeurs ciel clair G_o , ne peut être adaptée à certaines conditions locales spéciales où les mesures au sol font défaut.

En supposant que la plupart de ces incertitudes se produisent statistiquement et non pas systématiquement, nous pouvons estimer leur influence sur le flux de rayonnement solaire global journalier. Une telle étude de sensibilité a été réalisée par Rieland *et al.* (1986). Ils ont montré que les incertitudes sur des termes identiques à ρ_g , ρ_c et n^l n'influent sur le résultat final que dans le cas de conditions ciel couvert avec une erreur relative moyenne de 9%.

3.5.2.2 Échantillonnages des données satellitaires

Les erreurs causées par des localisations imprécises de chaque pixel sont importantes dans les zones d'albédo de surface variable ; Pinker et Laszlo (1991) ont aussi étudié l'effet de différents échantillonnages spatiaux sur des données satellitaires pour l'estimation du rayonnement global à la surface en utilisant deux résolutions : 8 et 50 km. Ils ont trouvé que, en moyenne, les résultats diffèrent de 8-9%. En comparant des mesures de rayonnement solaire au sol avec des estimations issues de

satellites, il a été démontré qu'il est possible à un temps donné d'avoir un meilleur accord avec un type d'échantillonnage, et à un autre instant un meilleur accord avec un échantillonnage différent. En principe, il y a une décroissance importante de l'erreur avec la variabilité spatiale du flux solaire incident lorsque l'intervalle de moyenne temporelle augmente (Gautier, 1982). L'échantillonnage temporel a pour effet de lisser les valeurs de rayonnement solaire à méso-échelle (entre 48°N et 55°N, et 6°E et 13°E) ce que nous avons remarqué avec les variations saisonnières des résultats mensuels. Comme prévu, la variabilité spatiale du flux solaire incident à la surface décroît lorsque l'échelle temporelle de la moyenne augmente, ce qui correspond à l'aspect de la variabilité des nuages, aléatoire.

Les erreurs dues au taux d'échantillonnage temporel et au nombre de mesures disponibles en chaque point géographique peuvent être importantes pour la détermination des sommes journalières. Si moins de quatre mesures par jour sont disponibles, la variation diurne du rayonnement global peut ne pas être échantillonnée de manière suffisante. Dans ce cas, le modèle présentera des déviations systématiques c'est-à-dire que les résultats du modèle seront systématiquement trop élevés dans les régions tropicales, si seulement trois mesures par jour sont disponibles, par exemple 8:00, 11:00 et 14:00 TU, en raison de la forte activité convective durant l'après-midi.

En général quatre mesures sont toujours disponibles en chaque jour pour le type de données réduites B2 sachant qu'au moins trois sont nécessaires pour le calcul du rayonnement journalier avec Héliosat. Nous n'avons pas pris en compte les heures extrêmes de 5:30 et 20:30 TU, comme déjà mentionné. Cependant des analyses sur les échantillonnages de données satellitaires (Harrison *et al.*, 1983) ont montré qu'un nombre limité d'images est déjà suffisant pour de nombreuses régions géographiques : c'est le cas pour la zone test de l'Atlantique nord et par conséquent plus spécifiquement de la zone d'étude AMOR92.

Pour les moyennes mensuelles, les erreurs statistiques en comparaison des données pour un seul jour, causées par le masquage variable de la surface par les nuages et les réflexions aux bords des nuages sont lissées dans le cas d'une moyenne sur un nombre de jours élevé (Möser et Raschke, 1983).

England et Hunt (1984) ont montré qu'il y a une forte variation latitudinale de l'erreur pour les moyennes journalières, associée à différents régimes de circulation, avec une forte dépendance sur le temps local de calcul de la moyenne du flux solaire ; les erreurs minimales sur les moyennes des valeurs satellitaires se produisent pour des heures d'acquisition du satellite de 09:00 et 21:00 LT (temps local).

Les erreurs sont essentiellement dues à quatre processus principaux : variations de l'ennuagement, variations de la composition atmosphérique et de la structure thermique due aux processus advectifs et convectifs, variations de la température diurne, spécifiques aux surfaces

terrestres, et changements de l'épaisseur optique atmosphérique et de l'albédo de surface avec l'angle zénithal solaire. L'erreur systématique sur les moyennes mensuelles est surtout dû au fait que les conditions de couche limite, de profils de température et d'humidité sont approximées par des moyennes climatologiques au lieu de données concrètes. De façon similaire, la nature zonale du flux solaire incident indique que, considérer les erreurs zonales moyennes dans la plupart des cas, équivaut à étudier de petites régions sur des échelles de temps plus longues, accroissant la généralité des résultats. Dans les régions de latitude moyenne, les erreurs sont dues aux dépressions avec une décroissance vers l'équateur lorsque les systèmes deviennent plus stables, avec un brut accroissement dans l'erreur due à la variabilité dans les régions de forte convectivité de la ZCIT. Ainsi, un rôle prédominant est joué par la variabilité des nuages sur l'erreur d'échantillonnage temporel : la déviation des valeurs de flux entre deux zones, ciel clair et totalement couverte, peut atteindre 300 à 500 Wm^{-2} .

3.5.3 Validation de la méthode Héliosat sur la zone AMOR92

Cette validation va consister en une comparaison sur une base horaire des cartes de rayonnement obtenues avec les données satellitaires ISCCP-B2 et les mesures *in situ* de la campagne océanographique AMOR92. Il faut remarquer que, si de telles comparaisons ont été faites au niveau terrestre en se fondant sur un important réseau de pyranomètres à l'échelle régionale ou globale (Diabaté, 1989 ; Stuhlmann *et al.*, 1990 par exemple), il n'en va pas de même pour les étendues océaniques (Simpson et Paulson, 1979 ; Brisson *et al.*, 1994) en raison de la faible quantité de données disponibles sur les océans.

Nous disposons de 23 jours exactement de données *in situ* : de 255 à 268, de 272 à 278 et de 281 à 282 en jour julien, avec des valeurs moyennées toutes les 72 secondes. La figure 3.13 montre de façon évidente la non continuité temporelle des mesures *in situ* avec la présence de nombreux sauts. Si nous concentrons notre attention sur une seule journée, nous retrouvons bien entendu l'allure pseudo-sinusoïdale de la courbe du flux solaire incident à la surface, hypothèse de base dans Héliosat pour le calcul du rayonnement solaire journalier.

Ces mesures sont moyennées sur toutes les heures disponibles et comparées aux estimations satellitaires, moyennées spatialement sur un secteur de $0,3^\circ \times 0,3^\circ$ centré sur la position effective du navire. Les résultats de cette comparaison à l'échelle horaire sont représentés sur la figure 3.14.

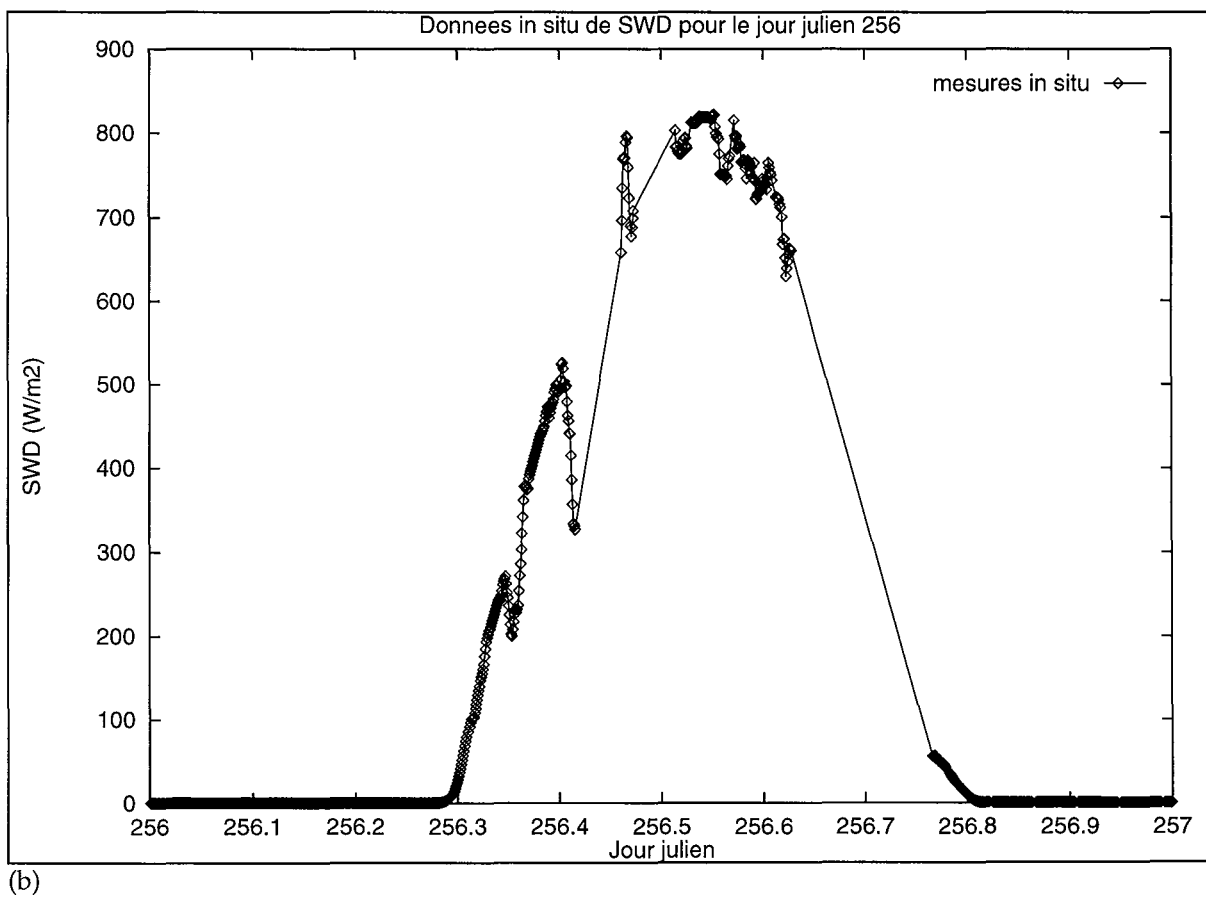
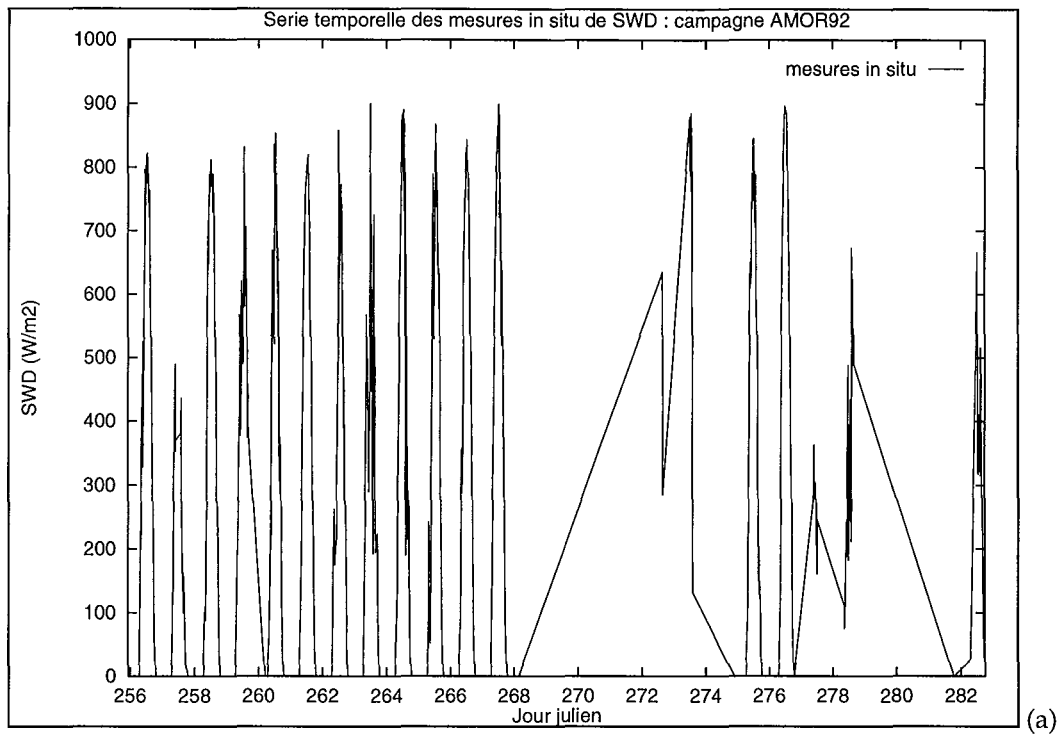


Figure 3.13 - Données in situ du rayonnement solaire incident à la surface, SW_d en Wm^{-2} , pour toute la campagne océanographique (a). La seconde partie de la figure (b) représente les valeurs de SW_d mesurées pour le jour julien 256 (12/09/92).

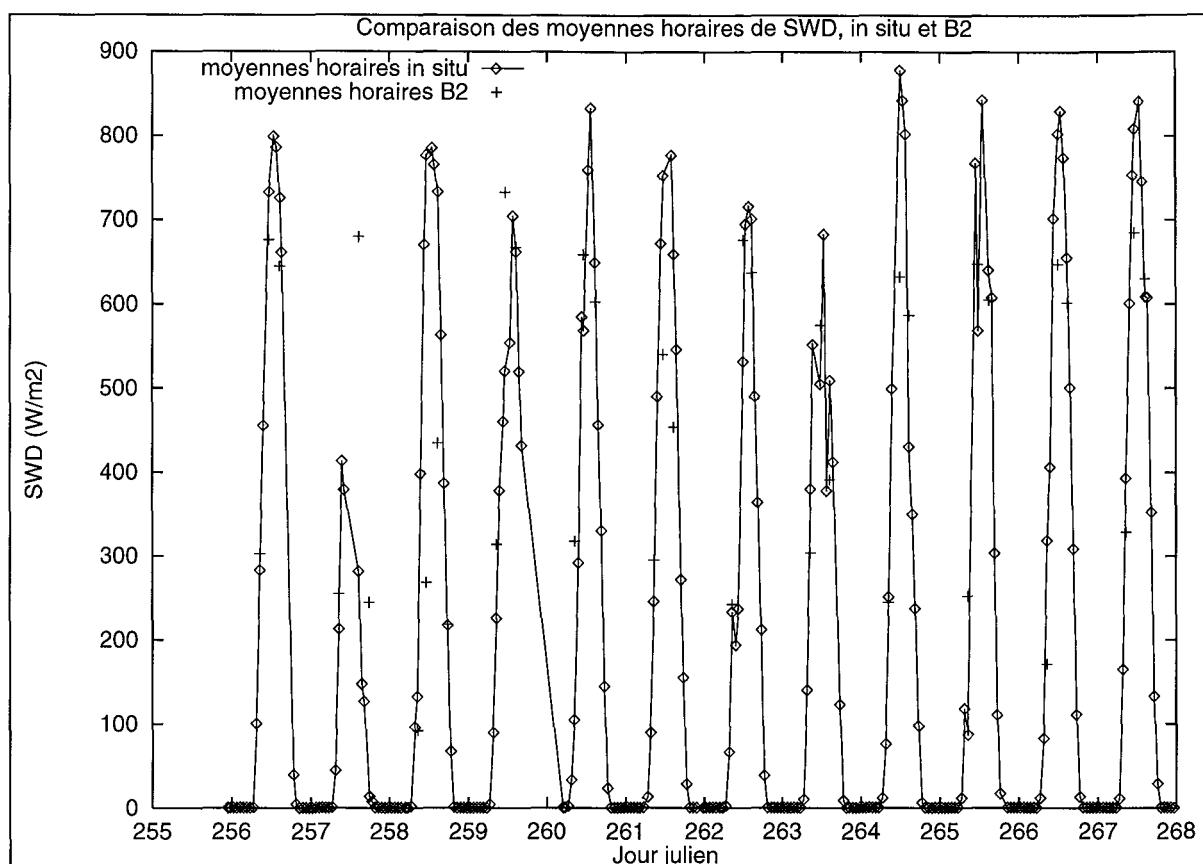


Figure 3.14 - Comparaison des séries temporelles des valeurs mesurées et des valeurs estimées de SW_d sur une période d'une douzaine de jours lors de la campagne AMO92.

Le tableau 3.2 répertorie les statistiques globales sur ces séries temporelles de résultats, visualisées sur la figure 3.15. Ces premiers résultats indiquent que les calculs par voie satellitaire sous-estiment faiblement le rayonnement solaire incident à la surface de 2,2%. Cette sous-estimation de SW_d peut être dû au principe de calcul de l'indice d'ennuage qui conduirait à une surestimation de n' . L'écart-type est très élevé avec une valeur de $164,3 \text{ Wm}^{-2}$, ce qui traduit une large dispersion des valeurs. Celle-ci peut avoir plusieurs origines. D'une part, nous ne disposons malheureusement que d'un nombre assez limité de cas, 48 sur 92 possibles, où il y a à la fois une estimation satellitaire et une moyenne horaire *in situ*. Ainsi, pour certains jours de la campagne AMOR92, 6 au total, nous n'avons aucune valeur coïncidente. D'autre part, la moyenne spatiale réalisée sur les résultats obtenus à l'aide d'Héliosat s'effectue sur un secteur d'environ 40 km^2 . Cela signifie qu'au plus 4 pixels B2 seront pris en compte. Il suffit donc qu'un des pixels soit particulièrement nuageux d'où une moyenne spatiale sous-estimée. Néanmoins, le coefficient de corrélation de 0,74 issu des résultats de comparaisons indique un accord satisfaisant au niveau horaire et à méso-échelle, pour des données satellitaires de moyenne résolution spatiale et des mesures *in situ* d'échantillonnage temporel élevé.

Paramètre	Nombre de cas	Valeur moyenne estimée	Valeur moyenne mesurée	Biais moyen	Ecart-type	R.M.S	Coefficient de corrélation
SW_D	48	465,2	475,5	-10,3 (2,2%)	164,3 (34,5%)	164,6 (34,6%)	0,74

Tableau 3.2 - Statistiques globales sur la validation des données sur la zone AMOR92. Les valeurs sont exprimées en Wm^{-2} , la première colonne donne le nombre de comparaisons. Les valeurs entre parenthèses représentent les pourcentages par rapport à la valeur moyenne mesurée.

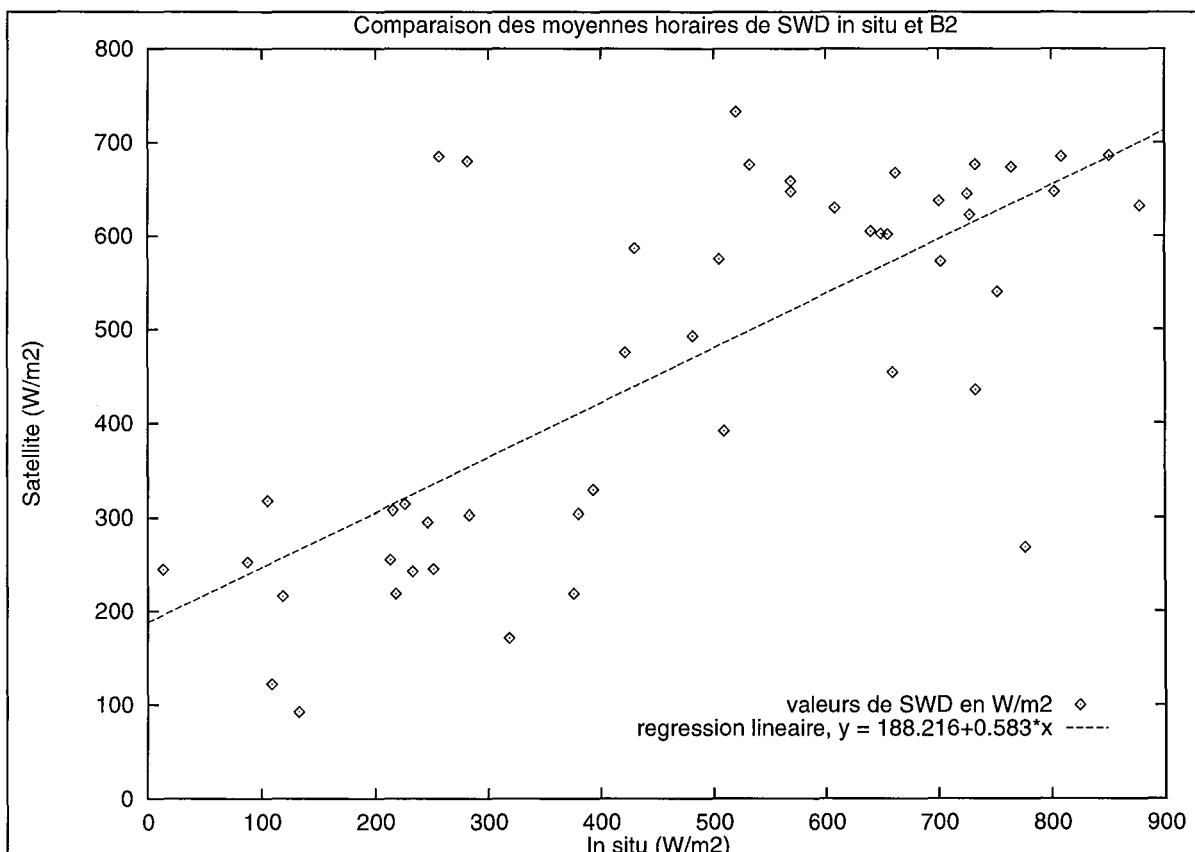


Figure 3.15 - Comparaisons des mesures in situ et des estimations satellitaires pour SW_D .

Brisson *et al.* (1994) ont obtenu des résultats plus satisfaisants sur l'océan Atlantique dans la région des Açores avec un écart-type de $75,5 Wm^{-2}$ (soit 17,4% de leur valeur moyenne) et un coefficient de corrélation de 0,97. Mais ils ont utilisé une paramétrisation du flux solaire entrant à l'aide d'un modèle physique plus complexe, appliquée sur des données METEOSAT de meilleure résolution spatiale (résolution initiale de METEOSAT ramenée à $0,04^\circ$ soit 5 km), moyennées sur des secteurs identiques de $0,3^\circ \times 0,3^\circ$, et ils disposaient de 149 valeurs de comparaisons, soit le triple de notre étude.

3.6 Conclusion

La méthode Héliosat a été appliquée sur des données ISCCP-B2, de basse résolution spatiale toutes les trois heures, afin d'obtenir des valeurs de flux solaire incident à la surface sur des bases horaire, journalière et mensuelle. L'analyse successive des cartes de rayonnement global à l'échelle planétaire et à méso-échelle, permet de rendre compte des variabilités, aussi bien temporelle que spatiale, variabilités que l'on doit considérer pour l'estimation du flux solaire incident à la surface : décroissance vers le Nord due à la déclinaison du soleil, gradient est-ouest due à la course annuelle du soleil, et principalement atténuation du rayonnement due aux nuages et à des phénomènes locaux. Cette analyse prouve aussi que les satellites géostationnaires, en l'occurrence METEOSAT, apparaissent comme un outil approprié pour l'établissement de cartes de rayonnement solaire disponible à la surface, spécialement aux basses et moyennes latitudes, avec une précision acceptable. Cette cartographie peut être complétée pour les régions de latitudes élevées par l'utilisation de satellites à orbite défilante quasi-polaire tels ceux de la NOAA (Darnell *et al.*, 1988).

Les résultats de comparaison sur la zone d'étude dans l'océan Atlantique nord présentent une dispersion de l'ordre de 34%, chiffre qui apparaît un peu élevé par rapport aux limites fixées pour des études sur le climat. En effet, les erreurs standards des méthodes de restitution des flux de surface comparées aux observations *in situ* doivent être de l'ordre de 5% sur une base mensuelle, 10% sur une base journalière et 20% sur une base horaire (WCP-70, 1984 ; Pinker, 1990). Cela signifie que sur des zones à méso-échelle (200 x 200 km²) pour des moyennes mensuelles, la précision requise sur le flux solaire incident à la surface est de 10 Wm⁻².

Néanmoins, à la vue des diverses sources d'erreurs possibles, nous pouvons améliorer la précision de la méthode Héliosat fondée sur des estimations satellitaires par une meilleure connaissance de l'état climatologique moyen de l'atmosphère dans l'espace et le temps sachant que :

- des résultats de comparaisons à l'échelle régionale sur des sites terrestres, pour des latitudes subtropicales et tempérées à l'aide d'Héliosat ont déjà procuré une r.m.s. de 10 %, mais avec des données METEOSAT de pleine résolution spatiale (Diabaté *et al.*, 1989 ; Obrecht *et al.*, 1989) ;
- la validation dépend lourdement de la précision et de la représentativité des mesures *in situ* ;
- l'intercomparaison des données nécessite une rectification géométrique très précise des données satellitaires, qui dans le cas des produits ISCCP-B2 est de l'ordre de deux pixels, soit une distance de 50-80 kilomètres à la surface terrestre. Certaines erreurs sont simplement dues à ces erreurs de localisation où le satellite "voit" des nuages alors que les instruments au sol n'en détectent pas.

Le modèle relativement simple mis en oeuvre avec Héliosat permet donc de construire des cartes de rayonnement global solaire à l'échelle horaire, journalière et mensuelle, utiles en climatologie mais aussi à de nombreux utilisateurs de l'énergie solaire (élaboration de systèmes photovoltaïques à grande échelle par exemple).

Chapitre 4

MESURE DU FLUX ONDES LONGUES ET APPORT DU SATELLITE

Le rayonnement terrestre, appelé rayonnement infrarouge thermique par abus de langage, est émis par le système climatique dans la gamme des températures de 200 à 300 K. Ce rayonnement est tout entier contenu dans une bande spectrale allant de 3 à 100 μm , mais son intensité maximale se situe aux alentours de 10 μm , ce qui correspond à une température planétaire moyenne de 255 K. Dans cette large bande spectrale, l'atmosphère absorbe, émet et diffuse le rayonnement. Dans l'infrarouge moyen (3-30 μm), la plupart des corps ont une réflectivité pratiquement nulle et le rayonnement solaire n'a qu'un effet négligeable.

Le bilan radiatif à la surface océanique dépend de deux termes : d'une part le flux ondes courtes net, SW_N , déterminé au précédent chapitre ; d'autre part, le flux ondes longues net LW_N , somme du flux ondes longues incident LW_D et du flux ondes longues ascendant LW_U . Bien que le terme net ait une valeur globale annuelle de l'ordre de -48 Wm^2 , les deux contributions le composant présentent néanmoins des amplitudes plus importantes avec des valeurs annuelles sur le globe de 345 Wm^2 et 393 Wm^2 respectivement. Le but de ce chapitre est de tester une méthode utilisant les données satellitaires pour déterminer LW_N et de vérifier si la précision est acceptable, c'est-à-dire de l'ordre de 20 Wm^2 sur une base horaire. La difficulté consiste essentiellement à calculer la contribution descendante. Celle-ci dépend *a priori* non seulement des concentrations de tous les constituants atmosphériques mais surtout des profils verticaux de température et d'humidité ainsi que des propriétés des nuages. Le flux ascendant pourra être obtenu beaucoup plus facilement si une information additionnelle sur l'émissivité et la température de surface est disponible.

En premier lieu, nous utilisons les paramétrisations de LW_N les plus courantes, à savoir des relations semi-empiriques. Nous testons huit formulations proposées différentes sur notre site d'étude, d'abord en utilisant des observations de surface et d'enneigement de la campagne AMOR92, puis par l'utilisation de données climatologiques régulièrement réparties sur une grille de $1^\circ \times 1^\circ$. Nous établissons ainsi une sorte de référence à laquelle nous allons confronter les paramétrisations plus complexes faisant appel à des observations satellitaires et supposées fournir de meilleurs résultats.

Ce chapitre présente un état de l'art concernant les différentes méthodes d'estimation du rayonnement infrarouge thermique provenant de l'atmosphère. Cette recherche bibliographique va nous permettre de sélectionner l'un des modèles déjà existant pour diverses raisons exposées : c'est celui de Schmetz *et al.* (1986) qui fait usage à la fois de données météorologiques et de données satellitaires. Afin de valider la méthode, nous utilisons les mesures *in situ* de la campagne océanographique AMOR92 comme paramètres d'entrée du modèle.

4.1 Paramétrisation du flux ondes longues net

4.1.1 Les relations semi-empiriques

Les formules globales les plus usitées pour la détermination de LW_N à la surface océanique ont été recensées par Fung *et al.* (1984). Elles sont répertoriées dans le tableau 4.1.

Référence	Formule semi-empirique
Brunt (1932)	$\varepsilon_s \sigma T_s^4 (0,39 - 0,05 \sqrt{e_a}) F(C)$
Berliand et Berliand (1952)	$\varepsilon_s \sigma T_a^4 (0,39 - 0,05 \sqrt{e_a}) F(C) + 4\varepsilon_s T_s^3 (T_s - T_a)$
Clark <i>et al.</i> (1974)	$\varepsilon_s \sigma T_s^4 (0,39 - 0,05 \sqrt{e_a}) F(C) + 4\varepsilon_s T_s^3 (T_s - T_a)$
Hastenrath et Lamb (1978)	$\varepsilon_s \sigma T_s^4 (0,39 - 0,056 \sqrt{q_a}) F(C) + 4\varepsilon_s T_s^3 (T_s - T_a)$
Efimova (1961)	$\varepsilon_s \sigma T_a^4 (0,254 - 0,00495 e_a) F(C)$
Bunker (1976)	$\varepsilon_s \sigma T_a^4 (0,2574 - 0,00506 e_a) F(C) + 4\varepsilon_s T_s^3 (T_s - T_a)$
Anderson (1952)	$[\varepsilon_s \sigma T_a^4 (0,26 - 0,0049 e_a) + \varepsilon_s \sigma (T_s^4 - T_a^4)] F(C)$
Swinbank (1963)	$\varepsilon_s \sigma (T_s^4 - 9,36 \times 10^{-6} T_a^6) F(C)$

Tableau 4.1 - Formulations semi-empiriques usuelles.

Les divers calculs de flux radiatifs climatologiques usant de ces relations s'accordent toutes sur les structures générales des variations spatio-temporelles des flux, mais leurs ordres de grandeur diffèrent significativement. Cependant, toutes les formules globales supposent que le flux incident par ciel clair, et par conséquent le flux ondes longues net LW_N , peut être déterminé à l'aide d'une combinaison de paramètres de surface : la température de surface marine, T_s , celle de l'air, T_a et la

pression de vapeur d'eau, e_a . Comme le prouve le tableau 4.1, toutes ces formulations, à l'exception des deux dernières, prennent la forme suivante :

$$-LW_N = LW_{No} F(C) + CORR(T) \quad (\text{éq. 4.1})$$

Le terme LW_{No} représente la contribution ciel clair du rayonnement ondes longues net. Il est estimé par une relation du type $\varepsilon_s \sigma T^4 f(e_a)$ où T s'apparente soit à la température de surface T_s , soit à la température de l'air T_a . L'utilisation de l'une ou l'autre de ces deux températures a suscité de nombreuses investigations des auteurs cités. Il s'avère que le choix est difficile étant donné que la différence de résultat est faible pour la plupart des situations rencontrées. Néanmoins, Fung *et al.* (1984) donnent un exemple pour lequel celle-ci atteint 16% c'est-à-dire approximativement 10 Wm^{-2} pour LW_{No} . Mais une telle variation nécessite un écart de température très important, de l'ordre de 10°C , ce que nous n'observons jamais sur la zone AMOR92. Cependant, afin de tenir compte des cas où T_a est différente de T_s , certains auteurs introduisent un terme de correction de température qui prend strictement la forme suivante : $CORR(T) = \varepsilon_s \sigma (T_s^4 - T_a^4)$. Dans la pratique, ce terme général est souvent approximé par $4\varepsilon_s \sigma T_a^3 (T_s - T_a)$ ou par $4\varepsilon_s \sigma T_s^3 (T_s - T_a)$ selon les auteurs.

La dépendance de LW_{No} par rapport aux variations du profil d'humidité près de la surface se trouve dans la fonction $f(e_a)$ qui elle-même a une forme bien définie par $\alpha - \beta (e_a)^\gamma$ où $\gamma = 0,5$ ou 1 selon les formulations. En définitive, toutes ces relations semi-empiriques diffèrent entre elles par la valeur de ces coefficients α et β , historiquement ajustés en fonction des mesures *in situ* spécifiques. L'examen du tableau 4.1 permet de classer les huit formulations en deux groupes : celles du type Brunt, les quatre premières et celles du type Efimova, les trois suivantes. L'exception à la règle est confirmée avec la formulation de Swinbank (1963) qui considère une forte corrélation entre la pression de vapeur d'eau près de la surface et la température de l'air, expliquant la présence d'une puissance sixième pour celle-ci.

L'effet des nuages sur LW_N à la surface est généralement paramétré par un terme correctif d'enuagement du type $F(C) = (1 - aC^m)$ où C est la fraction de couverture nuageuse exprimée en dixièmes ; a est une constante éventuellement dépendante de la latitude ($0 < a < 1$) et m est une constante égale à 1 ou 2 . Ainsi, $F(C)$ dépend de l'enuagement soit linéairement, soit de façon quadratique. La détermination de C depuis la surface est assez aléatoire car ce paramètre dépend de l'observateur et de sa capacité à bien différencier divers types de nuages. Pour tenir compte des cas de nuages bas, moyens et élevés dans la restitution du flux ondes longues net, les auteurs ont donc choisi de faire varier la constante a en fonction de la latitude c'est-à-dire en fonction du type de nuages pour des conditions moyennes. Néanmoins, les observations d'enuagement sont rarement disponibles pour les étendues océaniques de manière routinière et continue. C'est pourquoi dans la plupart des formulations semi-empiriques, on utilise un seul facteur de correction $F(C)$ où C est la nébulosité totale. La variation latitudinale du coefficient a tente de représenter en quelque sorte les variations des

types de nuages, typiques ou moyens pour une bande zonale donnée. D'une façon très générale, a croît linéairement avec la latitude et les valeurs tabléées sont très voisines les unes des autres en ce qui concerne les divers auteurs. Cela montre que pour une même valeur d'ennuage, l'effet sur LW_N des nuages "typiques" aux hautes latitudes est plus intense que celui des nuages "moyens" des basses latitudes.

Pour notre application, nous utilisons une valeur de a constante et égale à 0,53 dans la formulation d'Hastenrath et Lamb (1978) sachant que cette valeur est adaptée au cas d'océans tropicaux. Pour Clark *et al.* (1974), nous supposons une variation linéaire du coefficient avec la latitude en prenant des valeurs extrêmes de 0,64 à 30°N et 0,69 à 40°N. Dans tous les autres cas, nous choisissons les coefficients issus de l'étude de Bunker (1976) *i.e.* 0,63 et 0,68 respectivement.

4.1.2 Application à la zone AMOR92 : utilisation de mesures *in situ*

Nous allons dans un premier temps calculer LW_N à l'aide des huit formulations globales en utilisant comme paramètres initiaux les données issues de la campagne océanographique AMOR92. Or il n'y a pas eu de mesures directes du flux ondes longues net lors de l'expérience AMOR92 au large du Portugal et du Maroc, mais seulement du flux infrarouge descendant. Aussi, dans un souci de comparaisons des résultats avec les mesures de LW_D , il nous faut déterminer la valeur de LW_D . Pour se faire, nous avons besoin d'une estimation de la contribution ascendante LW_U . Connaissant LW_N et LW_U , nous en déduisons LW_D . En vertu de la physique du corps noir, LW_U s'exprime très simplement par $LW_U = \epsilon_s \sigma T_s^4$ et requiert donc la connaissance de deux paramètres essentiels : l'émissivité de surface, ϵ_s , et la température de surface marine, T_s .

L'émissivité de surface n'est pas très bien déterminée sur tout le globe (Darnell *et al.*, 1992). De nombreuses incertitudes demeurent sur sa valeur en particulier sur les masses continentales. Dans notre étude, nous nous confinons aux surfaces océaniques qui peuvent être considérées comme un corps noir dans des conditions de température et d'humidité moyennes (climatologiques). Bien que l'état de surface de la mer soit un critère important (Masuda *et al.*, 1988), les estimations de l'émissivité de surface varient de 0,93 à 1 (Anderson, 1952). La valeur moyenne acceptée sur les océans est de l'ordre de 0,97.

Concernant la température de surface marine, ce paramètre a été mesuré dans le premier mètre d'eau sous la surface océanique lors de la campagne AMOR92. Cette température globale (*bucket* en anglais) diffère de celle de la surface proprement dite qui représente la température de la surface émittrice dans le cadre de la physique du corps noir ; cette différence est intimement liée au gradient vertical intense des premiers millimètres de la couche de mélange océanique (effet de peau). Elle peut être positive ou négative, et varier en amplitude de 0°C à plusieurs degrés (Katsaros, 1980). Ici, par défaut, nous prendrons la température mesurée *in situ*.

Para- mètre	Nom- bre de cas	Valeur moyen- ne estimée	Valeur moyen- ne mesu- rée	Biais moyen	Ecart- type des diffé- rences	R.M.S	Ecart- type (x)	Ecart- type (y)	A	B	Coeffi- cient de corréla- tion
Brunt	90	358,0	423,5	-65,5 (15,5%)	10,3 (2,4%)	66,3 (15,7%)	5,4	13,1	-319,21	1,60	0,66
Berli- and	90	354,5	423,5	-68,9 (16,3%)	12,0 (2,8%)	70,0 (16,5%)	5,4	14,2	-266,44	1,47	0,56
Clark <i>et al.</i>	90	346,1	423,5	-77,4 (18,3%)	11,4 (2,7%)	78,2 (18,5%)	5,4	12,8	-112,78	1,08	0,46
Hasten- rath et Lamb	90	334,6	423,5	-88,8 (21,0%)	10,9 (2,6%)	89,5 (21,1%)	5,4	12,2	-94,44	1,01	0,45
Efimo- va	90	362,5	423,5	-61,0 (14,4%)	9,4 (2,2%)	61,7 (14,6%)	5,4	12,2	-290,07	1,54	0,68
Bunker	90	358,0	423,5	-65,4 (15,7%)	11,1 (2,6%)	66,4 (15,7%)	5,4	13,3	-241,70	1,42	0,58
Ander- son	90	356,8	423,5	-75,4 (17,8%)	11,9 (2,8%)	67,5 (15,9%)	5,4	13,5	-282,95	1,51	0,61
Swin- bank	90	348,0	423,5	-65,5 (15,5%)	10,3 (2,4%)	76,4 (18,0%)	5,4	14,3	-315,97	1,57	0,59

Tableau 4.2 - Statistiques globales sur LW_D : mesures *in situ* et estimations des huit relations semi-empiriques. Les dernières colonnes représentent les résultats d'une régression linéaire au sens des moindres carrés du type $y = Ax + B$ où x est la mesure et y l'estimation. Les valeurs entre parenthèses sont les pourcentages par rapport à la valeur moyenne *in situ* de LW_D . Les valeurs sont exprimées en Wm^2 , la première colonne donne le nombre de comparaisons et B est en $1/(Wm^2)$.

Nous avons donc testé les huit formulations proposées sur notre zone d'étude en considérant 90 points de mesures instantanées. Les relations nous donnent LW_{Nr} dont nous déduisons LW_D en soustrayant LW_{Nr} . Le tableau 4.2 résume les résultats obtenus en terme de statistiques globales de comparaisons entre les valeurs *in situ* et les valeurs estimées.

Une première conclusion s'impose à la vue des résultats : toutes les formulations globales conduisent à une sous-estimation très nette de LW_D puisque les différences s'échelonnent de $-61,0 \text{ Wm}^{-2}$ pour Efimova à $-88,8 \text{ Wm}^{-2}$ dans le cas d'Hastenrath et Lamb. Au contraire, les écarts-types sont tous faibles, inférieurs à 3% de la valeur moyenne mesurée de LW_D , ce qui prouve une certaine stabilité des formules semi-empiriques. Les formulations de Brunt et d'Efimova, sans terme correctif de température, présentent les meilleurs résultats de corrélation avec les mesures. Cela provient du fait que les températures de surface marine et de l'air sont très voisines sur toute la période de mesures. Nous ne notons en moyenne pour les 90 points de mesure considérés qu'une différence minime de $0,73^\circ\text{C}$, ce qui entraîne un terme correctif de température inférieur à -5 Wm^{-2} i.e. une correction inférieur au pour cent. Par exemple, avec la formulation d'Anderson (1952), du type Efimova, $CORR(T)$ atteint -12 Wm^{-2} lorsque l'écart entre les températures près de la surface devient supérieur à $2,2^\circ\text{C}$. Mais en moyenne ce terme est de l'ordre de 4 Wm^{-2} quelle que soit la relation utilisée. Fung et al. (1984) ont étudié l'impact de $CORR(T)$ sur l'estimation de LW_N pour diverses conditions atmosphériques. Dans le cas de régions tropicales et subtropicales, ces effets sont faibles et l'utilisation de T_s plutôt que de T_a est insignifiante.

La figure 4.1 montre les résultats de régressions linéaires obtenues dans les trois meilleurs cas. Comme nous avons implicitement fait l'hypothèse grossière que LW_u était identique pour les formulations semi-empiriques et pour les mesures *in situ*, les statistiques globales sur la série des 90 points de comparaison ne sont pas modifiées en ce qui concerne les flux nets. Seuls changent les coefficients de régression linéaire qui "s'inversent".

C'est encore une fois la formulation d'Efimova (1961) qui donne les meilleurs résultats avec un biais de -61 Wm^{-2} et un faible écart-type de $9,4 \text{ Wm}^{-2}$. Cela rejoint les conclusions de Reed (1976) qui a comparé les résultats obtenus avec la même relation à des mesures effectives effectuées dans l'océan Pacifique pour des latitudes tropicales. Il considère cette formulation comme la mieux adaptée dans le cas de conditions ciel clair au printemps et en automne. Mais nos résultats sont opposés à ceux de Simpson et Paulson (1979) ; ils ont trouvé que la formule d'Efimova est celle (parmi cinq testées) le plus en désaccord avec un biais de 18%, en comparaison avec des observations *in situ* réalisées en plein océan Pacifique. Ils lui préféraient les formulations de Berliand et Berliand (1952), Anderson (1952) et Brunt (1932).

En ce qui concerne notre étude, nous trouvons que les relations de Brunt, Bunker et Anderson présentent des biais et des écarts-types du même ordre de grandeur, à savoir $-66,0 \text{ Wm}^{-2}$ et $10,5 \text{ Wm}^{-2}$. Quant aux formulations qui font usage d'un facteur correctif d'ennuagement de forme quadratique, elles ont des biais élevés, respectivement -77 Wm^{-2} et -88 Wm^{-2} pour Clark et al. (1974) et Hastenrath et Lamb (1978). Paradoxalement, ce sont ces deux relations qui présentent le meilleur accord avec les mesures *in situ* avec des coefficients de corrélation avoisinant 0,84.

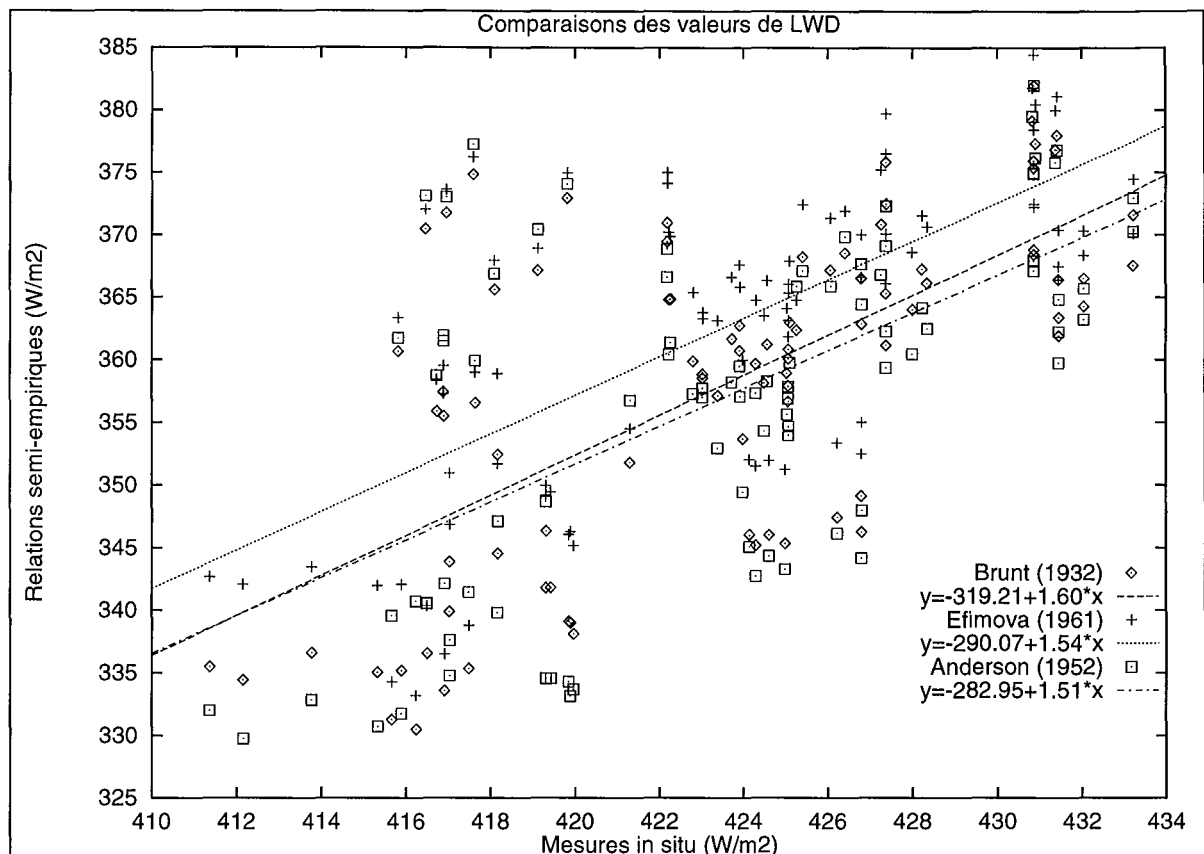


Figure 4.1 - Comparaisons des mesures in situ et des estimations de LW_D pour les relations semi-empiriques de Brunt, Efimova et Anderson.

Il n'est pas surprenant d'obtenir des résultats aussi disparates avec des désaccords systématiques entre diverses mesures *in situ* et des estimations de LW_N à partir de formulations semi-empiriques. D'une part, il faut insister sur le fait que les mesures du flux ondes longues net sont rares au-dessus de l'océan et que les erreurs associées sont plus importantes que celles rencontrées pour SW_D par exemple. Les désaccords entre les observations *in situ* et les estimations doivent être attribués à l'approximation faite dans toutes les formules semi-empiriques de considérer le flux ondes longues net uniquement dépendant des conditions de surface et près de celle-ci. Il est évident que LW_N dépend aussi des profils de température et d'humidité dans la CS, voire même dans la CLP. Cette dépendance est illustrée par les observations rapportées par Reed (1975) sur l'effet d'inversions thermiques au-dessus de l'océan Atlantique.

Nous avons pu voir que sur la zone AMOR92, des formulations différentes donnent des résultats analogues. Rappelons que toutes les relations utilisées ne diffèrent entre elles que par la valeur de quelques constantes, a et b ; Brunt, en essayant d'ajuster ces coefficients pour des valeurs de e_a identiques en des latitudes différentes a trouvé des variations de 50%. Par conséquent il n'y a pas de formule semi-empirique universelle, utilisable de façon systématique en diverses parties du globe. Les

relations existantes ont certes été ajustées sur un grand nombre d'observations, mais les résultats obtenus sur des mesures locales, dispersées présentent logiquement un écart-type élevé.

Des différences significatives entre les températures de surface marine et de l'air existent et peuvent être importantes dans certaines parties des océans, comme la région du *Gulf Stream* et les mers polaires. Les relations de Brunt et Efimova, qui n'incluent pas de dépendance à la fois de T_s et de T_a , ne peuvent pas estimer LW_N de façon précise sur tous les océans. Ainsi la formule de Brunt, sans dépendance vis-à-vis de T_a ne peut pas restituer les changements du flux ondes longues net dues à des modifications de la température atmosphérique. De même, une étude de sensibilité des diverses formules semi-empiriques faite par Fung *et al.* (1984), montre que la formule d'Efimova présente une sensibilité de LW_N aux perturbations de température qui est opposée à celle prévue par les lois radiatives de la physique.

Fung *et al.* (1984), en comparant les valeurs de LW_N obtenues à l'aide de formules empiriques à celles déterminées par un code numérique de transfert radiatif, semblent préférer la formulation de Berliand et Berliand (1962) aux autres. Ils insistent cependant sur les limitations d'une telle relation, en particulier dans le cas d'inversions de température. La précision de LW_N climatologique évalué d'après des relations semi-empiriques dépend de manière critique des effets dus aux nuages et de la façon dont ceux-ci sont intégrés dans les diverses formulations.

4.1.3 Application à la zone AMOR92 : utilisation de données climatologiques

Dans un second temps, nous allons estimer LW_N en utilisant comme paramètres d'entrée dans les formules semi-empiriques des données climatologiques. Ces données climatologiques sont issues de l'atlas de la marine américaine, le *Marine Climate Atlas of the World* (1992) produit par le *Naval Oceanography Command Detachment Asheville* et par le *National Climatic Data Center* (NCDC), une des composantes de la NOAA. Cet atlas contient des moyennes mensuelles et annuelles de données météorologiques et océaniques observées et collectées par les navires marchands traversant les océans sur une période de 120 ans (de 1850 à 1970) avec une résolution spatiale de $1^\circ \times 1^\circ$ et $5^\circ \times 5^\circ$. Il s'agit donc de paramètres de surface, sept au total parmi lesquels nous en avons sélectionné six afin de calculer LW_N pour les mois de septembre et d'octobre : la pression de surface p_s , la température de surface marine T_s , la température de l'air T_a , la différence des deux $\Delta T = T_a - T_s$, la température du point de rosée T_d et la vitesse moyenne du vent U . Pour les calculs, nous avons opté pour un ennuagement moyen de 0,5 en accord avec les données atmosphériques de l'*US Navy* (1955) sur le bassin Atlantique. Cette valeur est aussi compatible avec les données utilisées par Darnell *et al.* (1992) ; ils considèrent en effet pour la bande de latitudes de notre zone d'étude, des variations zonales de C , de 0,45 à 0,50 en juillet et de 0,55 à 0,60 en janvier en moyenne mensuelle globale sur tout l'océan Atlantique.

Nous avons appliqué les huit formulations semi-empiriques sur la zone AMOR92 afin de déterminer LW_N sur une grille régulière de $1^\circ \times 1^\circ$. Les figures 4.2 et 4.3 permettent de se rendre compte des différences de résultats obtenus selon la relation utilisée ; il s'agit de moyennes zonales réalisées sur chacun des deux mois avec un pas de 1° en latitude entre 30°N et 40°N .

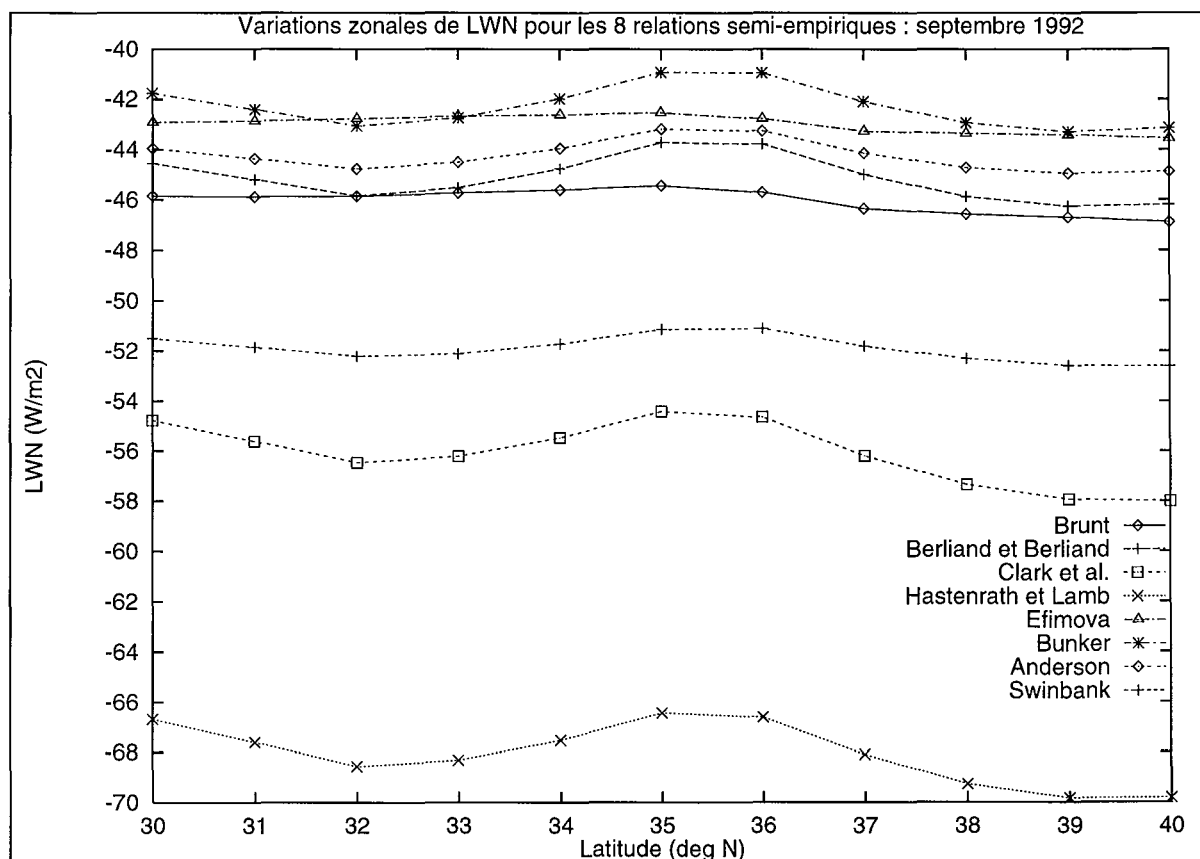


Figure 4.2 - Variations zonales de LW_N sur la zone AMOR92 pour les huit formulations semi-empiriques : mois de septembre 1992.

Les variations zonales de LW_N sur la zone AMOR92 présentent la même allure générale quelle que soit la formule semi-empirique utilisée pour les deux mois considérés. Les valeurs du flux ondes longues net sont plus importantes à 40°N qu'à 30°N , ce qui est dû à des gradients de température plus importants aux hautes latitudes.

D'emblée nous distinguons un groupe de cinq relations empiriques qui donnent des résultats analogues dans un intervalle de -5 Wm^{-2} , avec sur toute la zone AMOR92, des valeurs s'étalant en moyenne globale de $-42,3 \text{ Wm}^{-2}$ (Bunker) à $-46,1 \text{ Wm}^{-2}$ (Brunt). Les formulations de Clark *et al.* et de Swinbank présentent des valeurs plus importantes avec respectivement $-51,9 \text{ Wm}^{-2}$ et $-56,4 \text{ Wm}^{-2}$. Quant à la relation d'Hastenrath et Lamb, elle indique les pertes océaniques les plus élevées avec des valeurs s'étalant autour d'une moyenne de $-68,1 \text{ Wm}^{-2}$. Pourtant les relations de Clark *et al.* et d'Hastenrath et Lamb sont très similaires en forme à celle de Brunt dont elles ne diffèrent que par le

terme correctif d'ennuagelement ; cette remarque laisse sous entendre que le rôle des nuages est prépondérant puisque les valeurs obtenues à l'aide des deux relations présentent des variations respectives de 22% et de 48% par rapport à la relation de Brunt.

En revanche, les relations du type Efimova présentent une bonne cohérence de résultats avec des valeurs ne différant que de $1,9 \text{ Wm}^{-2}$ au plus en moyenne. Néanmoins, l'effet, faible certes, du terme correctif de température est visible sur les courbes car celles-ci présentent des maxima vers 35°N pour Bunker et Anderson alors que la courbe d'Efimova est sensiblement linéaire.

De même lorsque l'on considère une formulation semi-empirique isolément, les variations de LW_N restent faibles étant donné que les écarts entre la valeur la plus élevée et celle la plus basse n'excèdent jamais $3,6 \text{ Wm}^{-2}$ (Hastenrath et Lamb).

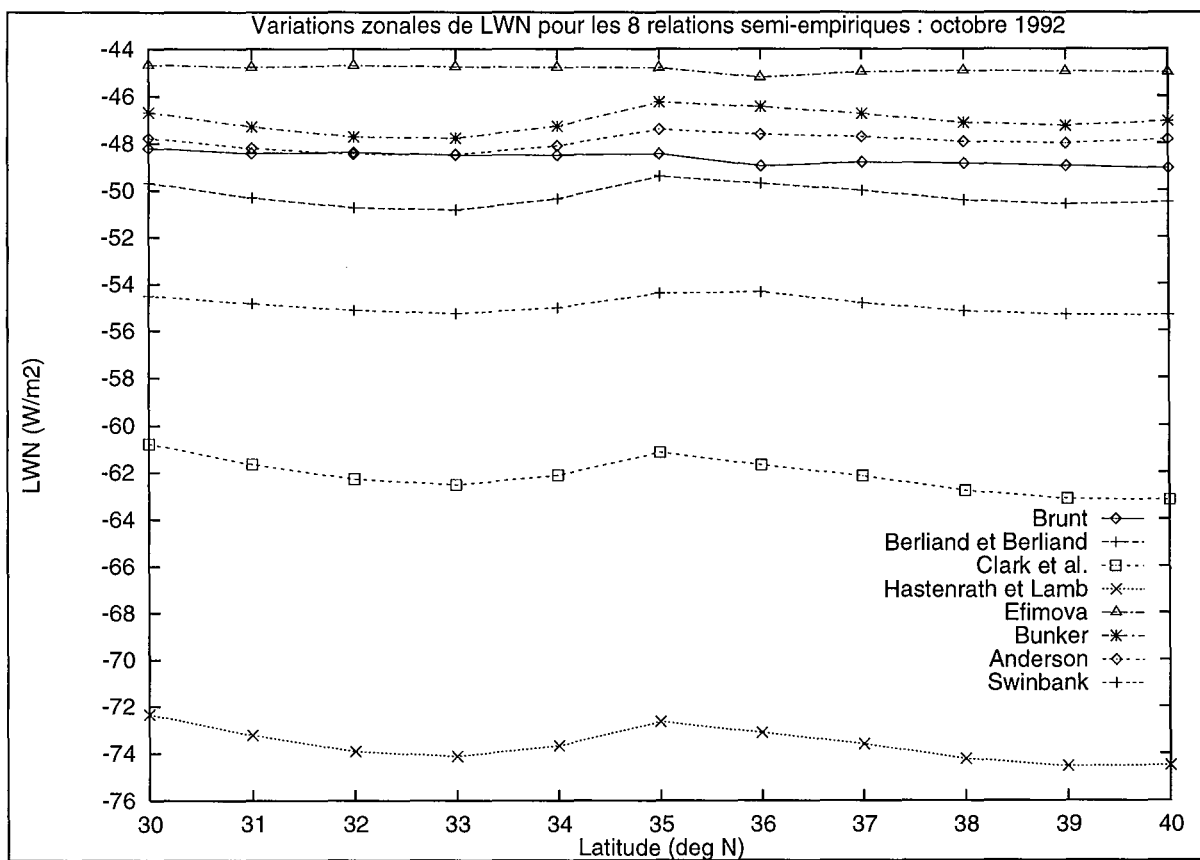


Figure 4.3 - Variations zonales de LW_N sur la zone AMOR92 pour les huit formulations semi-empiriques : mois d'octobre 1992.

Il apparaît donc que les plus fortes variations zonales sont dues à la forme du terme correctif d'ennuagelement, autrement dit surtout à la valeur du coefficient a sensé représenter une moyenne de nuages typiques présents à une latitude donnée.

Ces mêmes conclusions s'appliquent aux variations du flux ondes longues net pour le mois d'octobre. Notons toutefois que les valeurs estimées deviennent plus importantes en valeur absolue. Cette différence pour une même relation semi-empirique s'échelonne de 4,2% (Efimova) à 10,1% (Berliand et Berliand) ; elle reflète des gradients de température plus élevés en octobre qu'en septembre, du fait du refroidissement plus important de l'air au-dessus de la masse océanique de température plus stable. Par conséquent ΔT devient de plus en plus "négatif" ce qui implique une augmentation sensible de $CORR(T)$ d'où une diminution du flux ondes longues net à la surface.

Darnell *et al.* (1992), en appliquant le modèle de Gupta (1989), trouvent des variations zonales de LW_N avec des valeurs comprises entre -48 Wm^{-2} et -56 Wm^{-2} pour le mois d'octobre dans la bande de latitudes 30°N - 40°N . Nous ne disposons pas d'atlas de flux de surface océaniques très précis sur notre zone d'étude. Cependant, celui sur les océans tropicaux en Atlantique et dans le Pacifique est d'Hastenrath et Lamb (1978) donne des valeurs de LW_N pour la latitude de 30°N au mois d'octobre de l'ordre de -70 Wm^{-2} à -80 Wm^{-2} , c'est-à-dire du même ordre de grandeur que nos résultats.

4.2 Etat de l'art sur les méthodes utilisant des données satellitaires

Plusieurs méthodes, d'approches statistique ou physique, de détermination de LW_D ont été proposées ces dernières années.

Darnell *et al.* (1983) ont développé une technique faisant uniquement appel à des données satellitaires. Afin d'en déduire le flux ondes longues incident, ils ont utilisé des données de satellites opérationnels héliosynchrones, profils de température et d'humidité, hauteurs du sommet des nuages obtenus grâce au sondeur *TIROS Operational Vertical Sounder* (TOVS) des satellites NOAA, et un modèle de transfert radiatif.

Smith et Woolf (1983) ont décrit une approche usant de données de satellites géosynchrones avec un calcul de régression multiple pour relier les luminances du canal *Visible Infrared Spin-Scan Radiometer Atmospheric Sounder* (VAS) issues de satellites géostationnaires américains aux profils de flux ondes longues incident.

Schmetz (1984) a appliqué un modèle de transfert radiatif à des données de température, humidité et nuages, fondées sur des observations au sol, des données de radiosonde et des analyses du sondeur TOVS afin d'estimer LW_D . Il a utilisé des images METEOSAT dans les domaines visible et infrarouge pour évaluer la couverture nuageuse, la hauteur du sommet des nuages et leur réflectance.

Morcrette et Deschamps (1986) ont estimé LW_D par des moyennes de méthodes de régression utilisant les luminances de LW_U issues du sondeur en température *High-Resolution Infra-Red Sounder* (HIRS) à bord des satellites NOAA.

Schmetz *et al.* (1986) ont évalué LW_D en se servant de paramètres de nuages dérivés d'observations satellitaires et de température et d'humidité près de la surface issues de grilles d'analyses météorologiques.

Frouin *et al.* (1988) ont calculé le flux ondes longues incident au-dessus des océans à l'aide d'un modèle de transfert radiatif rapide et précis incluant la température, la vapeur d'eau, les rapports de mélange de l'ozone et du gaz carbonique, la couverture nuageuse, l'émissivité et les altitudes du sommet et de la base des nuages. Les paramètres en entrée du modèle proviennent des profils du sondeur TOVS et du satellite GOES-6. Ils comparent en fait quatre méthodes, la plus complexe reliant la réflectivité du nuage à son épaisseur optique, puis déterminent le contenu en vapeur d'eau, duquel l'émissivité du nuage est déduite. La hauteur de la base du nuage est aussi déduite de la hauteur du sommet du nuage et de son contenu en vapeur d'eau par l'intermédiaire d'une relation statistique.

Gupta (1989) utilise une paramétrisation afin d'estimer LW_D comme une relation linéaire avec la nébulosité partielle, à l'aide de propriétés des nuages prescrites (3 niveaux), et de profils de vapeur d'eau issus de TOVS.

Brisson *et al.* (1994) appliquent une formule aérodynamique globale à des analyses de modèles météorologiques, en incluant une classification automatique des nuages, basée sur des images visible et infrarouge de METEOSAT, pour estimer les paramètres nuageux.

Les méthodes statistiques sont fondées sur des régressions entre les radiances satellitaires et les flux de surface, les données utilisées étant soit des mesures *in situ*, soit des résultats de modèles de transfert radiatif détaillé. Cette approche semble efficace dans le cas ciel clair (Morcrette et Deschamps, 1986), en dépit de la relation ténue entre les flux de surface et au sommet de l'atmosphère. En conséquence, il n'y a pas de méthode statistique concluante dans les situations de ciel couvert.

Le tableau 4.3 résume les principales caractéristiques des modèles recensés, en indiquant les erreurs quadratiques moyennes (r.m.s.) de validation avec des mesures *in situ*. Pour tous ces modèles, les erreurs typiques sur le rayonnement ondes longues incident LW_D , en moyenne journalière, sont de l'ordre de 10 à 25 Wm^{-2} . Le flux ondes longues net est alors déterminé avec une précision de 15 à 30 Wm^{-2} .

Référence	Données sources	R.M.S. (Wm^{-2})	Remarques
Darnell <i>et al.</i> (1983)	modèle de transfert radiatif avec produits TOVS	20	41 mesures demi-horaires
Smith et Woolf (1983)	Canaux VAS des satellites géostationnaires U.S.	10	ciel clair
		46	ciel couvert
Morcrette et Deschamps (1986)	HIRS à bord des NOAA (fév. 1982-jan. 1983)	16 (jour) à 30 (nuit)	mesures horaires en trois sites en Europe Occidentale
Darnell <i>et al.</i> (1986)	produits TOVS de NOAA-6 et NOAA-7	10	moyennes mensuelles avec mesures en 4 sites aux E.U. sur un an (juil. 1981-juin 1982)
Schmetz <i>et al.</i> (1986)	canaux VIS et IR de METEOSAT-2 et grilles d'analyses météo.	12	moyennes bi-horaires en 4 stations de mesure en Allemagne, sur deux jours
Frouin <i>et al.</i> (1986)	modèle de transfert radiatif avec produits TOVS et paramètres nuageux de GOES-6 (VISSR/VAS)	21-27	base demi-horaire
		16-22	base journalière mesures dans le Pacifique
Darnell <i>et al.</i> (1992)	produits ISCCP-C1 (données nuageuses toutes les trois heures) avec données ERBE (TOA mensuelles journalières)	16	moyennes mensuelles de mesures <i>in situ</i> ($2,5^{\circ} \times 2,5^{\circ}$) sur 4 mois de 1983/1984
Brisson <i>et al.</i> (1994)	METEOSAT-4	11,5	base horaire, campagne SOFIA-ASTEX ($27^{\circ}N-40^{\circ}N$, $15^{\circ}O-30^{\circ}O$)

Tableau 4.3 - Comparaisons entre estimations de diverses méthodes de restitution satellitaire et des mesures *in situ* de LW_D .

L'analyse de cette recherche bibliographique nous conduit à plusieurs conclusions :

- LW_D dépend des profils verticaux de température, des gaz et des nuages dans l'atmosphère mais surtout, le flux ondes longues incident dépend du rayonnement issu de la couche

de surface : en effet, Schmetz (1989) a montré à l'aide de calculs de transfert radiatif dans le cas de plusieurs atmosphères standards que 65% du flux net LW_N atteignant la surface est émis dans les cent premiers mètres au-dessus de celle-ci, c'est-à-dire dans la CS ;

- les paramètres pertinents en ce qui concerne les structures nuageuses sont la température et la hauteur de la base des nuages, la nébulosité et l'émissivité de la couche nuageuse ;

- contrairement au flux solaire, le flux ondes longues net est largement découplé du rayonnement au sommet de l'atmosphère, de sorte qu'une information supplémentaire est requise sur les conditions près de la surface : température, humidité, nébulosité, émissivité, température et hauteur de la base des nuages. La luminance infrarouge thermique au sommet de l'atmosphère ne contient d'information sur le champ radiatif près de la surface que dans la fenêtre atmosphérique de 8-13 μm . Pour le reste du spectre de grandes longueurs d'onde, les régimes radiatifs en haut de l'atmosphère et à la surface sont découplés. Plus de 80% du flux ondes longues atteignant la surface par ciel clair est émis dans les 500 m d'atmosphère voisins du sol *i.e.* dans la CLP. En conditions nuageuses, les champs radiatifs à la surface et au sommet sont entièrement découplés. De manière effective cependant, LW_D est déterminé par le rayonnement issu d'une couche située entre la surface et la base des nuages. Cette dernière conclusion explique pourquoi les méthodes de restitution du flux LW_D (respectivement LW_N) sont si peu nombreuses en comparaison de celles développées pour SW_D (respectivement SW_N).

Parmi les diverses méthodes passées en revue, notons que l'utilisation de l'information du canal visible dans celles de Schmetz *et al.* (1986) et Frouin *et al.* (1988) restreint leurs applications au jour. Une discussion plus détaillée de la plupart des méthodes de restitution des flux solaire et infrarouge thermique incidents à la surface, SW_D et LW_D , par des moyens satellitaires, peut être trouvée dans Schmetz (1989) et dans Eymard et Taconet (1995).

4.3 Choix d'un modèle

4.3.1 Critères de sélection

Dans le paragraphe précédent, nous remarquons que très peu de méthodes de restitution du flux ondes longues incident à la surface sont mises en oeuvre sans l'apport d'une information additionnelle sur la structure de la basse atmosphère et des nuages, issue soit de mesures locales *in situ*, soit de données météorologiques. D'autres difficultés proviennent de la représentation des paramètres de surface à la bonne échelle spatiale, comme la température et l'émissivité.

En raison de nombreuses limitations des modèles, seules deux techniques de restitution de LW_D sont utilisées de manière opérationnelle pour des applications régionales : méthodes de Schmetz *et al.* (1986) et de Brisson *et al.* (1994).

D'après le paragraphe 4.2, il s'ensuit que le calcul de LW_D à la surface requiert de l'information sur les champs de température et d'humidité près de la surface, sur la couverture et l'émittance nuageuses, et sur l'altitude et la température de la base des nuages. La précision des méthodes de restitution du flux ondes longues incident est principalement liée à celle des profils atmosphériques par ciel clair et dans les basses couches. Or la plupart des chercheurs utilisent des profils de température et d'humidité provenant du sondeur TOVS pour calculer LW_D . Ces données sont reconnues pour être imprécises ; en effet, la précision de la restitution des produits TOVS est typiquement de 2 à 3 K et d'environ 30% pour le rapport de mélange de la vapeur d'eau, ce qui peut introduire des erreurs de 20 à 60 Wm^{-2} sur LW_D (Frouin *et al.*, 1988). De plus, Darnell *et al.* (1986) ont trouvé nécessaire de corriger les températures de surface de TOVS d'un biais de 1 à 3 K pour des sites aux Etats-Unis avant d'utiliser les données dans leur modèle pour validation. L'approche de Schmetz *et al.* (1986) nous est apparue meilleure que celles utilisant des produits TOVS, dans le sens que les champs d'analyses de température et d'humidité d'origine météorologique sont tout à fait fiables comparés aux données TOVS : c'est la première raison de notre choix.

La luminance infrarouge au sommet de l'atmosphère est indicative de la surface, par conséquent de la température près de la surface dans le cas ciel clair, et de la température du sommet des nuages dans des conditions ciel couvert. Il est alors impossible d'estimer LW_D dans une région nuageuse à partir des luminances infrarouges au sommet de l'atmosphère ; c'est pourquoi l'on a besoin d'une information additionnelle sur les champs de température et d'humidité près de la surface et de la température de la base des nuages, d'où l'utilisation de données météorologiques de grilles, qui déterminent le gradient vertical de température. Ces paramètres sont inclus dans la méthode sélectionnée.

Les premiers résultats de calcul par la méthode Héliosat montrent clairement de larges variabilités, à la fois temporelles et spatiales, se produisant dans notre région d'intérêt. De telles variabilités doivent être prises en compte. En outre, ces résultats confirment l'utilisation de satellites géostationnaires, sachant que leurs données préservent une bonne information sur les structures nuageuses : c'est la seconde raison du choix.

Par conséquent, nous avons choisi la méthode de Schmetz *et al.* (1986) ; ce choix a été dicté par des conditions d'efficacité et d'opérationnalité ainsi que par une facilité de mise en oeuvre et une homogénéité du modèle. De plus, cette méthode utilise un indice de clarté, qui est en fait le même que dans la méthode Héliosat (K') ; il a donc déjà été calculé.

4.3.2 Description générale du modèle de Schmetz *et al.* (1986)

Dans cette méthode, les conditions près de la surface sont obtenues avec des données de points de grille d'analyses sur des champs thermodynamiques en surface et aux niveaux de 1000 et 850 mb. Les paramètres de nuages sont dérivés de données de canaux visible et infrarouge du satellite METEOSAT.

Le principe de la méthode est le suivant : le flux ondes longues incident à la surface est divisé en deux parties pouvant être déterminées séparément, une contribution ciel clair et une contribution ciel couvert, soit $LW_D = LW_{D_0} + LW_{D_c}$.

La première dépend surtout des conditions près de la surface et peut être paramétrée en terme de température et d'humidité à l'aide de relations empiriques du type $LW_{D_0} = c \epsilon_0 \sigma T_0^4$ où c est un facteur correctif d'altitude pour les régions autres qu'océaniques ($c = 1,15 p_0 - 0,165$ avec p_0 la pression de surface en 10^3 mb) et σ est la constante de Stefan-Boltzmann. Le point crucial est la détermination de l'émissivité effective du ciel, ϵ_0 , pour laquelle Schmetz *et al.* (1986) distinguent trois cas en fonction de la température près de la surface, T_0 :

- pour $T_0 > 280$ K, l'émissivité effective du ciel dépend essentiellement de T_0 ; elle se déduit de la relation d'Idso-Jackson (1969) ;

- pour $T_0 < 275$ K, les effets d'humidité deviennent importants et ϵ_0 est alors fonction de T_0 et de la pression de vapeur d'eau près de la surface e_0 selon l'approche d'Idso (1981) ;

- pour $275 \leq T_0 \leq 280$ K, il y a une simple interpolation linéaire entre les deux relations empiriques précédentes.

La contribution ciel couvert dépend essentiellement de paramètres sur les nuages : la couverture nuageuse C , la hauteur et la température de la base des nuages, H_b et T_b , et l'émissivité des nuages ϵ_c . En présence de nuages, la forme de la nouvelle émissivité du ciel est donnée par une fonction de contribution nuageuse d'après Martin et Berdhal (1984) et LW_{D_c} s'écrit :

$$LW_{D_c} = (1 - \epsilon_0) C \epsilon_c \sigma T_0^4 \exp((T_b - T_0) / 46) \quad (\text{éq. 4.2})$$

L'obtention de la température de la base du nuage est délicate et simplifiée par l'utilisation d'une table de correspondance liant cinq paramètres (T_b , C , H_τ , DZ et τ). T_b est obtenue par la connaissance de H_b en utilisant le gradient vertical de température issu des données de grilles d'analyses météorologiques. H_b dépend de l'épaisseur géométrique du nuage par l'intermédiaire de $H_b = H_\tau - DZ$. Or la détermination directe de DZ à l'aide de données satellitaires ou auxiliaires est très difficile, voire impossible. Schmetz *et al.* (1986) utilisent donc une table de correspondance entre cinq

paramètres. Trois de ces paramètres sont issus des données METEOSAT : la transmittance solaire τ , la couverture nuageuse C et la hauteur du sommet des nuages H_T . La table donne les deux autres, soient l'épaisseur géométrique DZ et l'émissivité ε_v des nuages. L'émissivité des nuages bas, *i.e.* lorsque $H_T \leq 3$ km, est directement fonction de la couverture nuageuse d'après Lind et Katsaros (1982). Nous faisons l'hypothèse d'une relation linéaire du type $\varepsilon_v = f(C) = a C + b$ avec $a = 0,7912$ et $b = 0,2296$ si le paramètre C est exprimé en dixièmes comme le prouve la figure 4.4.

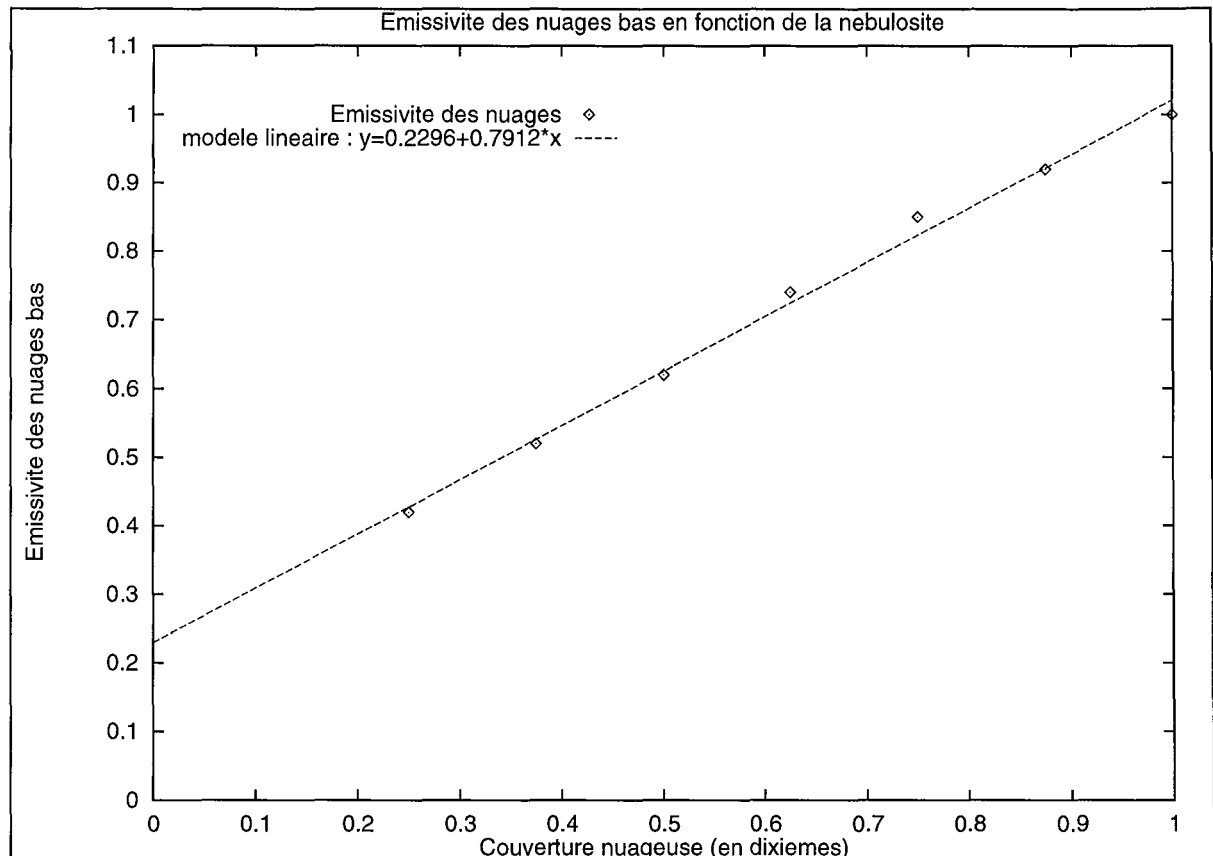


Figure 4.4 - Relation entre l'émissivité des nuages bas et l'enneuagement : régression linéaire.

Remarquons aussi que le calcul du gradient vertical de température s'effectue à l'aide de données climatologiques à des niveaux d'altitude différents et reste valide pour $H_T \leq 2$ km. Au-dessus de cette valeur seuil, un taux moyen de décroissance de température en fonction de l'altitude de 6 K km^{-1} est admis.

La figure 4.5 illustre les diverses étapes de calcul du flux ondes longues incident à la surface, LW_D .

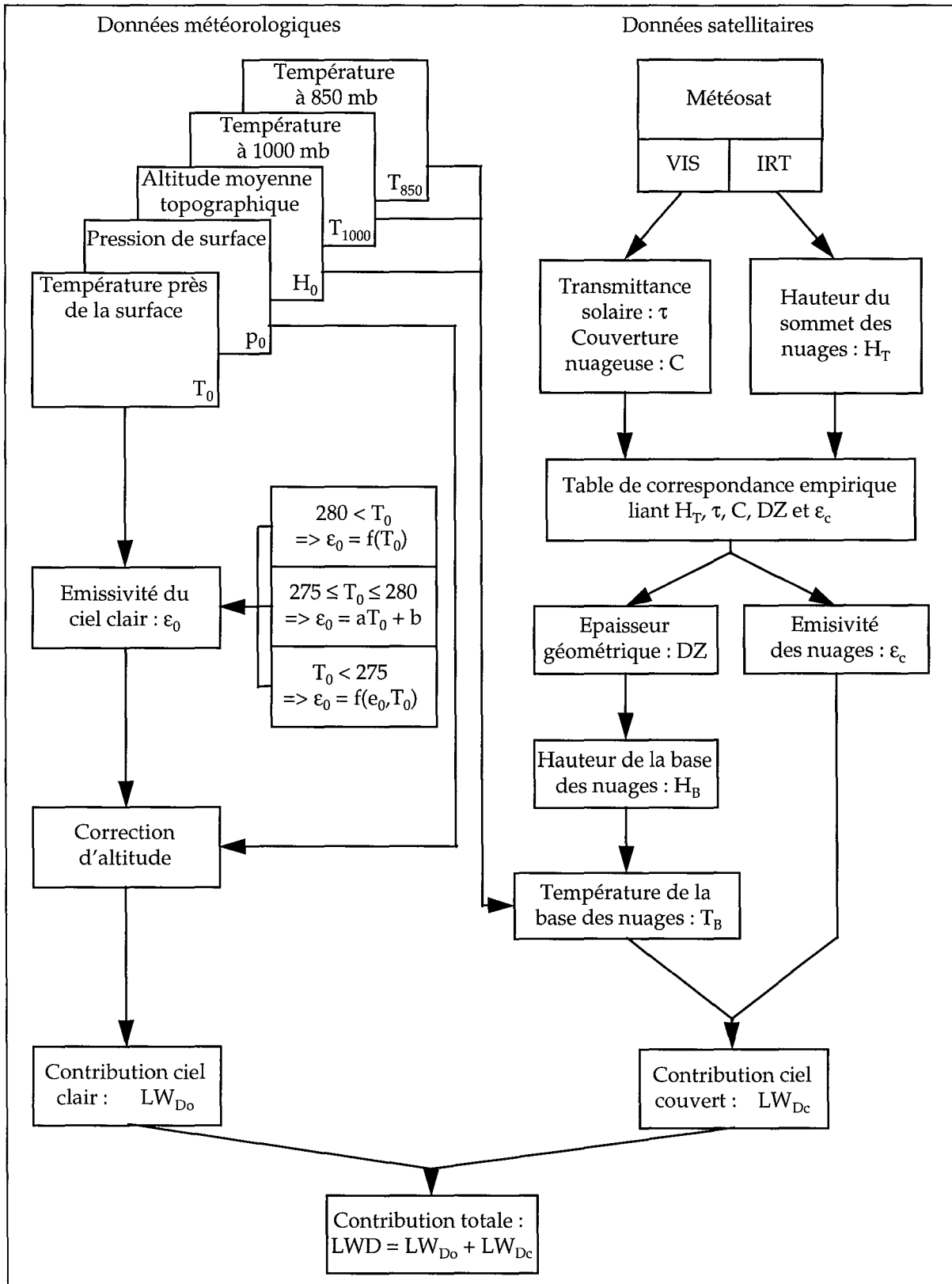


Figure 4.5 - Représentation schématique des diverses étapes de calcul de la méthode Schmetz et al. (1986).

4.3.3 Etude de validation de la méthode

En premier lieu, une phase de validation de la méthode proposée est accomplie en utilisant uniquement des observations *in situ* issues de la campagne océanographique AMOR92. Nous utilisons la température de l'air près de la surface, T_a , l'humidité relative RH , l'ennuagement C et la température de la base des nuages, T_b comme paramètres d'entrée du modèle. Nous considérons 90 points de mesures instantanées répartis de façon homogène selon le trajet du navire océanographique. La pression de vapeur d'eau près de la surface e_a est déduite des deux paramètres T_a et RH (voir Annexe B). Le paramètre de validation est représenté par la mesure *in situ* du flux ondes longues incident, LW_D .

Sur la zone AMOR92, les températures minimales observées concernant la surface marine et l'air avoisinent les 18°C, soit 291 K pour les mois de septembre et d'octobre 1992, ce qui est en bon accord avec les minimales climatologiques. Ainsi le calcul de la contribution ciel clair LW_{Dc} se réduit à la relation semi-empirique d'Idso-Jackson (1969). La contribution ciel couvert LW_{Dc} est estimée directement d'après l'équation 4.1. Le seul paramètre inconnu, l'émissivité des nuages est déduit de la relation linéaire précédemment définie. Nous faisons donc implicitement l'hypothèse que la majeure partie de la contribution ciel couvert provient des nuages bas de l'atmosphère, point déjà mis en exergue par Schmetz (1989). De plus, il faut tenir compte du fait que les données disponibles pour LW_D sont toutes des mesures de nuit entre 22 heures et 4 heures du matin. En effet, un sur-réchauffement causé par le rayonnement solaire a occasionné un dysfonctionnement de l'appareil de mesure, empêchant toutes mesures de jour (IOW, 1992).

Para- mètre	Nom- bre de cas	Valeur moyen- ne estimée	Valeur moyen- ne mesu- rée	Biais moyen	Ecart- type des diffé- rences	R.M.S	Ecart- type (x)	Ecart- type (y)	A	B	Coeffi- cient de corréla- tion
LW_D AMOR 92	90	352,1	423,5	-71,4 (16,9%)	13,5 (3,2%)	72,7 (17,2%)	5,4	14,5	-78,34	1,02	0,38
LW_D Alle- magne	17	322,8	317,3	5,5 (1,7%)	10,9 (3,4%)	12,2 (3,8%)	36,9	35,3	31,62	0,92	0,96

Tableau 4.4 - Statistiques globales sur le test de validation de la méthode de Schmetz et al. (1986). Les dernières colonnes représentent les résultats d'une régression linéaire au sens des moindres carrés du type $y = Ax + B$ où x est la mesure et y l'estimation. Les valeurs entre parenthèses représentent les pourcentages par rapport à la valeur moyenne *in situ* de LW_D . Les valeurs sont exprimées en Wm^2 , la première colonne donne le nombre de comparaisons et B est en $1/(Wm^2)$.

Les estimations de LW_D effectuées à l'aide du modèle ainsi que les mesures instantanées correspondantes sont reportées sur la figure 4.6 pour comparaison. Dans le même temps, le tableau 4.4 rassemble les statistiques globales concernant notre validation sur 90 points de mesure à la surface océanique (première ligne) et celle de Schmetz *et al.* (1986) réalisées sur 17 mesures en Allemagne en trois sites distincts (seconde ligne), donc le même modèle appliquée sur deux régions différentes.

Les résultats obtenus montrent une sous-estimation systématique du modèle par rapport aux mesures *in situ*, de l'ordre de $-71,4 \text{ Wm}^{-2}$ alors que l'écart-type reste faible avec $13,5 \text{ Wm}^{-2}$. De leur côté, Schmetz *et al.* (1986) ont trouvé de meilleurs résultats lors des comparaisons puisque le biais moyen est seulement de $5,5 \text{ Wm}^{-2}$ avec un écart-type de $10,9 \text{ Wm}^{-2}$. Les valeurs d'écart-types estimés sont donc du même ordre de grandeur, ce qui semble traduire une bonne cohérence de la méthode puisque la dispersion des valeurs de LW_D au voisinage de la moyenne reste faible dans les deux cas. Néanmoins, il existe une différence importante concernant le biais avec une légère surestimation pour les données de sites allemands alors que nous trouvons une large sous-estimation des valeurs du flux ondes longues incident à la surface sur l'océan Atlantique.

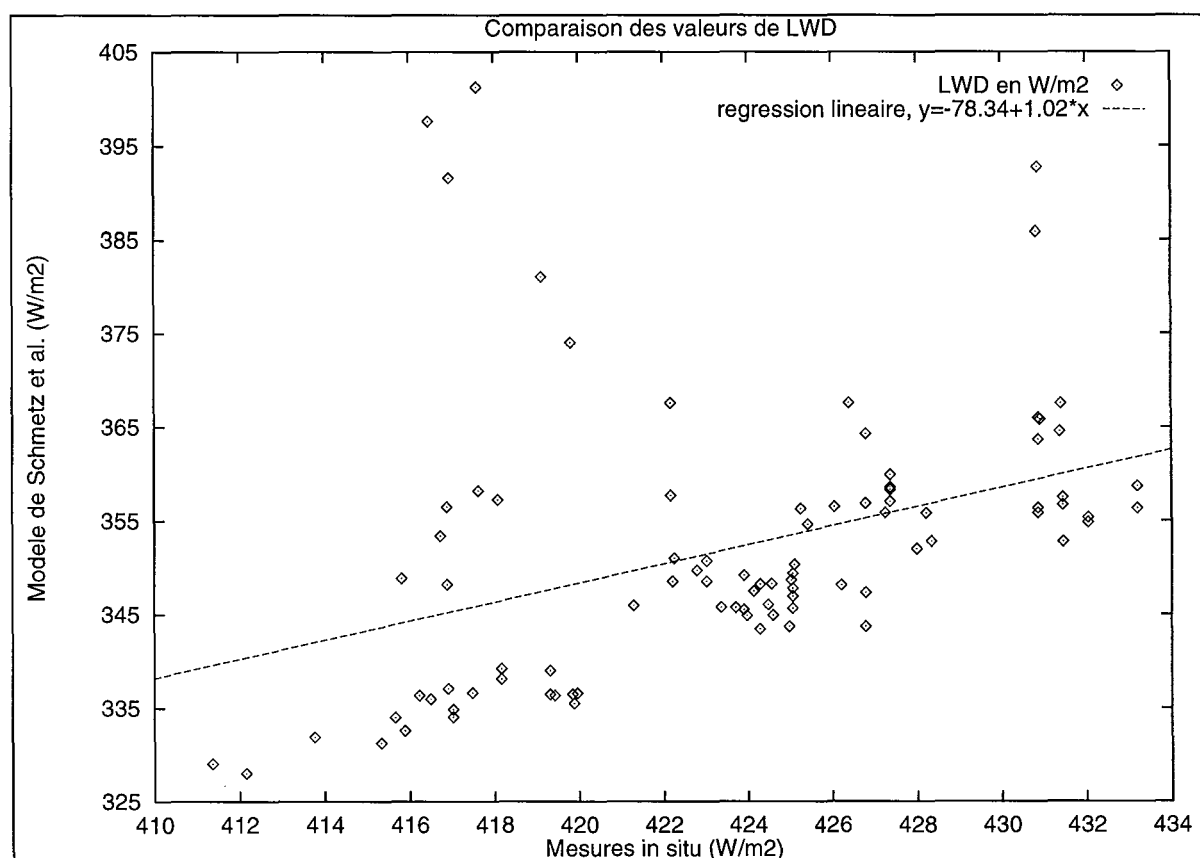


Figure 4.6 - Comparaison des mesures *in situ* et des estimations du modèle pour LW_D sur la région AMOR92.

Cette disparité peut avoir plusieurs causes. D'une part, une différence géographique et saisonnière des données *in situ* utilisées comme paramètres d'entrée du modèle. Nous nous focalisons sur une période automnale pour des latitudes subtropicales à moyennes situées dans l'océan alors que Schmetz *et al.* (1986) testent leur modèle sur des sites continentaux en conditions printanières essentiellement, avec certes quatre mesures réalisées en septembre aussi. En effet, les conditions atmosphériques, par conséquent les profils d'humidité et de température, diffèrent très nettement entre les deux régions considérées. En particulier, en raison de la complexité des effets dynamiques à l'interface océan-atmosphère, de fortes variations des profils thermiques sont enregistrées. Celles-ci se détectent très nettement sur la figure 4.7 si l'on observe par exemple la variation de la température de la base des nuages lors d'une journée. Le paramètre T_b passe de $-8,9^{\circ}\text{C}$ à $-36,5^{\circ}\text{C}$ en l'espace d'une heure alors que les conditions d'ennuagement et la différence de température entre la mer et l'air très près de la surface restent identiques. C'est ce paramètre très important qui régule la valeur de LW_{D_c} dans l'équation 4.2. L'exemple montre des variations de l'ordre de 60% sur la restitution de la contribution ciel couvert.

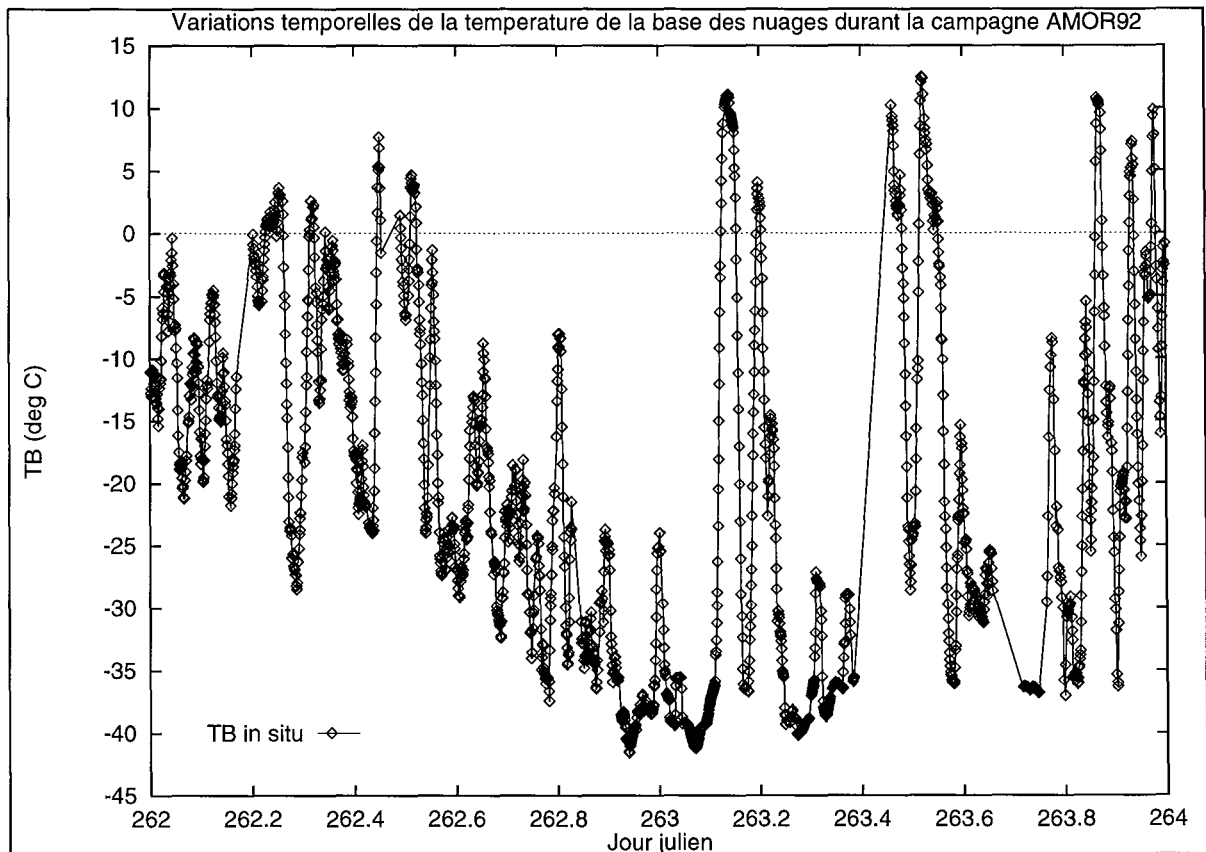


Figure 4.7 - Variations temporelles de la température de la base des nuages déterminée par les observations *in situ* durant deux jours : les 18 et 19 septembre 1992.

L'étude de sensibilité réalisée par Schmetz *et al.* (1986) montre qu'une perturbation du paramètre H_b de ± 1 km pour un profil d'atmosphère standard à mi-latitude en été, entraîne une

variation de LW_d , de l'ordre de 10 Wm^2 pour des latitudes moyennes. De même un écart de 1 okta dans la mesure de l'enuagement a le même effet. Il est donc capital d'avoir une information précise sur la température de la base des nuages ou de manière équivalente sur leur hauteur.

4.3.4 Apport du satellite

Le schéma synoptique de la figure 4.5 permet de distinguer la dualité du modèle décrit en ce qui concerne les données nécessaires à son application en entrée. Ainsi, la méthode a besoin au total de huit paramètres de deux origines différentes.

Les cinq premiers paramètres sont obtenus généralement à l'aide de données de points de grille d'analyses sur des champs thermodynamiques en trois niveaux d'atmosphère : la surface, 1000 mb et 850 mb ; ils caractérisent donc les conditions près de la surface, informations nécessaires à la bonne détermination de LW_d , puisque comme nous l'avons déjà signalé, dans le cas d'un ciel découvert le flux ondes longues incident ne peut être relié directement à la luminance infrarouge au sommet de l'atmosphère. Le fait de prendre en compte la structure verticale de celle-ci dans la CLP permettra une meilleure estimation de H_b à travers la table de correspondance semi-empirique utilisée dans le modèle. Il faut s'attendre à un gain en précision sur l'estimation de LW_{dc} . Ces paramètres sont donc les températures aux trois niveaux de pression, T_0 , T_{1000} et T_{850} , la pression de surface p_s et l'altitude topographique moyenne H_0 . Comme nous désirons appliquer cette méthode sur des surfaces océaniques, ce dernier paramètre utile pour une correction d'altitude sera écarté. Notons que ces paramètres peuvent être extraits de données de surface *in situ* et de radiosondages donnant accès aux profils verticaux thermiques et d'humidité.

Les trois autres paramètres, liés à la présence des nuages, sont dérivés de données de canaux visibles et infrarouge de METEOSAT. La transmittance solaire τ et l'enuagement C se déduisent du spectre visible du satellite géostationnaire par la méthode Héliosat, en assimilant la première à K' et le second à l'indice d'enuagement n' . Comme l'ont fait remarqué Schmetz *et al.* (1986), la détermination directe de la hauteur de la base des nuages à l'aide de l'information combinée des canaux visible et infrarouge de METEOSAT paraît trop ambitieuse. La détermination de la hauteur du sommet des nuages se fait à l'aide du canal infrarouge thermique de METEOSAT en utilisant les lois de la physique du corps noir. *A priori*, par inversion de la fonction de Planck, nous pouvons obtenir la température du sommet des nuages, puis la hauteur correspondante à condition d'avoir un profil vertical adéquat. Or, des calculs préliminaires ont montré une sensibilité très importante dans la restitution de la température du sommet des nuages en fonction de la luminance observée. Cela signifie aussi que cette méthode est fortement contrainte par le type d'atmosphère standard utilisé.

L'apport du satellite peut être important pour l'application de la méthode décrite dans deux domaines : la structure verticale atmosphérique et surtout une meilleure connaissance des paramètres nuageux.

4.4 Conclusion

Afin de calculer LW_N , nous avons considéré huit relations semi-empiriques couramment utilisées. Celles-ci supposent que les conditions de surface représentent en quelque sorte les conditions moyennes de la colonne d'atmosphère. Elles ne considèrent donc pas les effets importants de la structure verticale de la CLP sur l'estimation du flux ondes longues net. C'est la première limitation de ces formulations dans le cas de calculs de flux instantanés sur des zones de faible extension spatiale. L'introduction dans ces relations d'un facteur correctif d'enneuagement est sensé tenir compte des variations du flux net selon l'occurrence d'un type de nuages donné. Néanmoins la forme adoptée est simple ; elle ne dépend que d'un coefficient latitudinalement variable qui de façon évidente ne peut rendre compte de toutes les variations nuageuses sur une partie de l'océan Atlantique comme la zone AMOR92.

Ces deux limitations des formulations semi-empiriques impliquent une grande disparité des valeurs de LW_N sur notre zone d'étude. A l'exception de la relation d'Hastenrath et Lamb (1978), les ordres de grandeur des flux ondes longues estimés sont identiques. La relation d'Efimova (1961) donne les meilleurs résultats quant aux comparaisons avec les mesures *in situ*. Les formulations globales ont été initialement développées dans le but de réaliser des calculs de LW_N climatologiques. Bréon *et al.* (1991) ont utilisé trois types distincts de paramétrisation du flux ondes longues net : un modèle de transfert radiatif de Morcrette et Deschamps (1986), celui de Gupta (1989) et la formulation semi-empirique d'Anderson (1952). Ils ont réalisé des comparaisons entre ces estimations et des données *in situ* issues de deux campagnes océanographiques ; c'est la paramétrisation la plus simple, celle d'Anderson (1952), qui donne les meilleurs résultats avec un biais de $-2,8 \text{ Wm}^{-2}$ et un écart-type de $18,4 \text{ Wm}^{-2}$.

Nous avons ensuite testé une méthode utilisant les données satellitaires, que nous avons confrontée aux mesures *in situ* à la lumière des performances atteintes par les relations semi-empiriques. Nous avons d'abord sélectionné un modèle de calcul du flux ondes longues incident à la surface relativement simple dans sa conception. Puis nous avons testé sa validité sur notre zone d'étude pour des latitudes subtropicales à moyennes. Or les résultats obtenus par comparaison aux mesures *in situ* se sont avérés médiocres avec une erreur systématique élevée de l'ordre de -70 Wm^{-2} . Bien que cette méthode prenne en compte non seulement les variations spatiales des paramètres de surface mais aussi les profils verticaux de température et d'humidité, il reste néanmoins des étapes

importantes qui font encore usage de relations empiriques, en particulier la table de correspondance reliant divers paramètres nuageux. Aussi la méthode de Schmetz *et al.* (1986) s'avère difficile à mettre en oeuvre si nous ne disposons pas de renseignements précis sur les structures verticales des paramètres atmosphériques et plus spécifiquement ceux ayant trait aux nuages : l'émissivité et l'épaisseur géométrique des nuages, mais surtout la température de la base des nuages. La détermination de ce dernier paramètre directement par voie satellitaire n'est pas possible à l'aide de METEOSAT ; les méthodes actuelles font nécessairement l'hypothèse d'un profil d'atmosphère standard.

Une connaissance précise des profils verticaux des paramètres régissant l'atmosphère est nécessaire à laquelle il faut ajouter une meilleure détermination des propriétés radiatives et géométriques des nuages, si l'on désire avoir une détermination de LW_N avec une erreur inférieure à 10 Wm^{-2} sur une base mensuelle. Les satellites apparaissent comme l'outil essentiel à cette tâche et le programme ISCCP a déjà permis d'avoir une climatologie adéquate des nuages, contrairement au sondeur TOVS qui n'atteint pas encore, du fait d'un biais élevé, les exigences préconisées par Fung *et al.* (1984) sur la précision des températures ($\pm 2 \text{ K}$) et de l'humidité spécifique ($\pm 1 \text{ gkg}^{-1}$) particulièrement dans la basse atmosphère.

Brisson *et al.* (1995) ont développé une méthode de détermination de LW_N qui tient à la fois compte des profils verticaux d'humidité et de température puisqu'elle possède les mêmes bases que le modèle de Schmetz *et al.* (1986), et des contributions nuageuses car elle considère un ennuagement fractionnaire en fonction du type des nuages. Mais elle nécessite donc l'utilisation d'une classification automatique des nuages. Avec un biais de $-2,1 \text{ Wm}^{-2}$ et un écart-type de $11,3 \text{ Wm}^{-2}$, ils obtiennent ainsi de bons résultats en comparaison avec des mesures *in situ* dans une région (27°N - 40°N , 15°O - 30°O) voisine de notre zone d'étude.

Chapitre 5

INFLUENCE DES NUAGES SUR LES DIVERS FLUX OCEANIQUES DE SURFACE

Il est très difficile, voire impossible pour les nuages de la haute atmosphère, pour un observateur au sol de déterminer la nébulosité de façon quantitative et pas toujours évident de manière qualitative. Néanmoins, dans la pratique les nuages sont généralement classés selon une graduation en oktas ou en dixièmes, selon leur type et leur altitude. En raison des interactions du rayonnement d'origine solaire ou terrestre avec les nuages (voir la figure 2.2), il est évident que ces derniers jouent un rôle prépondérant dans le bilan énergétique à la surface océanique. Le développement des capacités satellitaires en matière de mesure des flux de surface s'est réalisé conjointement avec une meilleure connaissance des nuages, grâce notamment au projet ISCCP. En effet, la connaissance des propriétés optiques et radiatives, même si elles apparaissent de manière sous-jacente dans les formulations aérodynamiques globales, permettra une meilleure modélisation de la partie atmosphère du système climatique et donc une précision accrue dans la restitution des flux de surface.

Afin de visualiser la complexité et la variété des formations nuageuses sur le globe terrestre, il suffit de regarder la représentation du quasi-hémisphère terrestre par METEOSAT-4. La figure 3.3 par exemple, révèle des formations nuageuses d'échelle planétaire qui peuvent se rapporter directement à certains traits de la circulation générale atmosphérique, malgré des fluctuations diurnes et saisonnières auxquelles il faut bien s'attendre. D'un point de vue global, nous pouvons identifier trois bandes nuageuses particulières à l'échelle de la planète : les bandes nuageuses planétaires extra-tropicales liées aux cyclones migratoires le long du front polaire, les bandes nuageuses intertropicales proches de l'équateur, symbolisées par la ZCIT, et les bandes nuageuses associées à la haute troposphère subtropicale avec des intrusions de nuages liées aux courants jets subtropicaux. Les régions des hautes pressions subtropicales présentent de faibles taux de couverture nuageuse (inférieur à 50%) au contraire des régions précédemment citées (supérieur à 65%) avec des maxima zonaux aux environs de 55°S et 55°N (Darnell *et al.*, 1992).

L'objet de ce chapitre n'est pas d'élaborer un algorithme de détection et de classification des nuages, mais d'estimer l'influence des nuages sur les flux de surface en ordre de grandeur. Nous adopterons essentiellement une approche qualitative plutôt que quantitative, en prenant quelques exemples simples de situations météorologiques propres à notre zone d'étude ainsi que des considérations climatologiques.

Nous étudierons d'abord la relation qui peut exister entre les flux radiatifs et l'ennuagement ; pour le flux ondes courtes incident à la surface, nous estimerons l'impact de la nébulosité en différenciant plusieurs types de ciel ; pour le flux ondes longues net, nous analyserons la forme du terme correctif d'ennuagement proposé dans les diverses relations semi-empiriques. Puis nous calculerons des moyennes mensuelles climatologiques des flux radiatifs et turbulents afin d'estimer le bilan thermique net à la surface océanique. Enfin, dans une dernière partie, nous aborderons un point très peu étudié : l'impact des échelles de temps variable des données *in situ* sur la restitution des flux de surface, cela dans trois cas bien particuliers correspondants à des types de ciel différents.

5.1 Flux radiatifs et ennuagement

5.1.1 Détection et classification des nuages

5.1.1.1 Nébulosité

La nébulosité ou ennuagement, N , représente la fraction de ciel couvert par les nuages telle que la voit un observateur au sol (WMO, 1981). Cette quantité est mesurée en oktas (8 classes) ou en dixièmes (10 classes). La nébulosité peut être partielle c'est-à-dire relative à la direction d'observation, au type et à la hauteur des nuages. Elle est dite totale lorsque tous les nuages sont pris en considération sans distinction de leur type ni de leur hauteur. Du fait même de sa définition, la nébulosité n'est pas étalonnée ; son évaluation depuis le sol est liée à certains facteurs, sources de dispersion : l'observateur, l'altitude et l'importance des nuages. En ce qui concerne le satellite METEOSAT, les données ISCCP-B2 ne fournissent pas de renseignements assez précis sur le type de nuage et la hauteur du sommet des nuages. C'est pourquoi l'on utilise la nébulosité totale. Dans la méthode Heliosat la quantité calculée est un indice d'ennuagement dont la définition s'apparente à celle de la nébulosité totale. Perrin de Brichambaut (1987) a proposé une relation liant ces deux quantités, n' et N , faisant intervenir l'angle d'élévation du satellite, γ ; cette relation s'améliore avec l'opacité des nuages.

5.1.1.2 Les types de nuages

Bien que nous ne désirons pas réaliser d'étude fondée sur la classification des nuages, nous allons cependant être amenés à parler du type des nuages. On distingue dix types principaux de nuages, répartis en quatre familles dont les noms fournissent une indication sur leurs caractéristiques dynamiques (Trewartha, 1968).

- Nuages élevés : les cirrus (Ci), très fins, blancs, filamenteux et composés de cristaux de glace, dont la relativement faible épaisseur optique les rend difficilement détectables sur les images satellitaires dans toutes les longueurs d'onde ; les cirrostratus (Cs), blancs, couvrant le ciel et lui donnant une apparence laiteuse ; les cirrocumulus (Cc), blancs, de forme floconneuse, souvent en groupe ou rangées.

- Nuages de moyenne altitude : les altostratus (As), gris ou bleutés, couvrant le ciel d'une couverture opaque ; les altocumulus (Ac), de forme floconneuse, en rangées, différant des cirrocumulus par leur grosse taille.

- Nuages de basse altitude : couvrant généralement le ciel et masquant le soleil : les stratocumulus (Sc), grosses masses nuageuses grises, parfois en rouleaux, avec des trouées et souvent arrangés régulièrement, assez réfléchissants, d'apparence sombre à l'observateur au sol car ils forment souvent une couverture épaisse masquant le soleil, mais pouvant également se présenter sous des formes relativement éparées, quoique serrés, ressemblant alors à des cumulus ; les stratus (St), couche uniforme ressemblant à du brouillard mais ne restant pas au sol ; les nimbostratus (Ns), informes, formant une couche dense sous laquelle la pluie tombe généralement.

- Nuages de forte extension verticale, souvent clairsemés dans le ciel : les cumulus (Cu), épais, denses et d'une certaine extension verticale, dont la face supérieure est en forme de dôme et la face inférieure plate ; les cumulonimbus (Cb), massifs, de très grande extension verticale (plusieurs kilomètres), dont le sommet est parfois en forme d'enclume.

Retenons que les formes stratifiées sont stables : stratus, nimbostratus, altostratus. Le terme "cumulus" indique un développement vertical, et donc des formes instables : stratocumulus, altocumulus, cirrocumulus, cumulus, cumulonimbus. Les formes des nuages les plus répandus sont les cirrus, les cumulus et les stratocumulus, les deux types les plus extrêmes, cirrus et stratocumulus, ayant une influence prédominante sur le bilan radiatif.

5.1.1.3 Les méthodes de détection et de classification des nuages

La détermination de paramètres de surface, comme la température de surface marine par exemple, nécessite souvent un prétraitement des données satellitaires originales afin de ne prendre en

compte que les mesures par ciel clair. De nombreuses méthodes de détection et d'analyse de la couverture nuageuse ont été développées pour utiliser au mieux l'information spectrale, temporelle et spatiale contenues dans les champs de luminance visible et infrarouge provenant en particulier des satellites géostationnaires (Rossow *et al.*, 1989). Cette phase de traitements d'images de satellite est réalisée à l'aide de méthodes de détection de la couverture nuageuse. Une revue critique détaillée de ces méthodes est présentée par Wald (1991). Il nous suffit de retenir que les méthodes numériques de détection des nuages c'est-à-dire la séparation des pixels nuageux et des pixels non nuageux sont toutes fondées sur trois hypothèses de base :

- la signature spectrale d'un pixel en ciel clair diffère de celle en présence de nuage ;
- les variabilités spatiales locales des luminances en ciel clair et en présence de couverture nuageuse sont différentes, celle en ciel clair étant généralement plus faible ;
- les variabilités temporelles des luminances en un point ciel clair et en présence de couverture nuageuse sont différentes, celle en ciel clair étant généralement plus faible.

Une ou plusieurs de ces hypothèses sont mises en oeuvre en fonction des données utilisées et de la complexité de la méthode ; les algorithmes utilisés se différencient entre eux en particulier par les bandes spectrales utilisées et par l'utilisation de paramètres supplémentaires comme la variabilité spatiale ou temporelle. Ils ont été appliqués aussi bien aux satellites géostationnaires du type METEOSAT (Bellec *et al.*, 1992 ; Simpson et Gobat, 1995) qu'aux satellites à orbite défilante du type NOAA (Saunders et Kriebel, 1988 ; Wald *et al.*, 1991 ; Derrien *et al.*, 1992).

Cependant il faut souligner que l'application majeure de la détection et de la classification des nuages est le suivi de la circulation générale atmosphérique par des néphanalystes afin d'intégrer leurs caractéristiques radiatives et optiques dans des modèles globaux. Il n'existe pas de méthode de classification cent pour cent automatique et l'on a toujours recours à des experts pour valider les résultats.

5.1.2 Flux ondes courtes incident et nuages

L'influence la plus perturbatrice sur le rayonnement solaire incident à la surface océanique provient des nuages, spécialement dans le cas d'ennuagement fragmenté. Nous avons déjà pu nous en rendre compte lors du calcul de SW_p à l'aide de la méthode Héliosat : le paramètre clé étant l'indice d'ennuagement, n' .

D'après l'équation 3.9, la relation liant le flux solaire entrant à l'indice d'ennuagement est linéaire selon :

$$SW_D/SW_{DTOA} = a n^l + b \quad (\text{éq. 5.1})$$

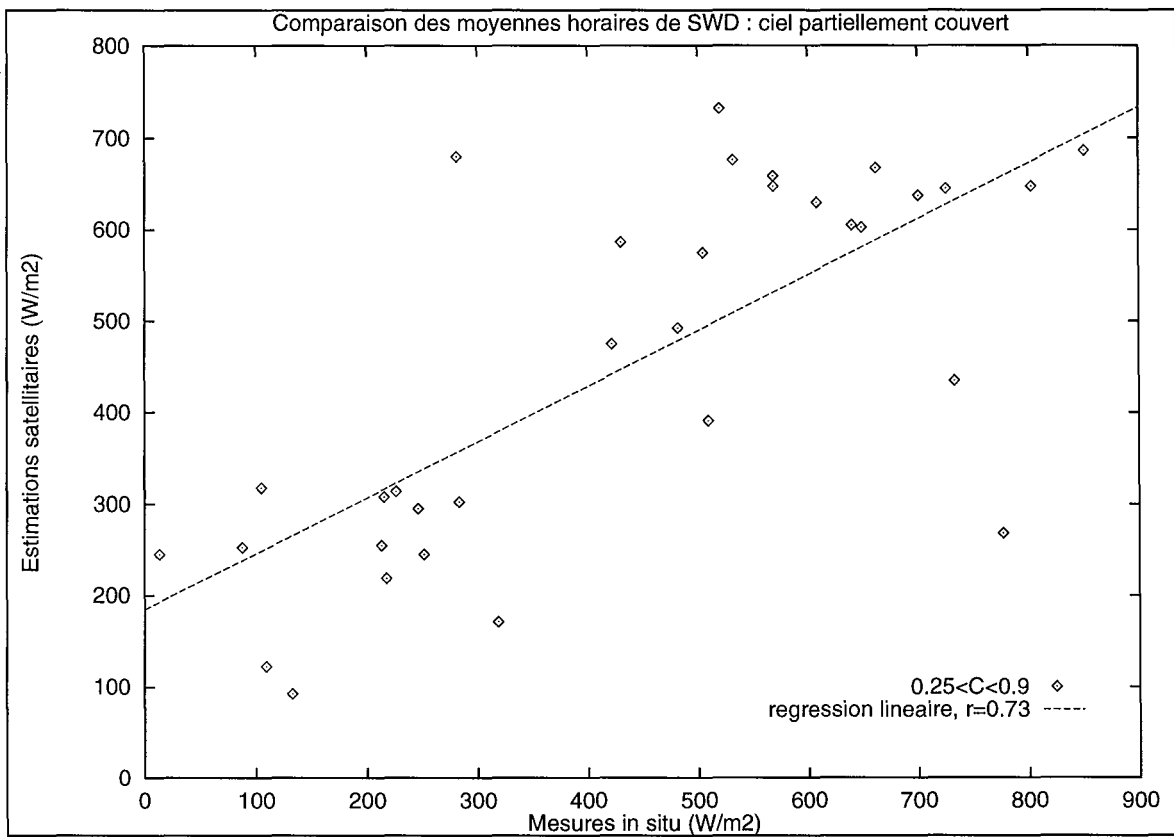
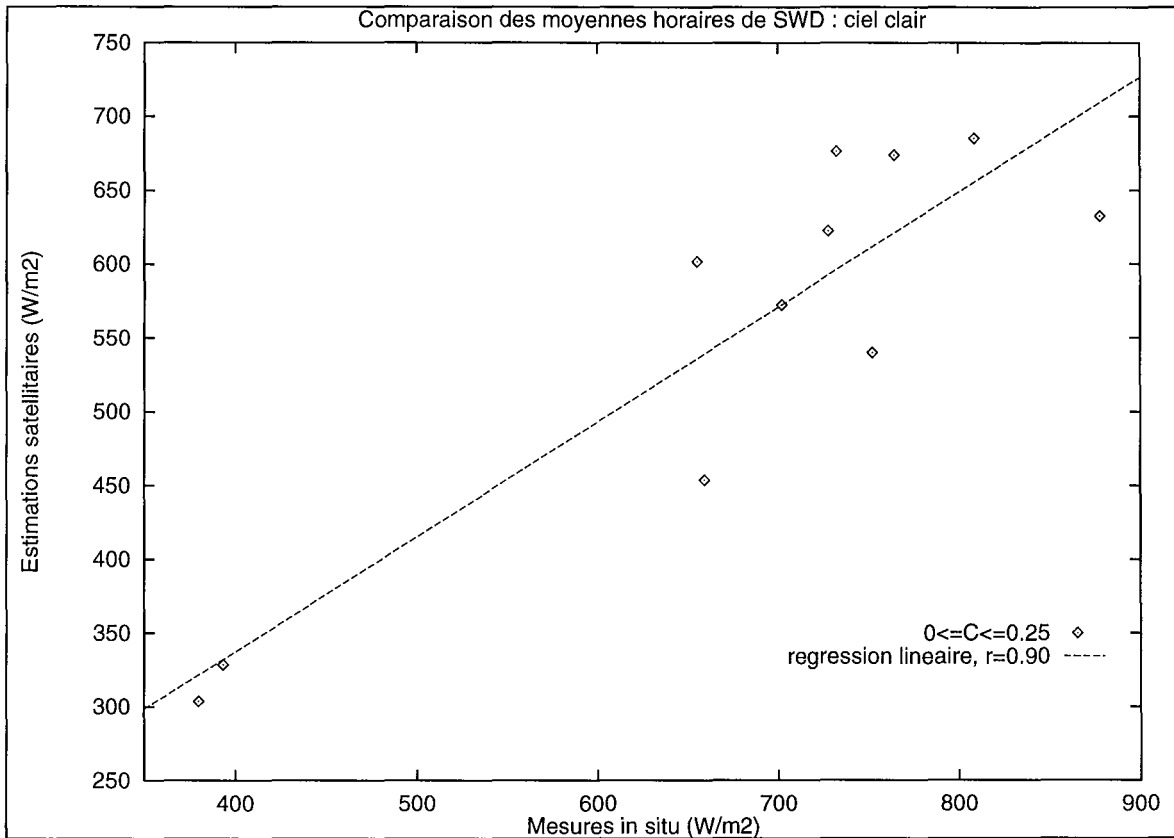
Qualitativement, cela signifie que le flux solaire incident à la surface décroît linéairement avec l'enuagement pour une heure donné. Dans la plupart des cas, une augmentation de la couverture nuageuse va de pair avec une augmentation de l'épaisseur optique des nuages. Ainsi SW_D dépend implicitement du type du nuage, ce qui est mis en évidence par les variations spatiales de ce flux solaire en présence de nébulosité élevée. Les variations de SW_D s'amplifient lorsque l'enuagement augmente.

Afin d'estimer de façon plus quantitative l'influence des nuages sur le flux solaire incident à la surface, nous avons réalisé une classification de la nature du ciel selon la valeur de la couverture nuageuse mesurée *in situ*. Nous avons choisi les trois classes suivantes : ciel clair pour $0 \leq C \leq 0,25$; ciel partiellement couvert si $0,25 < C < 0,9$ et ciel totalement couvert pour $0,9 \leq C \leq 1$. Le tableau 5.1 recense les statistiques globales obtenues pour les trois classes de type de ciel, plus celle pour l'enuagement total.

Paramètre	Nombre de cas	Valeur moyenne estimée	Valeur moyenne mesurée	Biais moyen	Ecart-type	R.M.S	Coefficient de corrélation
SW_D $0 \leq C \leq 0,25$	11	553,7	677,6	-123,9 (18,3%)	64,7 (9,5%)	139,8 (20,6%)	0,90
SW_D $0,25 < C < 0,9$	33	450,9	436,0	14,9 (3,4%)	161,5 (37,0%)	162,2 (37,2%)	0,73
SW_D $0,9 \leq C \leq 1$	4	340,6	245,9	94,7 (38,5%)	213,3 (86,7%)	233,4 (94,9%)	0,07
SW_D <i>total</i>	48	465,2	475,5	-10,3 (2,2%)	164,3 (34,5%)	164,6 (34,6%)	0,74

Tableau 5.1 - Statistiques globales de comparaison des estimations satellitaires de SW_D avec les mesures *in situ* dans les trois cas de type de ciel, et dans le cas où l'on considère l'enuagement dans sa globalité. Les valeurs sont exprimées en Wm^2 , la première colonne donne le nombre de comparaisons. Les valeurs entre parenthèses représentent les pourcentages par rapport à la valeur moyenne mesurée.

La figure 5.1 montre les résultats de régression linéaire obtenus dans les trois cas, ajouté au cas d'enuagement total.



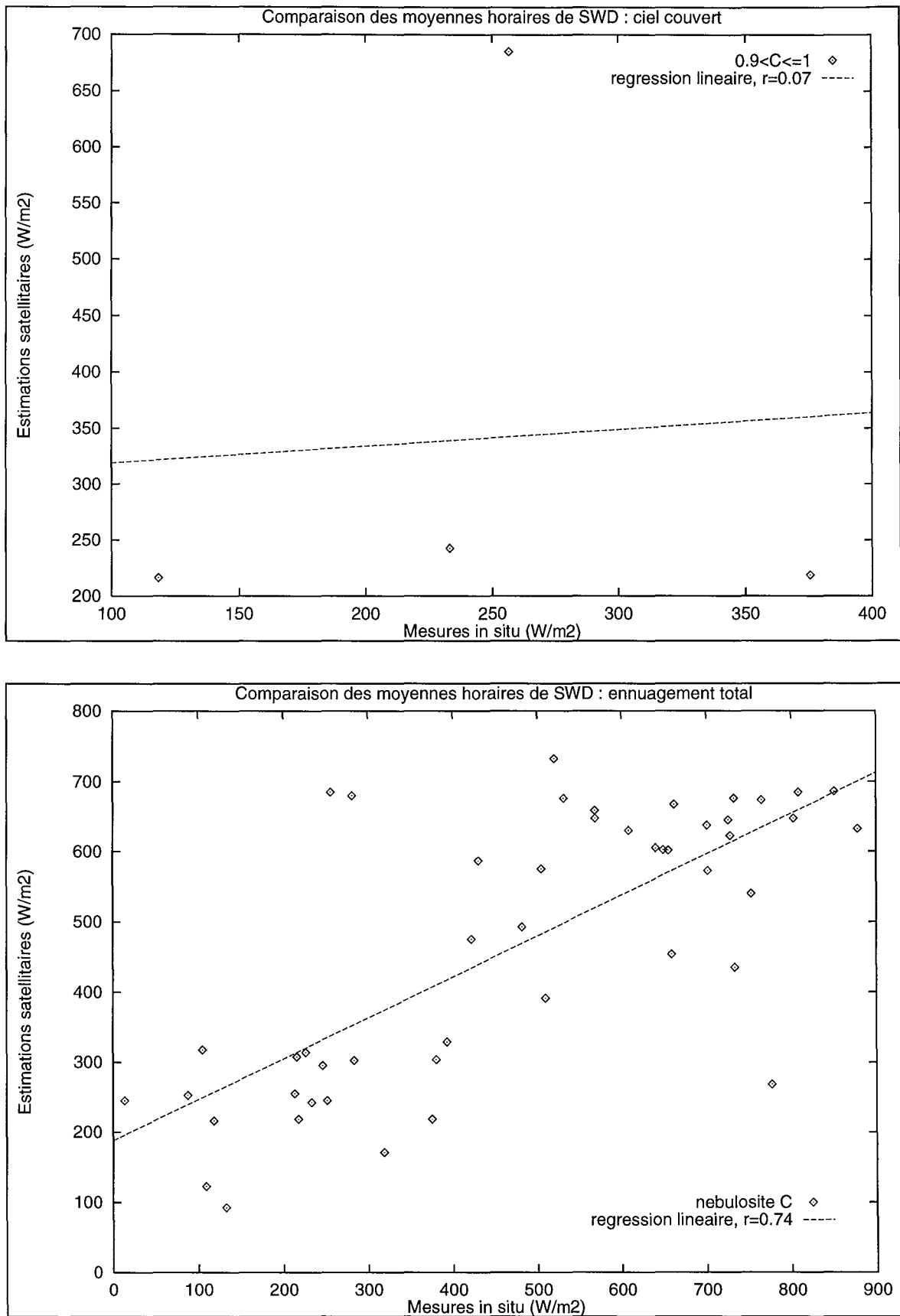


Figure 5.1 - Comparaison des estimations satellitaires de SW_d avec les mesures in situ dans les trois cas de type de ciel, plus le cas de nébulosité totale.

Au total, seulement 48 valeurs coïncidentes entre les mesures *in situ* moyennées sur une heure et les estimations satellitaires moyennées dans un rayon de $0,3^\circ$ centré sur la position du navire océanographique sont disponibles. Les conditions ciel clair donnent la meilleure corrélation, 0,74, entre les valeurs estimées et les valeurs mesurées de SW_D . L'écart quadratique moyen de $164,6 \text{ Wm}^{-2}$ prouve une grande dispersion des résultats alors que le biais est faible avec une valeur de $-10,3 \text{ Wm}^{-2}$.

L'écart-type important, de $161,5 \text{ Wm}^{-2}$, déterminé dans le cas d'un ennuagement partiel peut être dû aux variations spatiales et temporelles du champ de rayonnement global causé par la structure tridimensionnelle des nuages associée à des phénomènes d'ombre à la surface ou à des réflexions sur les bords des nuages.

Ces calculs statistiques doivent être considérés avec la plus grande prudence du fait du peu de points de comparaisons disponibles. En particulier, dans les conditions de ciel totalement couvert, les résultats sont largement biaisés car nous ne disposons que de quatre valeurs comparatives dont l'une d'entre elles semble erronée.

Néanmoins cette approche statistique montre l'impact très important des nuages sur la restitution du flux ondes courtes incident à la surface océanique. Plus l'enuagement est important, plus les valeurs satellitaires s'éloignent des valeurs mesurées *in situ*. Möser et Raschke (1983) ont réalisé une étude similaire en considérant trois classes de type de ciel en fonction de la nébulosité totale déterminée dans leur méthode de calcul du flux solaire incident à la surface. Ils utilisent des données METEOSAT de pleine résolution spatiale ($2,5 \text{ km} \times 2,5 \text{ km}$) moyennées sur un rectangle de 6×8 pixels, ce qui a pour effet de ramener la résolution à $25 \text{ km} \times 25 \text{ km}$ aux moyennes latitudes. Dans le cas de comparaison avec des mesures *in situ* sur des sites terrestres, ils obtiennent une r.m.s. de 82 Wm^{-2} dans le cas partiellement nuageux. Nous pourrions montrer que la différence de résultats provient essentiellement d'un terme de variance qui caractérise le changement d'échelle spatiale.

5.1.3 Flux ondes longues et ennuagement

Au chapitre 4, nous avons testé huit formulations semi-empiriques pour déterminer le flux ondes longues net à la surface océanique. Les valeurs de LW_N obtenues sur la zone AMOR92 ont montré une grande disparité selon la relation choisie, en particulier liée au facteur correctif d'enuagement. Cette correction est appliquée aux estimations par ciel clair du flux ondes longues net en présence de nuages. Ce facteur correctif dépend de façon linéaire ou quadratique de l'enuagement d'après la relation $F(C) = 1 - a C^m$ où les coefficients a et m sont définis empiriquement. Nous avons déjà insisté sur le fait que ce simple coefficient a même variable latitudinalement, ne peut rendre compte de toutes les variations de la nébulosité dans une région donnée.

Afin d'estimer de manière quantitative l'effet des nuages sur le flux ondes longues net, nous avons étudié la sensibilité du paramètre ennuagement C sur la restitution de LW_N . Nous avons donc

fixé les conditions initiales des paramètres de surface, typiques de la zone AMOR92 au mois de septembre avec $T_a = 21,32^\circ\text{C}$, $T_s = 21,44^\circ\text{C}$, $T_d = 17,72^\circ\text{C}$ et $p_s = 1018,54$ mb. Nous prenons aussi une valeur de a constante égale à 0,655 dans le cas de Bunker (1976), à 0,53 dans le cas d'Hastenrath et Lamb (1978) et à 0,665 dans celui de Clark *et al.* (1974).

Nous retrouvons les dépendances linéaire et quadratique du facteur correctif d'ennuagement sur la figure 5.2 où nous avons estimé le flux ondes longues net à l'aide des huit relations semi-empiriques. D'un point de vue global, lorsque la nébulosité augmente, le facteur correctif d'ennuagement diminue, ce qui a pour effet d'accroître la valeur de LW_N : autrement dit, pour des conditions de surface supposées identiques et stables, en présence de nuages, le flux ondes longues augmente (diminue en valeur absolue), ce qui représente un gain d'énergie plus important pour la surface océanique. En conséquence la perte océanique due au rayonnement infrarouge thermique est atténuée ; le forçage radiatif dû aux nuages (effet de serre) est donc plus important. Nous n'avons pas considéré la rétroaction nuageuse due à une modification de la structure atmosphérique car nous considérons des profils de température et d'humidité dans l'atmosphère constants quel que soit l'ennuagement.

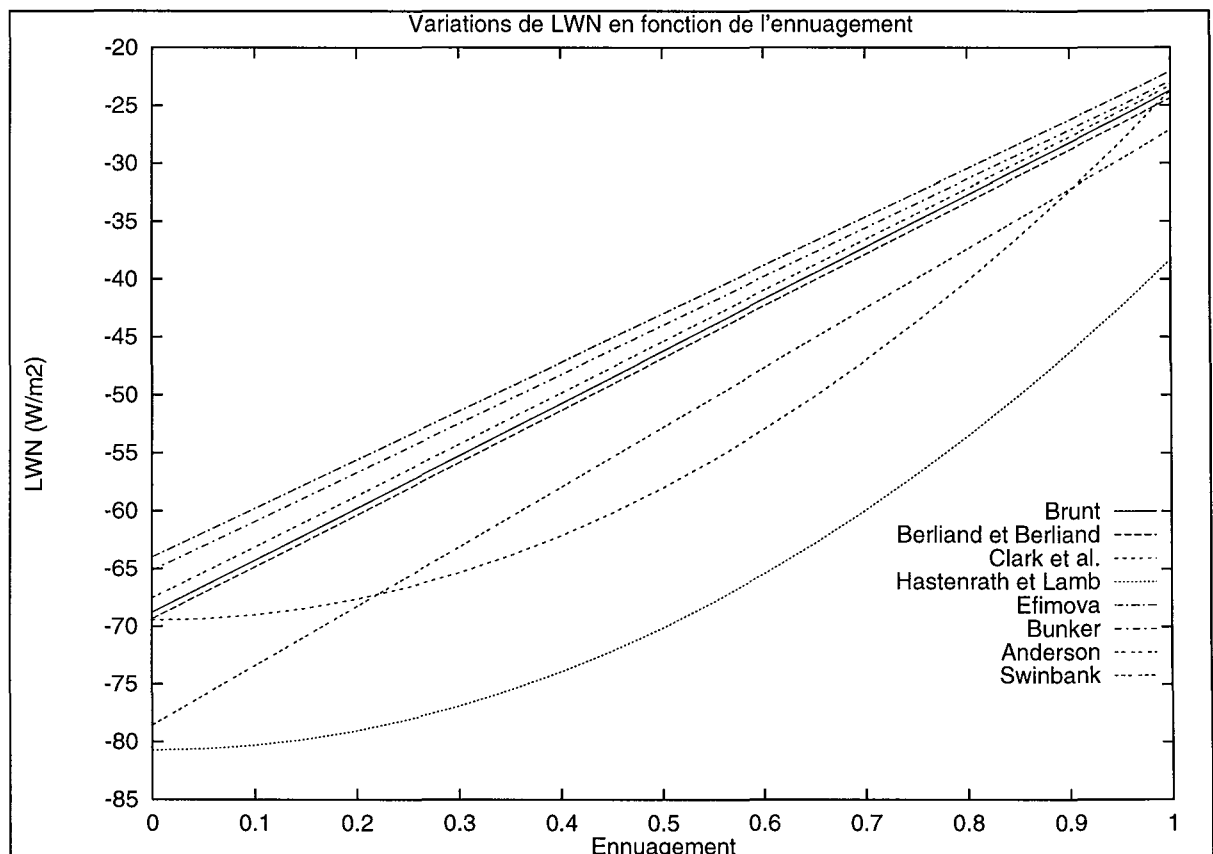


Figure 5.2 - Variations de LW_N en fonction de l'ennuagement pour les huit relations semi-empiriques.

Les variations du flux ondes longues net estimé à l'aide des huit relations semi-empiriques selon la valeur de C sont importantes. Lorsque la paramétrisation des effets dus aux nuages est linéaire en fonction de C , le taux d'atténuation de LW_N est de l'ordre de 4 à 4,5 Wm^{-2} pour une variation de l'enuagement de 0,1, à l'exception de la relation de Swinbank (1963) pour laquelle la variation est de 5,2 Wm^{-2} . Dans le cas d'une forme de $F(C)$ quadratique, cette variation est en moyenne de l'ordre de 4,6 Wm^{-2} pour Clark *et al.* (1974) et de 4,2 Wm^{-2} pour Hastenrath et Lamb (1978). Ainsi une erreur de mesure sur C , ou de façon équivalente une erreur d'estimation de l'indice d'enuagement n' , de 1 dixième entraîne une variation de LW_N de l'ordre de 4,5 Wm^{-2} .

Par conséquent la différence entre la valeur de LW_N par ciel totalement clair ($C=0$) et celle par ciel totalement couvert ($C=1$) devient très importante, de 42 Wm^{-2} à 46 Wm^{-2} selon la relation utilisée, ce qui représente un écart de 65% de la valeur par ciel clair ; la formulation de Swinbank présente le plus grand écart entre les valeurs extrêmes avec une valeur de 54,5 Wm^{-2} . Reed (1976) suggère un facteur correctif d'enuagement de $1 - 0,75 C$ par comparaison à des données *in situ* de la côte nord-ouest africaine (21°N, 17°O) donc une valeur du coefficient a plus élevée que celle généralement utilisée à ces latitudes, de l'ordre de 0,60.

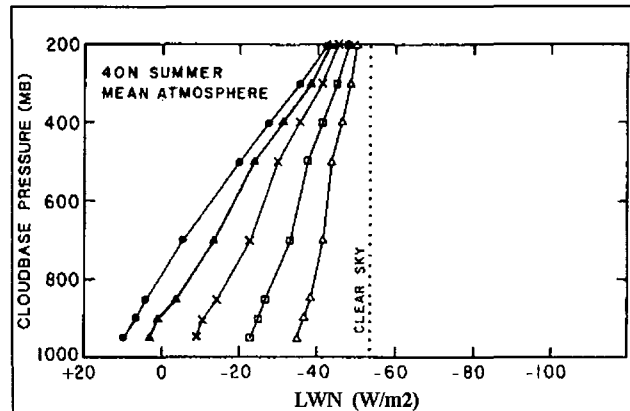


Figure 5.3 - Variations de LW_N exprimées en Wm^{-2} en fonction de la pression de la base des nuages et de l'épaisseur optique d'après Fung *et al.* (1984). Le tracé en pointillés indique la valeur de LW_N à la surface océanique pour un ciel clair. L'espace entre chaque point représenté sur les courbes représente une couche de nuage de même épaisseur dans le modèle.

Fung *et al.* (1984), à l'aide d'un modèle de transfert radiatif, ont étudié l'impact des nuages sur LW_N . La figure 5.3 montre les variations du flux ondes longues net à la surface de l'océan en fonction de la pression de la base des nuages et de l'épaisseur optique de ceux-ci dans le cas d'une atmosphère standard aux moyennes latitudes. De manière générale, dans des conditions de ciel couvert, LW_N décroît de -50 Wm^{-2} à +10 Wm^{-2} lorsque l'épaisseur optique nuageuse augmente, de 0,5 à 32, et quand l'altitude de la base des nuages diminue, de 200 à 1000 mb. Dans le cas extrême de nuages d'épaisseur optique élevée, *i.e.* 32, caractérisant essentiellement des nuages bas de type nimbostratus et

stratocumulus, et des nuages à forte extension verticale de type cumulus, la réduction de LW_N atteint -70 Wm^{-2} , donc une situation de gain d'énergie pour la surface océanique. Cette figure montre clairement qu'il est préférable d'avoir un coefficient a variable avec le type de nuage plutôt qu'une valeur unique.

De fortes variations, de $+45 \text{ Wm}^{-2}$ à -75 Wm^{-2} , ont été déterminées par Fung *et al.* (1984) pour des conditions de température et d'humidité variables dans une atmosphère standard pour les moyennes latitudes.

Les nuages bas représentent le plus fort pourcentage de nuages observé en atmosphère marine et ce sont essentiellement les conditions atmosphériques au niveau et au-dessous de la base des nuages qui déterminent LW_N à la surface océanique.

5.2 La zone AMOR92 : point de vue climatologique

5.2.1 Les paramètres de surface

Nous considérons six paramètres surfaciques représentés par des moyennes mensuelles climatologiques issues du *Marine Climatic Atlas of the World* (1992) avec une résolution spatiale de $1^\circ \times 1^\circ$. La figure 5.4 montre un exemple de répartition géographique d'un paramètre de surface, en l'occurrence la température de surface marine, pour le mois de septembre sur la zone AMOR92.

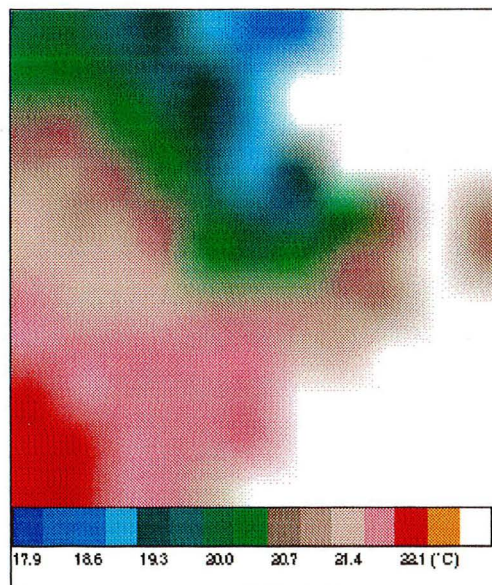


Figure 5.4 - Répartition géographique de la température de surface marine en septembre. Les valeurs initiales en point de grille ont été lissées afin d'être représentables.

Le tableau 5.2 résume les moyennes mensuelles climatologiques des six paramètres de surface considérés pour notre zone d'étude.

Pour bien comprendre la situation climatologique moyenne dans notre zone d'étude, il est essentiel de considérer d'abord l'océan Atlantique dans son ensemble afin de voir les courants et les vents dominants qui vont influencer la zone AMOR92. L'eau dans l'océan Atlantique est soumise à deux influences dynamiques principales, l'une est astronomique avec le phénomène des marées, l'autre est atmosphérique, liée à la circulation générale atmosphérique. En effet, à partir des masses anticycloniques (une pour chaque hémisphère), qui oscillent autour d'une position moyenne selon les saisons, les vents soufflent vers les régions de basses pressions, constituées d'une part par les cellules équatoriales ou les alizés, affluent le long du front intertropical, d'autre part par les zones subpolaires, occupées par un front où naissent et circulent des trains de dépressions activement creusés. Si les cellules de hautes pressions entretiennent un climat sec, parfois brumeux, car fortement évaporatoire, les régions "dépressionnaires" sont au contraire pluvieuses et fortement perturbées, surtout dans l'hémisphère sud. Tout le système météorologique ainsi décrit subit un balancement saisonnier dont l'amplitude est plus grande dans l'Atlantique nord, beaucoup plus "continentalisé".

Paramètre	Valeur minimale		Valeur maximale		Moyenne globale	
	Sept. et Octo.		Sept. et Octo.		Sept. et Octo.	
T_s (°C)	17,90	17,10	22,38	21,96	20,84	19,89
T_a (°C)	18,53	17,06	22,64	21,75	21,03	19,58
$\Delta T = T_a - T_s$ (°C)	-0,34	-0,64	0,92	0,49	0,20	-0,32
T_d (°C)	15,74	14,17	19,22	17,70	17,63	15,90
p_s (mb)	1016,43	1016,74	1019,51	1018,32	1017,94	1017,44
U (ms ⁻¹)	3,89	4,43	7,11	7,78	5,28	5,80

Tableau 5.2 - Moyennes climatologiques des paramètres de surface sur la zone AMOR92 pour les mois de septembre et d'octobre.

L'Atlantique connaît, à cause de sa forme, un important transfert énergétique en faveur de l'hémisphère boréal. En outre un contraste est-ouest vient encore compliquer la disposition zonale des masses d'eau : aux latitudes hautes et moyennes, la température est plus basse le long des côtes américaines, soumises à l'influence de courants venus des pôles (Schmitz et McCartney, 1993).

Les caractéristiques des masses d'eau traduisent leur déplacement vers les basses latitudes le long de l'Afrique et un mouvement en sens inverse en bordure de l'Amérique. Une telle circulation,

directement calquée sur celle des vents et influencée localement par la forme du vase océanique et par l'augmentation de l'effet de la force de Coriolis avec la latitude, adopte une disposition simple autour de deux cellules, dont la plus importante est située dans notre hémisphère : une masse d'eau chaude à grande vitesse est poussée vers l'Europe par les vents d'ouest (*Gulf Stream*, dérive nord-atlantique), d'où une partie des eaux revient vers les tropiques, puis de nouveau vers l'ouest sous l'impulsion des alizés. Les deux cellules atlantiques sont séparées par un contre-courant équatorial dirigé vers l'est.

Si l'on met à part les régions côtières, où l'oscillation thermique annuelle est très forte, on distinguera pour la haute mer les masses d'eau suivantes, classées selon la valeur de l'amplitude : les eaux froides, où les variations sont les plus faibles, car la fonte de la glace de mer vient consommer le surcroît de la radiation estivale ; les eaux tropicales, les plus chaudes, mais qui ne connaissent qu'une amplitude restreinte, à l'image de celle de l'air ; les eaux tempérées, qui subissent les plus grands écarts saisonniers.

Au nord de notre zone, nous avons des eaux tempérées qui subissent des écarts saisonniers plus grands. Au sud de la zone AMOR92, les eaux sont plus chaudes mais connaissent une amplitude thermique restreinte à l'image de celle de l'air. Néanmoins, pour les régions côtières, les eaux sont plus froides : c'est le cas par exemple au large de la péninsule ibérique avec le courant du Portugal d'où des températures de surface marine de l'ordre de 18°C, plus froides d'environ 2°C que celles des eaux plus au large. Une partie de cette masse d'eau froide vient alimenter la Méditerranée, ce qui explique une différence de 0,5°C à 1°C au niveau du détroit de Gibraltar. C'est l'inverse qui se produit aux latitudes tropicales et subtropicales, où les courants frais et les mouvements d'ascendance, *upwellings*, prédominent sur la façade africaine.

Les régions subtropicales situées entre les latitudes 30° et 40°N et S, assurent la transition entre les milieux tropicaux et tempérés, comme l'exprime l'alternance des masses d'air et des saisons. En été (boréal), dans la partie orientale, protégée par le centre de l'anticyclone des Açores, ne parviennent que des vents tièdes et peu humides, tandis que dans l'ouest pénètrent les influences pluvieuses tropicales. En hiver, les hautes pressions de l'est se retirent, se morcellent ou même disparaissent pour laisser le champ libre à une circulation atmosphérique méridienne accompagnée d'un renforcement des vents et d'un accroissement de la pluviosité, comme au large des côtes portugaises. L'amplitude thermique est donc plus accusée qu'aux latitudes tropicales, mais une douceur printanière y règne cependant une grande partie de l'année aux Açores, la température moyenne annuelle est de 18°C. Dans la zone AMOR92, les variations de la température de surface marine se situent dans un intervalle de 17,90°C à 22,34°C au mois de septembre, valeurs typiques des eaux subtropicales à tempérées. Pour le mois d'octobre, ces températures sont du même ordre de grandeur, très peu variables d'un mois à l'autre, contrairement à la température de l'air qui se refroidit entraînant des gradients thermiques verticaux plus prononcés localement.

La présence des courants océaniques peut en partie s'expliquer par une réponse de l'océan au champ de vent. Notons que les eaux de surface ne sont pas entraînées dans la direction du vent. En effet, à cause de la rotation de la Terre, tout mouvement de grande ampleur est dévié vers sa droite dans l'hémisphère nord : c'est la déviation de Coriolis.

5.2.2 Estimations climatologiques

Nous allons déterminer les flux océaniques en moyennes mensuelles sur la zone AMOR92 pour les mois de septembre et d'octobre.

5.2.2.1 Flux radiatifs

Le flux ondes courtes net SW_N est déduit de l'estimation satellitaire du flux incident à la surface SW_D grâce à la relation 2.4 en choisissant une valeur d'albédo constante et égale à 0,02 (Payne, 1972). La moyenne mensuelle climatologique provient de la somme journalière du rayonnement global mensuel calculée par la méthode Heliosat. Nous avons comparé les valeurs obtenues à celles issues de l'atlas solaire du projet *European Solar Radiation Atlas* (ESRA) sur notre zone d'étude. La réalisation des cartes climatologiques d'ESRA est fondée sur la compilation de mesures *in situ* et d'estimations satellitaires sur une durée de dix années. La valeur du biais est de $27,9 \text{ Wm}^{-2}$, celle de l'écart-type est faible avec $9,4 \text{ Wm}^{-2}$ et le coefficient de corrélation a une valeur de 0,76.

La figure 5.5 montre les résultats de la comparaison des valeurs climatologiques de SW_N pour la zone AMOR92 pour le mois de septembre.

Dans la suite du chapitre, nous utiliserons les résultats du satellite METEOSAT obtenus à l'aide des données ISCCP-B2 sachant qu'il y a un biais correctif de $27,9 \text{ Wm}^{-2}$ par rapport à une moyenne climatologique effectuée sur une longue période.

Quant aux flux ondes longues net LW_N , nous avons choisi la relation semi-empirique d'Efimova (1961) qui dégagait les meilleurs résultats de comparaison avec les mesures *in situ* sur notre zone d'étude.

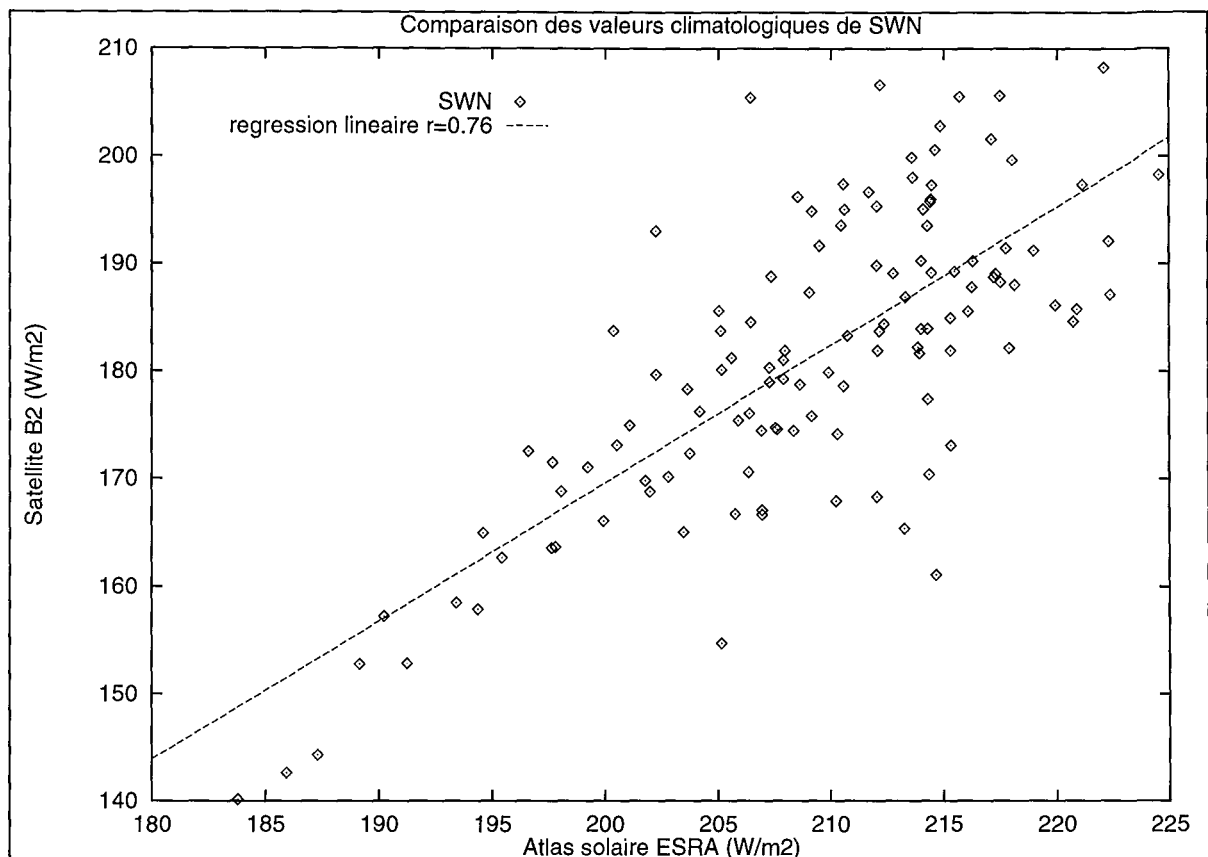


Figure 5.5 - Comparaison des moyennes mensuelles climatologiques de SW_N à la surface océanique sur la zone AMOR92 pour le mois de septembre. Les moyennes et écart-types de chaque variable individuelle sont respectivement de $208,9 \text{ Wm}^2$ et $181,1 \text{ Wm}^2$, et de $8,2 \text{ Wm}^2$ et $13,9 \text{ Wm}^2$.

5.2.2.2 Paramétrisation des flux turbulents

Certains auteurs ont proposé l'utilisation d'une méthode variationnelle d'assimilation des données appliquée à l'aide d'un modèle de couche océanique de surface (Roquet *et al.*, 1993) pour restituer les flux turbulents à partir de la connaissance du bilan total d'énergie dans l'océan. D'autres ont proposé de déterminer le flux de chaleur latente à partir de paramètres de surface déduits de mesures satellitaires (Michael et Nunez, 1991).

Il n'y a pas d'exemple dans la littérature de méthode de restitution directe des flux turbulents à la surface océanique à partir de données satellitaires. Aussi le calcul des flux de chaleurs sensible et latente, respectivement H_s et H_L , s'effectue à l'aide de relations semi-empiriques dans le cadre aérodynamique global. De l'équation 2.11, nous en déduisons les relations globales suivantes :

$$\begin{cases} H_s = \rho C_p U C_H (T_s - T_a) \\ H_L = \rho L_e U C_E (q_s - q_a) \end{cases} \quad (\text{éq. 5.2})$$

où ρ est la densité de l'air, C_p la chaleur spécifique à pression constante de l'air ($1005 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$), L_e la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($2,46 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$) ; U est la vitesse moyenne du vent (exprimée en ms^{-1}), C_H et C_E représentent les coefficients de couplage ou d'échange, sans dimension ; $T_{s,a}$ sont les températures à la surface de l'océan et à une certaine altitude z (en K) et $q_{s,a}$ les humidités spécifiques à la surface de l'eau et à une certaine altitude z (en kg kg^{-1}).

Chacun de ces deux flux de chaleur dépend donc essentiellement de trois termes : leur coefficient d'échange, respectivement C_H et C_E , la vitesse moyenne du vent et les gradients verticaux près de la surface océanique, de température pour H_s et d'humidité spécifique pour H_e .

Au second chapitre, nous avons déjà insisté sur la détermination des coefficients d'échange à la surface de l'océan, en rappelant que nombre d'auteurs ont tenté de paramétrer C_H et C_E en fonction de la stabilité atmosphérique, de la vitesse du vent, de la température de surface marine (Large et Pond, 1982 ; Smith, 1988 ; Wu, 1992). Selon ces auteurs, les coefficients d'échange varient entre $1,0 \cdot 10^{-3}$ et $2,0 \cdot 10^{-3}$ suivant les conditions atmosphériques. Selon l'atlas d'Oberhuber (1988), ces coefficients sont d'ordinaire spatialement homogènes et leurs valeurs annuelles oscillent entre $1,1 \cdot 10^{-3}$ et $1,6 \cdot 10^{-3}$, selon les régions, autrement dit suivant le régime des vents et des courants de surface. Par exemple Hastenrath et Lamb (1978) ont choisi $C_H = C_E = 1,4 \cdot 10^{-3}$ et $\rho = 1,175 \text{ kgm}^{-3}$ pour des calculs climatologiques des flux de surface dans les océans tropicaux Atlantique et Pacifique Est. Blanc (1985) a utilisé dix paramétrisations différentes de ces coefficients à la surface océanique afin de comparer les résultats obtenus à l'aide d'un même jeu de données *in situ* au milieu de l'Atlantique Nord. Il a trouvé des différences importantes de l'ordre de 70% sur la détermination d'un flux de chaleur sensible moyen de $\pm 25 \text{ Wm}^{-2}$, de 45% sur l'estimation d'un flux de chaleur latente de $\pm 40 \text{ Wm}^{-2}$.

A l'aide des tables de Smith (1988), nous en déduisons les valeurs constantes des coefficients d'échange suivantes : $C_H = 1,1 \cdot 10^{-3}$ et $C_E = 1,3 \cdot 10^{-3}$.

La vitesse moyenne du vent U présente des variations dans le temps et dans l'espace à toutes les échelles. En général, il existe une corrélation négative entre U et $(q_s - q_a)$ i.e. U est élevée quand $(q_s - q_a)$ est faible et *vice versa*.

La température de surface marine dépend de la latitude en moyenne globale, avec des valeurs mensuelles s'étalant de 270 K (océans arctique et antarctique) à 305 K (océans tropicaux) (Darnell *et al.*, 1992). Elle est mesurée de manière courante par les capteurs embarqués à bord des satellites, permettant ainsi une connaissance de ses variations temporelles et spatiales.

Il n'y a pas de méthode directe, satellitaire, pour déterminer l'humidité spécifique dans la couche de surface. Elle peut être dérivée de la vapeur d'eau totale, intégrée dans une colonne d'atmosphère (Liu et Niiler, 1984). La distribution verticale de vapeur d'eau peut être estimée avec des

profils verticaux dans la couche atmosphérique, de 1000 mb à 700 mb, issus du sondeur TOVS (Liu *et al.*, 1991) ou encore à l'aide de données hyperfréquences (Liu et Niiler, 1984 ; Cauneau, 1988 ; Cauneau et Bernard, 1992). La quantité ($q_s - q_n$) suit approximativement la distribution de la température de surface marine : elle est élevée là où les océans sont chauds et basse là où ils sont froids (voir par exemple, pour les latitudes moyennes, Miller et Katsaros, 1992).

Un paramètre d'une importance capitale pour l'évolution des flux turbulents n'apparaît pas dans la paramétrisation adoptée. Néanmoins ce paramètre est sous-entendu puisque lié à la température de surface. La couverture nuageuse affecte tous les flux. En partie, à cause des variations dans la "quantité" d'ennuage, la somme du rayonnement solaire absorbé à la surface terrestre varie beaucoup sur de courtes périodes de temps et d'une région à une autre. Ces variations temporelles et régionales ont naturellement des impacts climatiques conséquents. Ainsi, la couverture nuageuse est un paramètre géophysique d'une importance cruciale pour la détermination des flux radiatifs et convectifs. L'ennuage est élevé dans les régions des fronts polaires et au niveau de la ZCIT avec des valeurs de 80% et plus (Darnell *et al.*, 1992).

Il n'y a pas de méthode directe, satellitaire, pour déterminer l'humidité spécifique à la surface et près de celle-ci. Les termes entrant dans la paramétrisation des relations 5.2 sont issus des moyennes mensuelles climatologiques de l'atlas de l'*U.S. Navy* (1992). La densité de l'air près de la surface est déterminée par la simple relation des gaz parfaits *i.e.* $\rho = p_s / (R_a T_a)$ où $R_a = 287,04 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$. Les humidités spécifiques $q_{s,a}$ sont déduites des pressions de vapeur saturante correspondantes. On suppose que près de la surface, l'humidité spécifique de l'air est saturée en eau d'où l'utilisation de la température du point de rosée (Voir Annexe B).

5.2.2.3 Le bilan thermique net

Le bilan thermique net à la surface océanique se compose de la somme algébrique des flux radiatifs et des flux turbulents.

Les variations zonales des flux à l'interface océan-atmosphère sur la zone AMOR92 sont représentées sur la figure 5.6 pour les mois de septembre et d'octobre.

Il y a deux termes prépondérants dans ce bilan thermique net : le flux solaire net SW_N et le flux de chaleur latente H_L . Les amplitudes du gradient thermique sont faibles puisque $\Delta T = T_a - T_s$ varie seulement dans un intervalle réduit de $-0,34^\circ\text{C}$ à $+0,92^\circ\text{C}$ en septembre d'où une valeur du flux de chaleur sensible spatialement homogène avec une moyenne globale de l'ordre de $-1,13 \text{ Wm}^{-2}$, traduisant une légère perte pour la surface océanique. H_s représente le terme le plus faible du bilan thermique net et ne joue qu'un rôle mineur dans la détermination de ce dernier. Nous remarquons néanmoins au niveau zonal que ce terme fluctue autour d'une valeur proche de zéro et constitue par

conséquent soit une perte, soit un gain de chaleur pour la surface océanique en fonction du gradient thermique près de la surface.

Le flux ondes longues net varie très peu sur toute la zone AMOR92 avec des valeurs zonales s'échelonnant entre $-43,7 \text{ Wm}^{-2}$ et $-40,6 \text{ Wm}^{-2}$ pour une moyenne globale de $-42,9 \text{ Wm}^{-2}$. Il représente donc une perte radiative pour la surface de l'océan qui émet plus de rayonnement infrarouge thermique qu'elle n'en reçoit.

La décroissance dans le sens sud-nord du flux solaire net est évidente avec une amplitude de variation de $68,0 \text{ Wm}^{-2}$ entre les latitudes extrêmes, $140,1 \text{ Wm}^{-2}$ à 40°N et $208,2 \text{ Wm}^{-2}$ à 30°N . Ce terme net gouverne le bilan thermique net. Néanmoins, il est contrebalancé par le flux de chaleur latente dont les valeurs oscillent entre $-26,8 \text{ Wm}^{-2}$ et $-78,0 \text{ Wm}^{-2}$ pour le mois de septembre, avec une moyenne globale de $-56,8 \text{ Wm}^{-2}$ sur toute la zone AMOR92, traduisant des variations plus importantes du gradient d'humidité près de la surface océanique de l'ordre de 4 g kg^{-1} . Les moyennes zonales varient entre $-48,7 \text{ Wm}^{-2}$ et $-67,9 \text{ Wm}^{-2}$.

Au total, sur notre zone d'étude pour le mois de septembre, le bilan thermique net est toujours positif en répartition spatiale avec des valeurs comprises entre $18,8 \text{ Wm}^{-2}$ (partie nord-ouest de la zone) et $138,8 \text{ Wm}^{-2}$ (au niveau du détroit de Gibraltar) pour une moyenne globale de $82,9 \text{ Wm}^{-2}$. Les variations zonales sont de l'ordre de 25 Wm^{-2} . Remarquons que le maximum de gain de chaleur pour l'océan se situe vers 35°N et 36°N avec une valeur de $97,5 \text{ Wm}^{-2}$. Cette bande de latitudes correspond au détroit de Gibraltar, lieu de rencontre des eaux froides atlantiques et des eaux plus chaudes de la Méditerranée. Ce gradient de température de surface marine a pour conséquence des gradients verticaux thermiques et d'humidité spécifique plus élevés, ce qui se traduit par des pertes évaporatives et des pertes par chaleur sensible moins grandes.

La situation au mois d'octobre est différente de celle de septembre principalement à cause de la décroissance des valeurs de SW_N d'un mois à l'autre. Les moyennes zonales du flux ondes courtes net s'étalent de $118,5 \text{ Wm}^{-2}$ à $150,5 \text{ Wm}^{-2}$. Le flux ondes longues net est très peu variable d'un mois à l'autre, et de manière générale il ne subit pas d'intenses variations saisonnières en un même lieu géographique comme nous l'avons déjà souligné. Les valeurs de LW_N restent confinés dans un intervalle de $-46,8 \text{ Wm}^{-2}$ à $-44,1 \text{ Wm}^{-2}$ en répartition géographique. Les moyennes zonales sont stables avec des amplitudes de variations faibles, inférieures à $0,6 \text{ Wm}^{-2}$, dans un intervalle de $-44,7 \text{ Wm}^{-2}$ (en 30°N) à $-45,2 \text{ Wm}^{-2}$ (en 36°N).

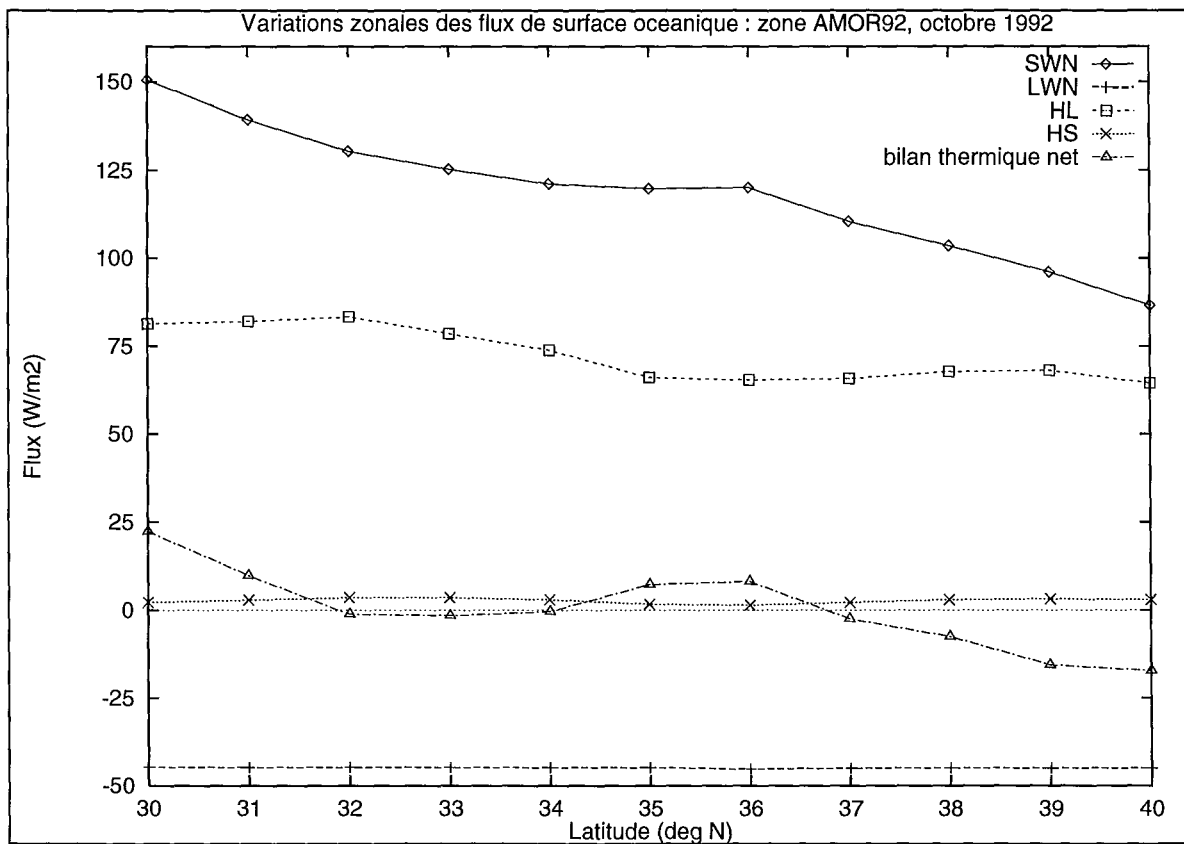
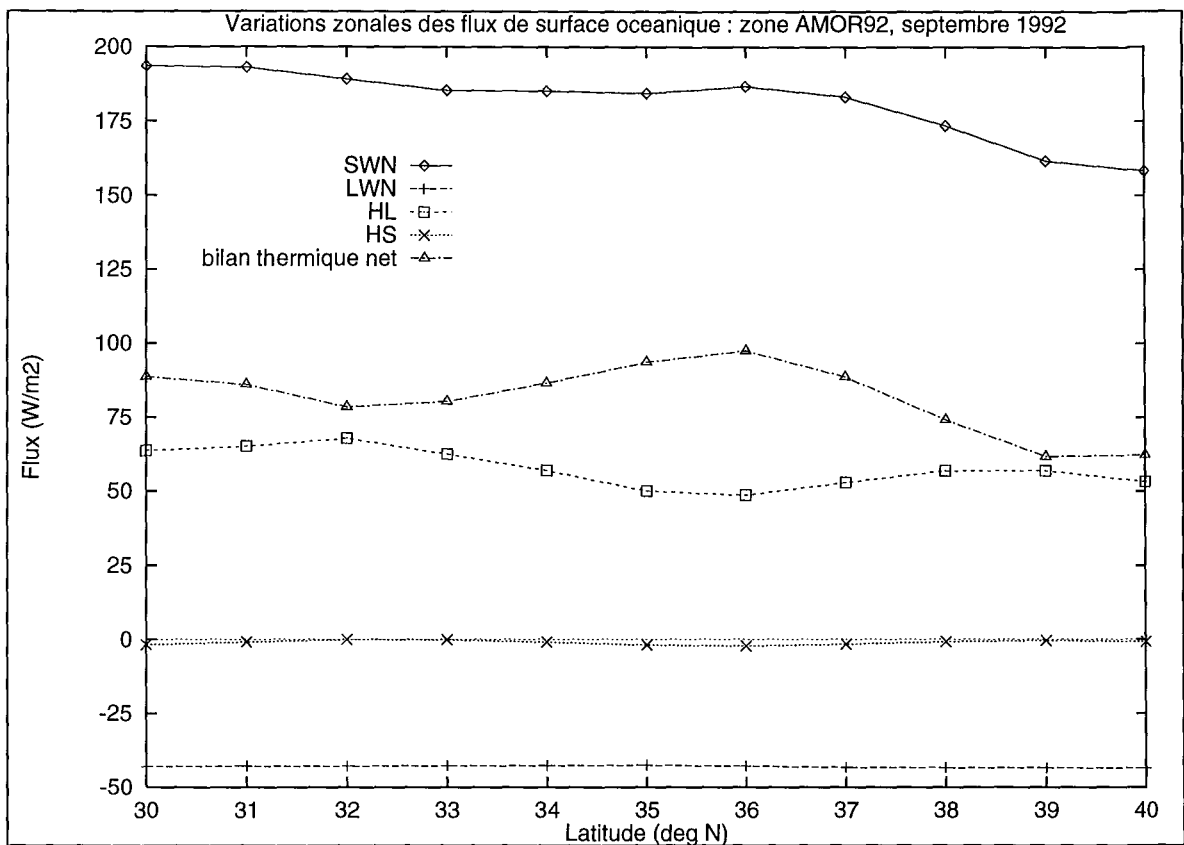


Figure 5.6 - Variations zonales des flux de surface et du bilan thermique net sur la zone AMOR92 pour les mois de septembre (a) et d'octobre (b). H_s et H_l sont comptés négativement.

Au contraire le refroidissement global de l'air sur la zone AMOR92 entraîne au mois d'octobre un accroissement important des pertes par chaleur sensible, de $-1,4 \text{ Wm}^{-2}$ à $-3,6 \text{ Wm}^{-2}$, et surtout des pertes évaporatives avec augmentation globale de H_L supérieure à 25% par rapport au mois précédent. Ce refroidissement superficiel de la couche de surface atmosphérique a pour conséquence un air plus instable d'où une turbulence accrue et une évaporation favorisée. Cette dernière atteint une valeur maximale de $-83,3 \text{ Wm}^{-2}$ en 32°N .

Ces pertes de chaleur latente plus importantes associées à un flux solaire net diminué ont pour conséquence de plus larges variations zonales du bilan thermique net, positif aux latitudes inférieures à 32°N et négatif au-delà jusqu'à $-17,0 \text{ Wm}^{-2}$; la moyenne globale sur toute la zone d'étude est pratiquement nulle. Nous remarquons toujours le pic positif aux latitudes de 35°N et 36°N . Spatialement, le bilan thermique net varie de $-38,0 \text{ Wm}^{-2}$ à $+49,8 \text{ Wm}^{-2}$.

5.3 La zone AMOR92 : analyses de situations météorologiques particulières

Jusqu'à présent nous avons fait l'hypothèse suivante : une moyenne spatiale, intégrée sur une surface d'environ $40 \times 40 \text{ km}^2$, instantanée est équivalente à une moyenne temporelle sur une heure le long d'un trajet quelconque du navire océanographique à l'intérieur du support de la moyenne spatiale. Cela signifie que dans le cas du flux solaire incident à la surface océanique SW_D , nous avons comparé des mesures *in situ* moyennées sur une heure, centrée sur l'heure d'acquisition du satellite et des estimations satellitaires moyennées dans un rayon de $0,3^\circ$ centré sur la position du navire.

Dans cette partie, nous considérons trois situations météorologiques particulières qui se distinguent l'une de l'autre par la valeur de leur couverture. Il s'agit donc d'une simple classification de la nature du ciel en trois cas distincts et localisés. Nous calculons d'abord les valeurs des quatre flux composant le bilan thermique net à la surface océanique. Le flux ondes courtes net se déduit aisément de la composante SW_D , mesurée *in situ*, de la même façon qu'au paragraphe précédent. Les trois autres flux sont estimés grâce aux relations empiriques déjà définies sachant que pour LW_N , nous utilisons la formulation d'Efimova (1961). Les paramètres en entrée, nécessaires au calcul des flux, proviennent des mesures *in situ*.

Nous analysons dans un premier temps l'impact des échelles de temps variable, notée Δt_{moy} , sur la restitution de la valeur moyenne de chacun des quatre flux de surface ; nous effectuons donc des moyennes temporelles des flux instantanés pour Δt_{moy} égal à 0,25, 0,5, 1, 2 et 3 heures, centrées sur le

temps de référence satellitaire que nous noterons t_{sat} . Nous comparons alors les différentes moyennes obtenues à la valeur moyenne de référence, prise pour une durée d'une heure ($\Delta t_{moy} = 1$ h).

Dans un second temps, nous considérons des moyennes horaires uniquement ; ces moyennes sont effectuées avec un décalage successif d'un quart d'heure par rapport à une heure de référence. En d'autres termes, considérons le temps de référence correspondant au début de l'acquisition satellitaire, noté $t_{réf}$, compté en heure décimale ; nous réalisons par conséquent les moyennes horaires pour des temps initiaux t_i égaux à $t_{réf} \pm 0,25$, $t_{réf} \pm 0,5$, $t_{réf} \pm 0,75$ et $t_{réf} \pm 1$. Le schéma de la figure 5.7 permet de mieux visualiser les deux phases de l'étude.

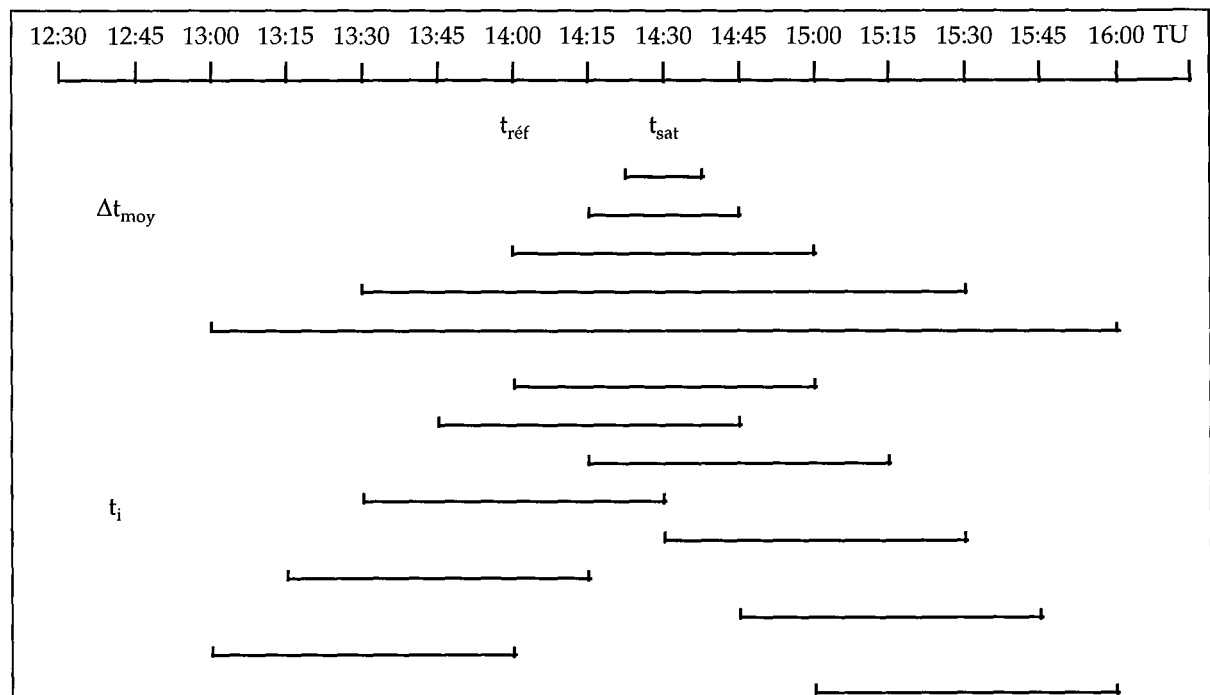


Figure 5.7 - Description des différentes moyennes temporelles réalisées pour une heure d'acquisition du satellite de 14:30 TU. Dans ce cas nous avons $t_{sat} = 14,5$ et $t_{réf} = 14$, ces deux temps étant fixés.

La seconde phase de l'étude consiste à évaluer l'erreur réalisée sur la restitution des flux de surface en fonction de l'erreur de positionnement dans le pixel B2. En effet, la figure 5.8 permet de mieux visualiser les deux étapes successives de transformation des données METEOSAT, décrites au chapitre 3, pour passer de la pleine résolution spatiale (2,5 km dans le visible) à la basse résolution B2 (36 km sur notre région d'étude).

Nous voyons donc que la valeur du pixel B2 (36 x 36 km²) est donnée par celle du pixel du coin inférieur gauche (pixel hachuré, de 5 x 5 km²). Etant donné la vitesse moyenne du navire qui effectue les observations, nous pouvons supposer que l'évaluation de l'erreur de positionnement dans ce pixel B2 est équivalente à l'évaluation de l'erreur induite par un décalage dans le temps, de la

somme horaire des flux. Nous avons effectué ce décalage quart d'heure par quart d'heure, jusqu'à une heure.

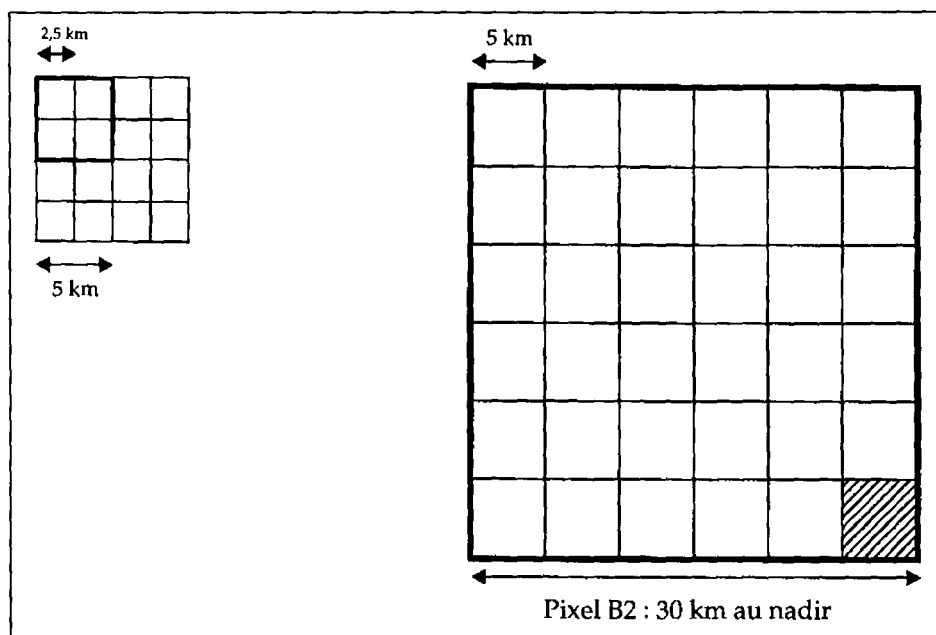


Figure 5.8 - Transformation des données METEOSAT : 1^{re} étape - Moyenne 2x2 en ligne et en colonne pour rendre les données du canal visible à plus haute résolution (2,5 km) compatibles avec la résolution plus basse des données du canal infrarouge (5 km) ; 2^{ème} étape - Sous-échantillonnage spatial de ces données à 5 km de résolution, en prenant un pixel sur six, pour ramener la résolution nominale à environ 36 km sur notre zone d'étude.

5.3.1 Cas d'un ciel clair

Nous choisissons dans ce cas la journée du 22/09/92 à 14:30 TU (jour julien 266). Pour un intervalle temporel de trois heures centré sur t_{sat} , la valeur de l'enuagement est en moyenne de 0,14.

La première approche consiste à étudier les variations des divers flux de surface en prenant respectivement $\Delta t_{moy} = 0,25, 0,5, 1, 2$ et 3 sachant que $t_{sat} = 14,5$.

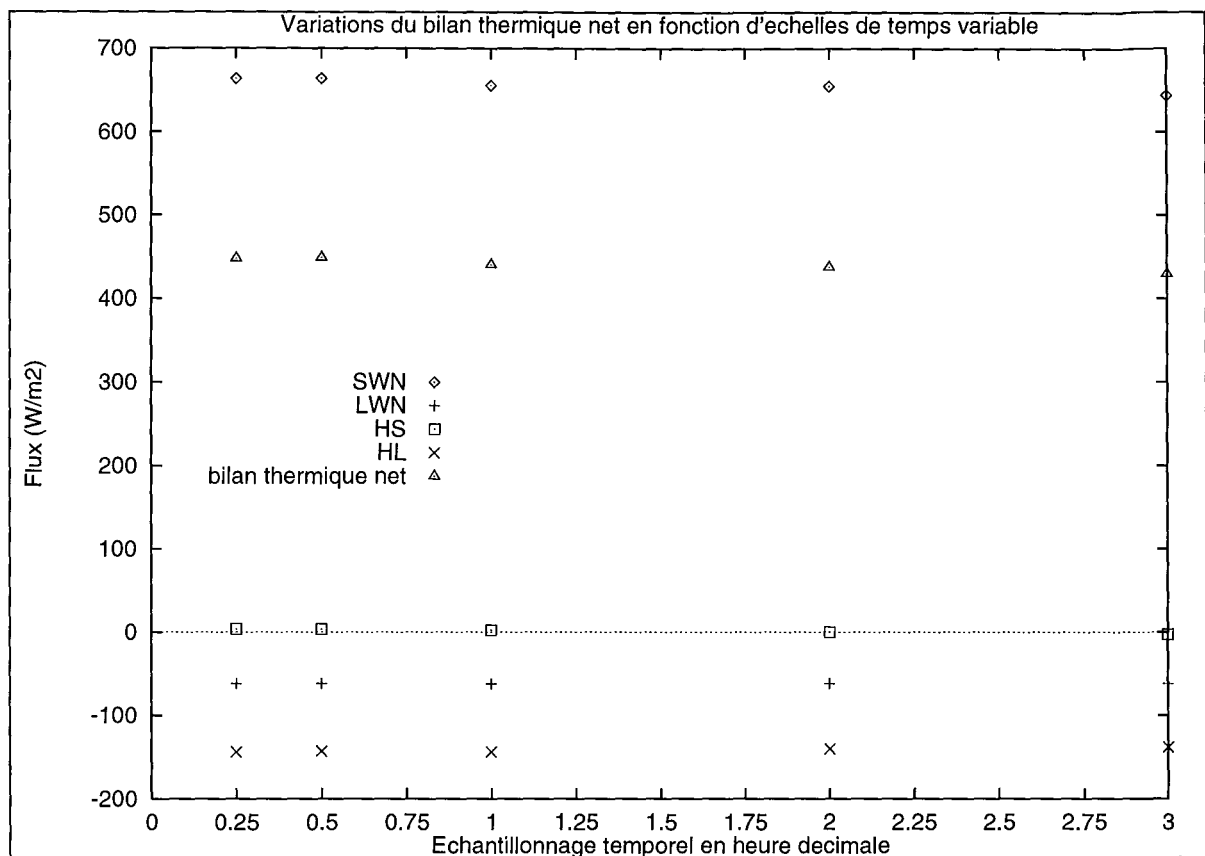


Figure 5.9 - Variations des termes du bilan thermique net en fonction des échelles de temps variable Δt_{moy} pour le 22/09/92 à 14:30 TU.

D'une manière générale, nous observons sur la figure 5.9 une décroissance des valeurs moyennes obtenues (en valeur absolue) avec l'augmentation de Δt_{moy} , i.e. avec le nombre de mesures *in situ* (1 toutes les 72 secondes) prises en compte. Par exemple, pour le flux ondes courtes SW_N , les écarts à la valeur moyenne de référence ($\Delta t_{\text{moy}} = 1$) sont de 7,9, 8,0, -1,0 et -11,8 Wm^{-2} respectivement pour $\Delta t_{\text{moy}} = 0,25, 0,5, 2$ et 3. La différence maximale ne représente par conséquent que 2% de la valeur moyenne de référence. Dans le cas présent, la valeur moyennée spatialement obtenue par voie satellitaire est de $601,7 \text{ Wm}^{-2}$. En se référant aux comparaisons présentées dans le chapitre 3, nous remarquons donc que plus l'intervalle temporel utilisé pour calculer les moyennes des mesures est long, plus le biais entre la valeur satellitaire et la mesure *in situ* devient faible. Cela n'est vrai que pour ce cas particulier. La généralisation de cette conclusion est très difficile, compte tenu notamment de la variabilité spatiale du rayonnement et de la nature même des données de type B2 utilisées.

Dans une seconde approche, nous réalisons des moyennes horaires des divers flux de surface en décalant l'heure de début du calcul de la moyenne, t_r , par pas de un quart d'heure successivement ($t_{\text{ref}} \pm 0,25, t_{\text{ref}} \pm 0,5, t_{\text{ref}} \pm 0,75$ et $t_{\text{ref}} \pm 1$), en prenant $t_{\text{ref}} = 14$. Ce décalage équivaut à un recentrage de l'heure d'acquisition du satellite t_{sat} puisque $t_{\text{sat}} = t_{\text{ref}} + 0,5$ par définition. Nous constatons une décroissance significative des valeurs moyennes horaires sur la figure 5.10 entre les valeurs extrêmes

de t_i c'est-à-dire entre $t_{ref} - 1$ et $t_{ref} + 1$, essentiellement pour le flux ondes courtes et le flux de chaleur latente. Dans le cas de SW_N par exemple, les écarts par rapport à la valeur de la moyenne de référence ($t_i = t_{ref}$) traduisent bien évidemment la décroissance journalière de l'ensoleillement en fonction de l'heure. Néanmoins, si nous effectuons une moyenne horaire à $t_i = t_{ref} - 0,25$, l'écart par rapport à la moyenne horaire de référence est de 38 Wm^{-2} ; de même pour $t_i = t_{ref} + 0,25$, nous obtenons un écart de -27 Wm^{-2} . Ainsi, l'erreur relative par rapport à la moyenne horaire de référence prend successivement les valeurs de 6%, 11%, 16% et 23% lorsque t_i passe respectivement de t_{ref} à $t_{ref} \pm 1$ par pas d'un quart d'heure.

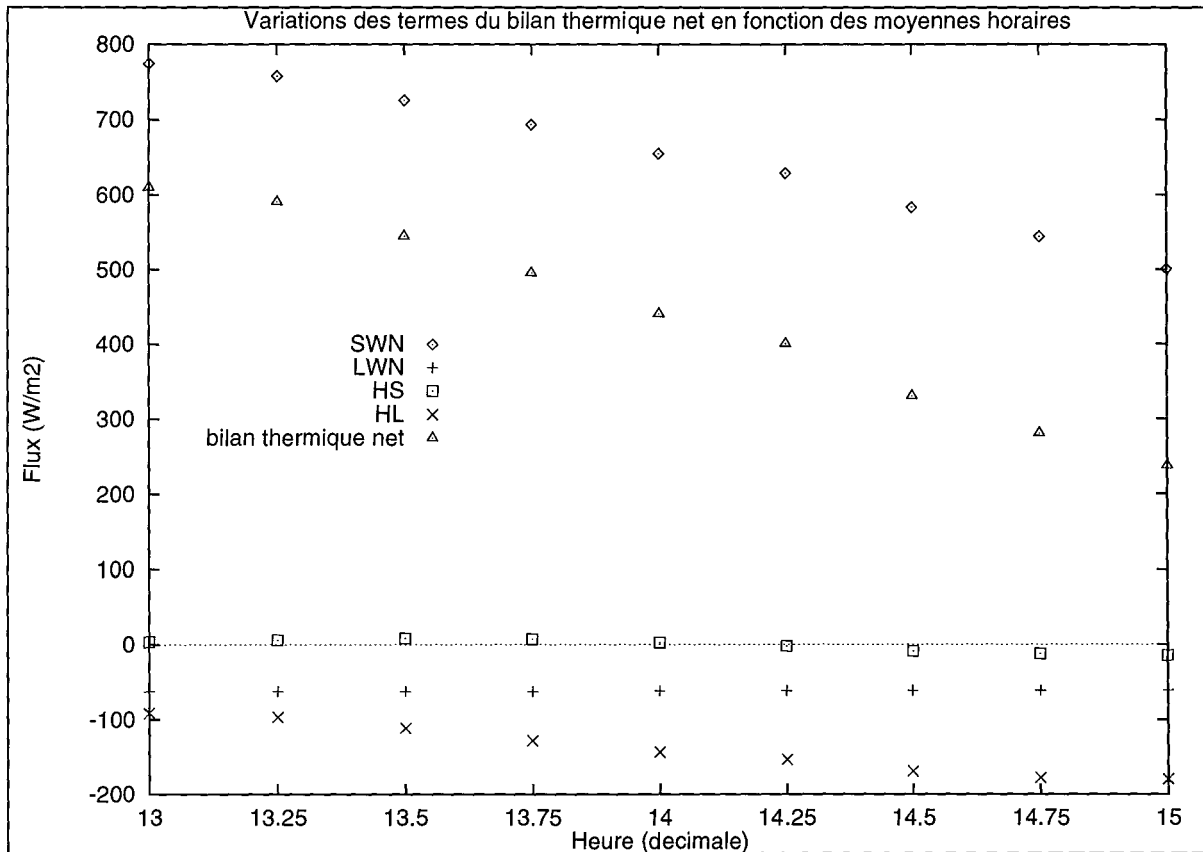


Figure 5.10 - Variations des moyennes horaires des différents flux de surface en fonction de t_i , par pas de 0,25 heure.

5.3.2 Cas d'un ciel partiellement couvert

La valeur du paramètre ennuagement en moyenne sur trois heures vaut 0,6 pour la journée du 14/09/92 à 14:30 TU. Dans ce cas, l'étude sur les échelles de temps variable donne les résultats représentés sur la figure 5.11.

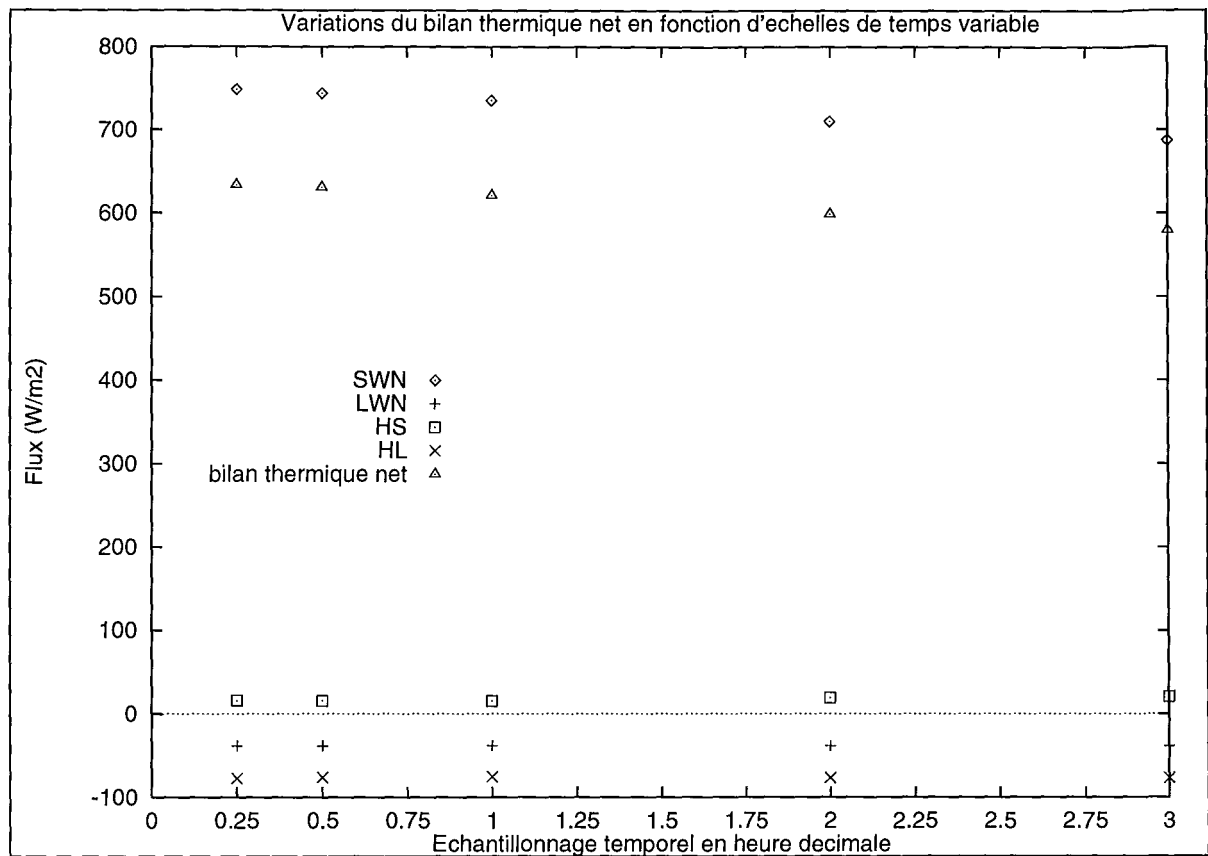


Figure 5.11 - Variations des termes du bilan thermique net en fonction des échelles de temps variable Δt_{moy} pour le 14/09/92 à 14:30 TU.

Nous avons toujours une décroissance des valeurs moyennes des flux de surface lorsque le temps utilisé pour calculer les moyennes augmente. Des différences significatives avec la valeur moyenne de référence ($\Delta t_{moy} = 1$) apparaissent pour le flux solaire net ; elles varient de $8,4 \text{ Wm}^{-2}$ pour $\Delta t_{moy} = 0,5$ à $-48,2 \text{ Wm}^{-2}$ pour $\Delta t_{moy} = 3$.

La figure 5.12 décrit les variations des moyennes horaires des divers flux composant le bilan thermique net pour plusieurs valeurs de t_i . Par rapport à la moyenne horaire de référence, les différences obtenues pour SW_N s'échelonnent entre 30 Wm^{-2} à $t_i = t_{ref} - 1$ et -172 Wm^{-2} à $t_i = t_{ref} + 1$. Si nous ne considérons que les quatre valeurs moyennes horaires adjacentes à celle de référence (i.e. $t_i = t_{ref} \pm 0,25$ et $t_i = t_{ref} \pm 0,5$), l'écart moyen est de l'ordre de 10% pour SW_N .

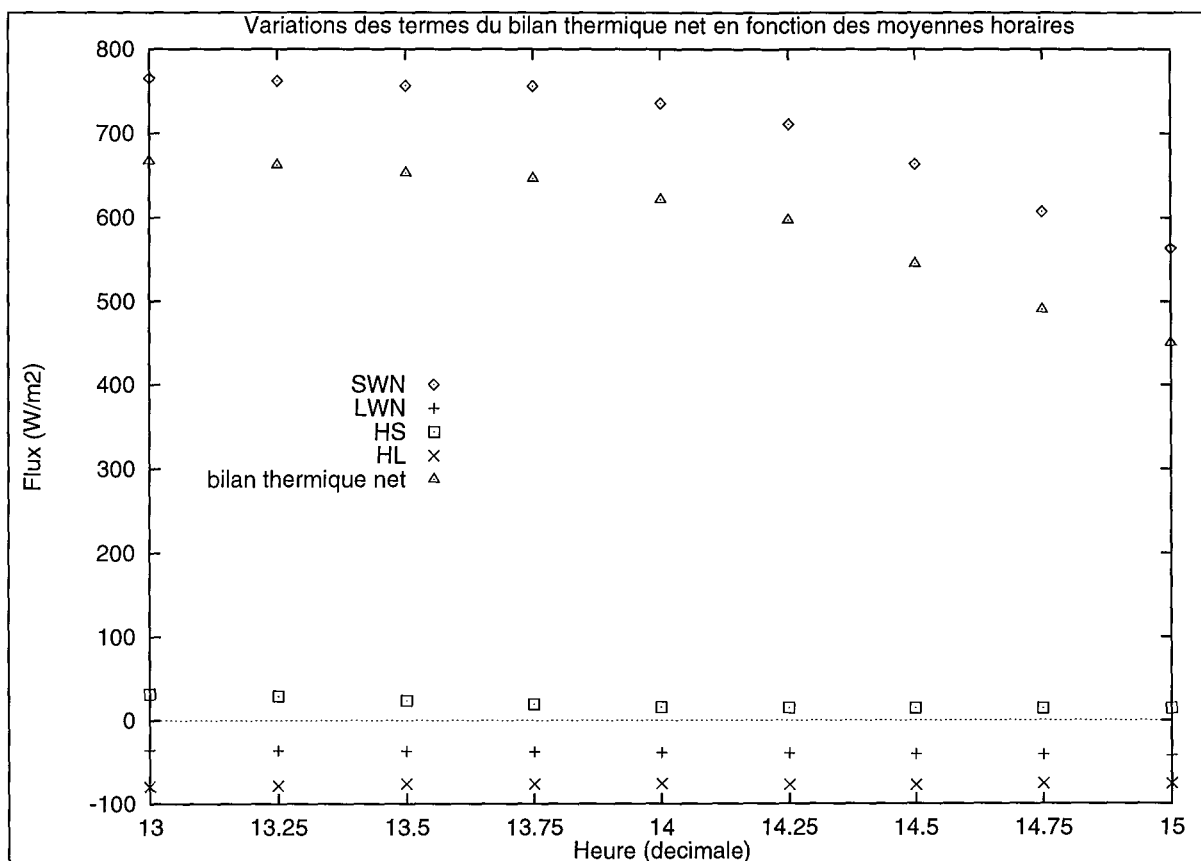


Figure 5.12 - Variations des moyennes horaires des différents flux de surface en fonction de t_v par pas de 0,25 heure.

5.3.3 Cas d'un ciel totalement couvert

Nous avons sélectionné le 03/10/92 à 11:30 TU comme cas représentatif de ce type de ciel, avec un ennuagement mesuré moyen de 0,96. Les variations des valeurs des flux océaniques en fonction des échelles de temps variable, représentées sur la figure 5.13, sont très fluctuantes selon la valeur de Δt_{moy} . Les écarts des moyennes temporelles à la moyenne de référence varient de $-17,3 \text{ Wm}^{-2}$ pour $\Delta t_{moy} = 2$ à $12,6 \text{ Wm}^{-2}$ pour $\Delta t_{moy} = 0,5$ et sont donc faibles.

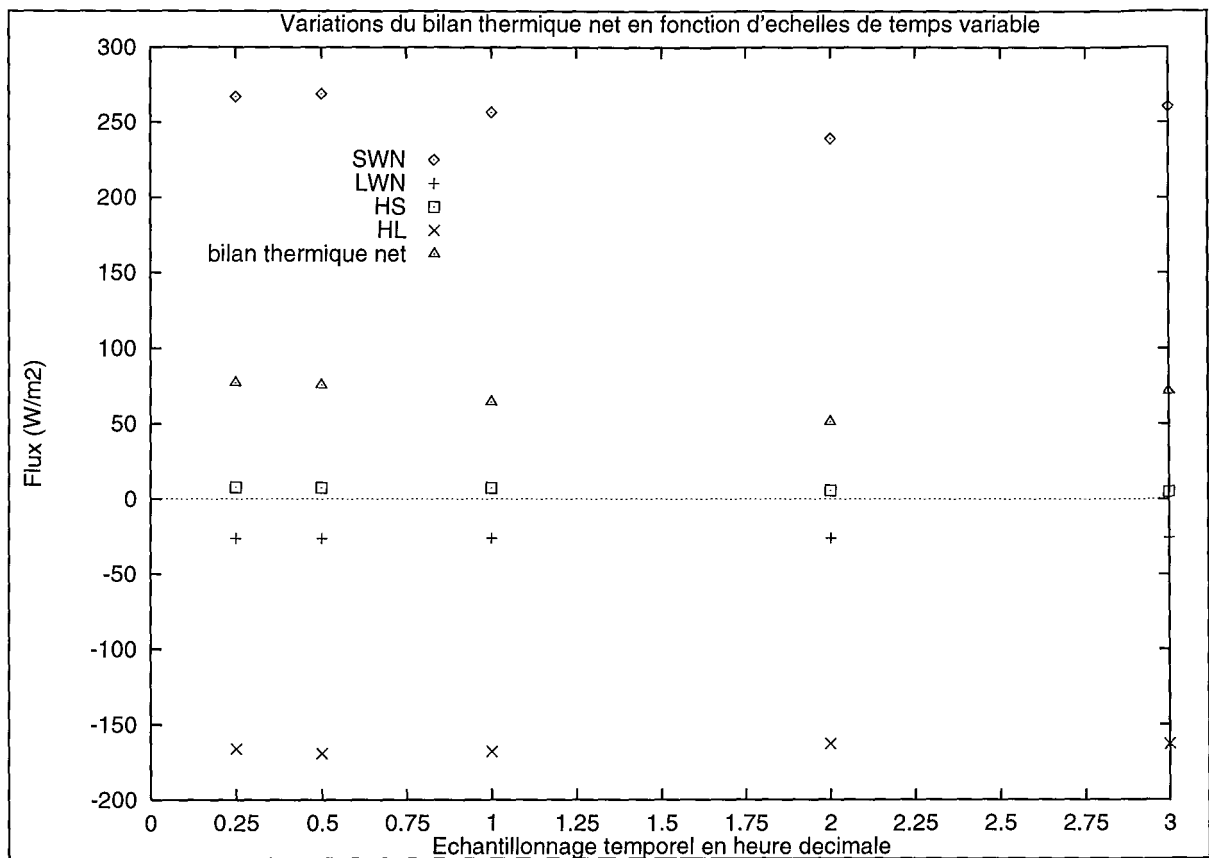


Figure 5.13 - Variations des termes du bilan thermique net en fonction des échelles de temps variable Δt_{moy} pour le 03/10/92 à 11:30 TU.

Au contraire, lorsque nous faisons varier t_i , nous observons sur la figure 5.14 des variations très importantes pour les flux de surface par rapport à la valeur moyenne de référence. Pour SW_N , l'amplitude de ces différences est de 137 Wm^{-2} avec des valeurs extrêmes de $62,9 \text{ Wm}^{-2}$ pour $t_i = t_{\text{ref}} - 1$ et de $-74,2 \text{ Wm}^{-2}$ à $t_i = t_{\text{ref}} + 1$.

Si nous analysons globalement les résultats obtenus dans les trois cas, il s'avère qu'une augmentation ou une diminution de l'intervalle d'estimation de la moyenne des données *in situ* modifie les valeurs des flux de 5% au plus de la moyenne temporelle de référence. Cependant, les écarts enregistrés entre cette moyenne de référence et les moyennes temporelles pour un Δt_{moy} variable sont plus importants dans le cas partiellement couvert. Cela paraît logique puisque les variations de la couverture nuageuse sur une longue période sont plus fluctuantes que sur une courte période.

Nous notons de grandes différences dans les valeurs des moyennes horaires obtenues en faisant varier le temps de début du calcul de la moyenne, t_i . Ces différences sont les plus importantes dans le cas d'un ciel couvert.

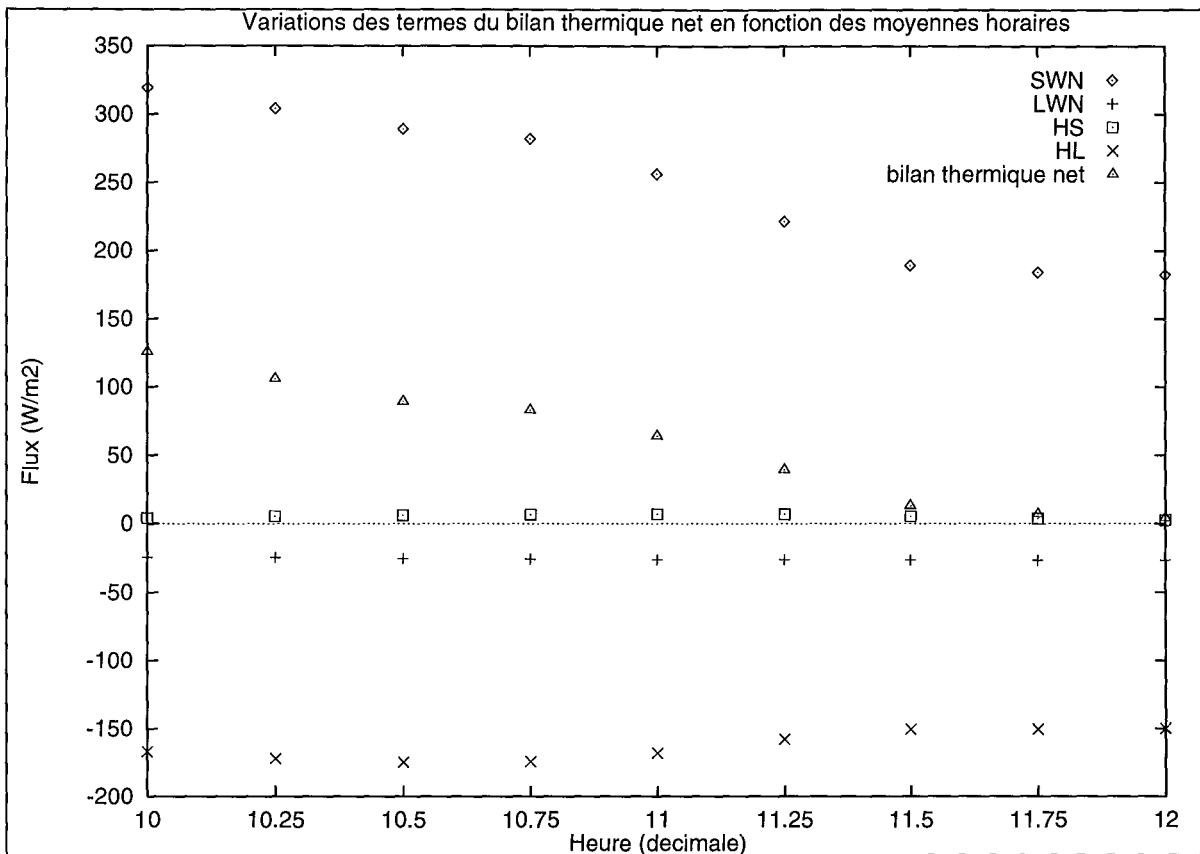


Figure 5.14 - Variations des moyennes horaires des différents flux de surface en fonction t_v , par pas de 0,25 heure.

5.4 Conclusion

Nous avons d'abord évalué l'impact de l'enneigement sur les flux radiatifs. Pour le flux ondes courtes, une classification de la nature du ciel selon la nébulosité totale a été réalisée. Des calculs statistiques de comparaisons entre des estimations satellitaires et les mesures *in situ* ont montré des écart-types très élevés de l'ordre de 162 Wm^{-2} dans le cas d'un ciel partiellement couvert. En ce qui concerne le flux ondes longues net, nous avons montré qu'une variation de l'enneigement de 0,1 implique une variation correspondante de LW_N de l'ordre de $4,5 \text{ Wm}^{-2}$; les écarts entre un ciel clair et un ciel totalement couvert peuvent ainsi atteindre 45 Wm^{-2} , liés aussi aux variations de température et d'humidité dans la basse atmosphère.

Nous avons ensuite effectué des calculs de moyennes mensuelles climatologiques à partir de données satellitaires, pour SW_N , et de mesures *in situ* pour les autres flux composant le bilan thermique net. Ce dernier subit des variations importantes selon la localisation géographique sur la zone AMOR92, avec un gain océanique net pour le mois de septembre de $82,9 \text{ Wm}^{-2}$ en moyenne globale,

alors que le mois d'octobre, avec des pertes évaporatives amplifiées et un flux solaire diminué, présente des zones de forte perte de chaleur pour la surface de l'océan, jusqu'à -32 Wm^{-2} .

Dans une dernière partie, nous avons abordé l'étude concernant l'impact des échelles de temps variable sur la restitution des flux de surface dans trois cas localisés, distincts en fonction de leur ennuagement. Il s'avère qu'une augmentation ou une diminution de l'intervalle temporel considéré n'a qu'un effet faible sur les valeurs moyennes estimées, de l'ordre de 5% de la valeur moyenne de référence *in situ*, quel que soit le type de ciel. Au contraire, les différences de résultats obtenus pour l'estimation des flux de surface, entre une moyenne horaire de référence et des moyennes horaires "décalées", sont importantes, de l'ordre de $25\text{-}40 \text{ Wm}^{-2}$ pour SW_N . Pour l'instant, comme nous avons concentré cette étude sur trois cas seulement, nous ne distinguons pas de lien pouvant exister entre l'enuagement, le type de ciel plus précisément, et cet effet.

La relation entre la nébulosité et les flux de surface pour une série temporelle de données *in situ* a été très peu étudiée. Beyer *et al.* (1994), par exemple, ont présenté une méthode pour la caractérisation de la structure spatiale d'un champ radiatif dans des situations où il y a de grandes fluctuations, à petite échelle spatiale et sur de courtes périodes ; les nuages, des cumulus de beau temps, ont été décrits à l'aide d'une méthode fractale à partir de mesures *in situ*. Cela a permis d'analyser et de synthétiser des structures nuageuses sur une photographie du ciel prise depuis le sol, et donc d'en déduire leurs effets sur une série temporelle de mesure des flux radiatifs.

Chapitre 6

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Cette étude a permis d'évaluer les flux radiatifs et turbulents composant le bilan thermique net sur une portion de l'océan Atlantique subtropical nord. Elle a mis en évidence les fortes variabilités, aussi bien spatiales que temporelles, des flux de surface marine selon les conditions atmosphériques et océaniques rencontrées, par l'utilisation de données satellitaires de METEOSAT-4 et de mesures *in situ*.

Dans un premier temps, nous avons appliqué la méthode Héliosat, après avoir effectué un gros effort d'adaptation du modèle initial au cas présent, sur des données ISCCP-B2 de basse résolution spatiale. L'analyse des cartes de rayonnement solaire incident à la surface océanique, obtenues sur des bases horaire, journalière et mensuelle, met en relief d'importantes variations du flux solaire, particulièrement lors de l'occurrence de systèmes nuageux. Ceux-ci génèrent des différences dans les valeurs estimées supérieures à 50%, que ce soit à une échelle globale en rapport avec les principes de la circulation générale atmosphérique, ou à méso-échelle, dues à des modifications régionales de l'enneuagement.

Nous avons dans un second temps estimé les performances de relations semi-empiriques sur la restitution du flux ondes longues net en utilisant des moyennes climatologiques ou des mesures *in situ* des paramètres surfaciques. Dans le second cas, une validation avec le flux mesuré directement par le navire océanographique a été effectuée. Afin d'améliorer ces résultats de comparaison et par conséquent la précision de ce type de paramétrisation, nous avons testé une méthode d'estimation du flux ondes longues incident, utilisant initialement des données satellitaires. Mais la validation de ce modèle sur des mesures *in situ* a dégagé des résultats moins pertinents que ceux obtenus à l'aide des formulations semi-empiriques. La raison en est double : une méconnaissance des profils verticaux de température et d'humidité à la surface océanique et un empirisme sous-jacent du modèle en ce qui concerne l'intégration de paramètres nuageux.

Il est clair que les nuages jouent un rôle clé, non seulement dans le cycle hydrologique mais aussi dans les transferts radiatifs, voire turbulents, d'énergie à la surface des océans. Le dernier point que nous avons abordé d'un point de vue qualitatif essentiellement, va dans ce sens en soulignant la grande incertitude qui subsiste quant aux rôles de la nébulosité. Nous avons abordé ce problème en partageant l'enneuagement en trois classes selon le type de ciel. Les premiers résultats montrent que les

effets semblent plus importants dans le cas d'un ciel partiellement couvert, ce qui paraît logique en raison de la présence de nuages fragmentés. Nous avons aussi réalisé une étude sur les difficultés de valider des données : en effet, il faut comparer des mesures *in situ* moyennées temporellement avec des estimations satellitaires instantanées, moyennées spatialement. Nous avons montré que des écarts significatifs de l'ordre de 5% sur le flux solaire ne sont pas rares quand l'échelle de temps variable utilisé pour le calcul de moyennes sur des mesures *in situ* est augmentée ou diminuée par rapport à une valeur de référence fixée à une heure. De plus, nous prenons comme référence une moyenne horaire des flux mesurés *in situ*, centrée sur l'heure de passage supposée du satellite sur la zone en question ; il suffit de réaliser une moyenne horaire décalée de un quart d'heure par rapport à la précédente pour avoir des écarts de l'ordre de 10 à 20% selon le type de ciel sur les flux mesurés ; ce qui traduit l'influence assez importante de l'erreur de positionnement dans le pixel B2 sur la restitution des flux de surface. Néanmoins, nous n'avons considéré que trois cas isolés répartis sur la région d'étude. Aussi, ces premiers résultats ne nous permettent pas d'estimer l'impact précis de l'ennuage sur la restitution des flux de surface, en fonction de la nature du ciel mais seulement de constater qu'il semble y avoir un effet non négligeable.

L'un des buts initiaux de ce travail de thèse était d'évaluer les flux radiatifs et turbulents à la surface océanique de manière opérationnelle et relativement précise (20 Wm^{-2} à méso-échelle en moyenne horaire). La détermination du flux ondes courtes incident à la surface à l'aide de données de METEOSAT est opérationnelle mais encore peu précise avec des données ISCCP-B2 de basse résolution spatiale. Pourtant des travaux réalisés sur des données B2 sur la terre ont donné de meilleurs résultats. Ces différences peuvent s'expliquer par la combinaison du mode de fabrication des données réduites ISCCP-B2, la faible taille de la région océanique de l'Atlantique Nord (faible échantillon statistique) et les particularités météorologiques de cette zone.

Comme l'ont démontré d'autres études (Simpson et Paulson, 1979 ; Bréon *et al.*, 1991 ; Cess *et al.*, 1993 ; Bauer et Cauneau, 1995), nous avons pu mettre en avant l'influence très nette des nuages sur les flux radiatifs. Aussi, il est nécessaire de connaître les propriétés radiatives (émissivité par exemple) et géométriques (type, altitude, épaisseur) non pas globalement mais localement pour espérer atteindre des valeurs de flux radiatifs compatibles avec les exigences des études sur le climat (erreurs inférieures à 10 Wm^{-2} en moyenne mensuelle à méso-échelle) et également pour adapter la méthode de Schmetz *et al.* (1986) ou une autre donnant le flux ondes longues, sur notre région d'étude. Nous pouvons envisager, comme suite à notre étude, d'utiliser les données des satellites NOAA afin d'acquérir des informations additionnelles concernant non seulement les nuages (détection et classification) mais aussi la température de surface marine (algorithmes à fenêtres multiples appliqués sur les canaux infrarouges de l'AVHRR) ou encore les aérosols, par ciel clair. Mais cela ne suffirait pas. Il est nécessaire d'avoir des renseignements supplémentaires sur la structure verticale de la basse atmosphère tant au niveau de la température que de l'humidité. De telles données issues de satellites sont rares et nous n'en disposons pas pour notre étude. Il existe cependant des sondeurs verticaux

satellites comme le TOVS qui pourraient répondre à cette attente ; mais l'échantillonnage temporel des profils verticaux restitués (quelques jours) et la qualité de ces restitutions pour la basse couche atmosphérique sont encore insuffisants pour pouvoir suivre de manière fiable et précise un phénomène rapidement évolutif, comme par exemple la structure thermique de l'atmosphère. Cela nécessite certainement d'avoir des modèles d'assimilation de données (Van den Berghe, 1992). Nous pourrions aussi utiliser des profils issus des données synoptiques de l'*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts* (ECMWF).

Quant aux flux turbulents, d'une importance capitale dans l'évaluation du bilan thermique de la surface océanique, il n'existe pas à l'heure actuelle de méthode directe satellitaire permettant de les déterminer. Néanmoins, on peut introduire déjà la température de surface marine grâce aux satellites NOAA ; de plus, des études sur les données radar ont aussi permis la restitution des paramètres vent de surface (à 2 ms^{-1} près) et humidité spécifique à la surface océanique avec le capteur *Scanning Multichannel Microwave Radiometer* (SMMR) à bord des satellites Seasat et Nimbus 7. Des études sont actuellement menées avec les données de l'instrument *Synthetic Aperture Radar* (SAR) à bord des satellites ERS.

Malgré tout, on ne peut pas mesurer tous les paramètres nécessaires au calcul des flux turbulents et le recours à une paramétrisation empirique est encore indispensable. Cette incapacité à déterminer tous les paramètres pertinents ne fait que refléter les difficultés de modélisation des échanges entre océan et atmosphère liés aux nombreux processus de type diffusif, convectif et turbulent qui prennent place dans la couche limite ; tout en gardant présent à l'esprit que tout cela dépend des échelles de temps et d'espace auxquelles on s'intéresse.

De telles études trouvent leur prolongation dans les grands projets internationaux qui traitent de l'étude des changements climatiques au niveau mondial (WCRP). Au niveau européen, des études devraient être initiées dans le cadre du *European Network for Research In global CHange* (ENRICH). Ces nouvelles études pourront s'appuyer sur les apports de données des futurs satellites météorologiques tels ceux de la nouvelle génération de METEOSAT, à bord desquels un sondeur multicanaux permettra une précision accrue sur la restitution des paramètres nuageux et des profils verticaux. D'ores et déjà, la plate-forme *POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances* (POLDER) récemment mise en orbite à bord du satellite *ADvanced Earth Observing Satellite* (ADEOS-1) permet l'étude des nuages (forçage atmosphérique, altitude du sommet des nuages), de la vapeur d'eau et des aérosols.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Académie des Sciences, 1990. *L'effet de serre et ses conséquences climatiques. Evaluation scientifique. Rapport n°25*, 182 pp.
- Anderson, E.R., 1952. Energy budget studies, *U.S. Geol. Circ.*, **229**, 71-119.
- Anonyme, 1978. Introduction to the METEOSAT system, ESA-ESOC, prepared by J. Morgan, 54 pp. (ESA SP-1041, November 1981, 54 pp.).
- Ataktürk, S.S., 1991. Characterization of small scale roughness elements on a water surface. Ph. D. Thesis, University of Washington, Seattle (Department of Atmospheric Sciences), United States, 53-65.
- Barkstrom, B., Harrison, E., Smith, G., Green, R., Kibler, J., Cess, R. and the ERBE Science Team. Earth Radiation Budget Experiment (ERBE) archival and April 1985 results. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **70**, 10, 1254-1262.
- Bauer, O. et Cauneau, F., 1995. Synergy of METEOSAT and NOAA/AVHRR data for the assessment of the role of clouds upon the air-sea sensible heat flux in the Northeastern Tropical Atlantic Ocean. In Proceedings of the 14th EARSeL Symposium "Sensors and Environmental Applications of Remote Sensing", Göteborg, Sweden, 6-8 June 1994, Ed. Jan Askne, A.A. Balkema Publishers, Rotterdam, 1995, 349-353.
- Becker, F., 1978. Physique fondamentale de la télédétection. In : Principes physiques et mathématiques de la télédétection, CNES, Strasbourg-Ecole d'ETé, 1-107.
- Bellec, B., Brisson, A., Le Borgne, P. et Marsouin, A., 1992. Operational cloud classification with Meteosat data. In Proceedings of the Central Symposium of the 'International Space Year' Conference, held in Munich, Germany, 30 March - 4 April 1992, 283-288 (ESA SP-341, July 1992).
- Beyer, H.G., Hammer, A., Luther, J., Poplawska, J., Stolzenburg, K et Wieting, P., 1994. Analysis and synthesis of cloud pattern for radiation field studies. *Solar Energy*, **52** (5), 379-390.
- Blanc, T.V., 1985. Variation of bulk-derived surface flux, stability, and surface roughness results due to the use of different transfer coefficient schemes. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 650-669.
- Blanc, T.V., 1987. Accuracy of bulk-method-determined flux, stability, and sea surface roughness. *J. Geophys. Res.*, **92**, 3867-3876.
- Blanchet, G., 1987. *Climatologie*, cours de DEUG B, Université Claude Bernard, Lyon I, 100 pp.
- Bourges, G., 1979. Reconstitution des courbes de fréquence cumulée du rayonnement solaire à l'aide de la durée d'insolation. Report CEE 295-77-ESF of the Centre d'Energétique de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, tome II, Paris, France.
- Brimacombe, C.A., 1981 (May). Atlas Meteosat (Atlas of Meteosat Imagery), ESA SP-1030, 494 pp.

Brisson, A., Le Borgne, P., Marsouin, A. et Moreau, T., 1994. Surface irradiances calculated from Meteosat data during SOFIA-ASTEX. *Int. J. Remote Sensing*, **15** (1), 197-203.

Bunker, A.F., 1976. Computations of surface flux and annual air-sea interaction cycles of the north Atlantic ocean. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 1122-1140.

Businger, J., 1978. In : American Meteorological Society Short Course on "The planetary boundary layer", Boulder, Colorado, August 7-11, 1978 (study guide consisting of unedited manuscripts in the process of preparation for a forthcoming text by A.K. Blackadar (editor), S.P.S. Arya, E. Augstein, J. Businger, J.W. Deardorff, G.D. Hess, H. Tennekes and J.C. Wyngaard).

Businger, J.A., Wyngaard, J.C., Izumi, Y. et Bradley, E.F., 1971. Flux-profiles relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.

Cano, D., 1982. Etude de l'enneuagement par analyse de séquences d'images de satellite. Application à l'évaluation du rayonnement solaire global au sol. Thèse 3^{ème} Cycle. Ph.D. Thesis, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Paris, France, 194 pp.

Cano, D., Monget, J.M., Albuissou, M., Guillard, H., Regas, N. et Wald, L., 1986. A method for the determination of the global solar radiation from meteorological satellite data. *Solar energy*, **37** (1), 31-39.

Carissimo, B.C., Oort, A.H. et Vonder Haar, T.H., 1985. Estimating the meridional energy transports in the atmosphere and ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 82-91.

Cauneau, F. et Bernard, R., 1992. Air-sea latent heat flux measurement with microwave radiometers. In Proceedings of the Central Symposium of the "International Space Year" Conference, Munich, Germany, 30 March-4 April 1992, 185-188 (ESA SP-341, July 1992).

Cauneau, F., 1988. Etude de l'interface océan-atmosphère à partir de données de radiomètres hyperfréquence embarqués. Thèse de Doctorat en Sciences, Université de Paris 7, France, 347 pp.

Cess, R.D., Nemesure, S., Dutton, E.G., DeLuise, J.J., Potter, G.L. et Morcrette, J.J., 1993. The impact of clouds on the shortwave radiation budget of the surface-atmosphere system: Interfacing measurements and models. *J. Climate*, **6**, 308-316.

Cousteix, J., 1989. *Turbulence et couche limite*, Série Aérodynamique, Cépadues-Editions, Toulouse, France, 627 pp.

Darnell, W.L., Gupta, S.K. et Staylor, W.F., 1983. Downward longwave radiation at the surface from satellite measurements. *J. Climate Appl. Meteorol.*, **22**, 1956-1960.

Darnell, W.L., Gupta, S.K. et Staylor, W.F., 1986. Downward longwave surface radiation from sun-synchronous satellite data: Validation of methodology. *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **25**, 1012-1021.

Darnell, W.L., Staylor, W.F., Gupta, S.K. et Denn, F.M., 1988. Estimation of surface insolation using sun-synchronous satellite data. *J. Climate*, **1**, 820-835.

Darnell, W.L., Staylor, W.F., Gupta, S.K., Ritchey, N.A. et Wilber, A.C., 1992. Seasonal variation of surface radiation budget derived from International Satellite Cloud Climatology Project C1 data. *J. Geophys. Res.*, **97** (D14), 15,741-15,760.

Dedieu, G., Deschamps, P.Y. et Kerr, Y.H., 1983. Solar irradiance at the surface from METEOSAT visible data. Machine processing of Remotely Sensed Data Symposium, 4 pp.

Dedieu, G., Deschamps, P.Y. et Kerr, Y.H., 1987. Satellite estimation of solar irradiance at the surface of the earth and of surface albedo using a physical model applied to METEOSAT data. *J. Climate Appl. Meteorol.*, **26**, 79-87.

- DeLeonibus, P.S. et Simpson, L.S., 1986. Near-neutral drag coefficients over open-ocean waves. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **OE-11** (4), 480-484.
- Derrien, M., Farki, B., Harang, L., Le Gléau, H., Noyalet, A., Pochic, D. et Saviouni, A., 1992. Automatic cloud detection applied to NOAA-11/AVHRR imagery (Détection automatique des nuages à partir de l'AVHRR de NOAA-11). *La Veille Climatologique Satellitaire*, **42**, 45-58.
- Diabaté, L., 1989. Détermination du rayonnement solaire à l'aide d'images satellitaires. Thèse de docteur en énergétique, Ph.D. Thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Paris, 272 pp.
- Diabaté, L., Demarcq, H., Michaud-Regas, N. et Wald, L., 1988a. Estimating incident solar radiation at the surface from images of the Earth transmitted by geostationary satellites: the Heliosat project. *Int. J. Solar Energy*, **5**, 261-278.
- Diabaté, L., Moussu, G. et Wald, L., 1988b. An operational tool for the fine-scale mapping of the incident solar radiation using satellite images: the Heliosat Project. In Proceedings of the 1988 annual meeting of the American solar energy society, INC., edited by Coleman, M.J., 11-17.
- Diabaté, L., Moussu, G. et Wald, L., 1989. Description of an operational tool for determining global solar radiation at ground using geostationary satellite images. *Solar Energy*, **42** (3), 201-207.
- Dyer, A.J., 1974. A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 363-372.
- England, C.F. et Hunt, G.E., 1984. A study of the errors due to temporal sampling of the earth's radiation budget. *Tellus*, **36B**, 303-316.
- Eymard, L. et Taconet, O., 1995. Review Article: The methods for inferring surface fluxes from satellite data, and their use for atmosphere model validation. *Int. J. Remote Sensing*, **16** (11), 1907-1930.
- Frouin, R., Gautier, C. et Morcrette, J.J., 1988. Downward longwave irradiance at the ocean surface from satellite data: Methodology and *in situ* validation. *J. Geophys. Res.*, **93** (C1), 597-619.
- Fung, I.Y., Harrison, D.E. et Lacis A.A., 1984. On the variability of the net longwave radiation at the ocean surface. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **22** (2), 177-193.
- Garratt, J.R., 1977. Review of drag coefficients over oceans and continents. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 915-929.
- Gautier, C., 1982. Mesoscale insolation variability derived from satellite data. *J. Applied. Meteorol.*, **21** (1), 51-58.
- Gautier, C., Diak, G. et Masse, S., 1980. A simple physical model to estimate incident solar radiation from GOES satellite data. *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **19**, 1005-1012.
- Geernaert, G.L. et Larsen, S.E., 1993. On the role of humidity in estimating marine surface layer stratification and scatterometer cross section. *J. Geophys. Res.*, **98** (C1), 927-932.
- Geernaert, G.L., Katsaros, K.B. et Richter, K., 1986. Variation of the drag coefficient and its dependence on sea state. *J. Geophys. Res.*, **91** (C6), 7667-7679.
- Grüter, W., Guillard, H., Möser, W., Monget, J.-M., Palz, W., Raschke, E., Reinhardt, R.E., Schwarzmann, P. et Wald, L., 1986. Determination of solar radiation at ground level from images of the earth transmitted by meteorological satellites. Solar Energy R&D in the European Community, Series, 14 : Solar radiation data from satellites images, D. Reidel Publishing Co. for the Commission of the European Communities, 100 pp.

- Gupta, S.K., 1989. A parameterization for longwave surface radiation from sun-synchronous satellite data. *J. Climate*, **2**, 305-320.
- Harrison, E.F., Minnis, P. et Gibson, G.G., 1983. Orbital and cloud cover sampling analysis for multisatellite Earth Radiation Budget Experiments. *J. Spacecraft and Rockets*, **20** (5), 491-495.
- Hastenrath, S. et Lamb, P.J., 1978. Heat budget atlas of the tropical Atlantic and eastern Pacific Oceans. The University of Wisconsin Press, xiii + 90 pp.
- Holton, J.R., 1972. *An introduction to dynamic meteorology*, International Geophysics Series, Volume 16, Academic Press, New York, 319 pp.
- Houghton, J.T., 1986 (Second Edition). *The physics of atmospheres*, Cambridge University Press, Cambridge, 271 pp.
- Hsiung, J., 1986. Mean surface energy fluxes over the global ocean. *J. Geophys. Res.*, **91** (C9), 10585-10606.
- Idso, S.B., 1981. On the systematic nature of diurnal patterns of differences between calculations and measurements of clear sky atmospheric thermal radiation. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **107**, 737-741.
- Idso, S.B. et Jackson, R.D., 1969. Thermal radiation from the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **74** (23), 5397-5403.
- IOW, Rostock, Oktober 1992. Eastern Boundary Currents, EBC-5, thema : Skin-bulk-SST Relationship, 20+55 pp.
- Iqbal, M., 1983. *An introduction to solar radiation*, Academic Press, New York, 375 pp.
- Ivanoff, A., 1975. *Introduction à l'océanographie, "Propriétés physiques et chimiques des eaux de mer"*, Tomes 1 et 2, Vuibert, Paris, 208 pp. et 340 pp.
- Jacobowitz, H., Smith, W.L., Howell, H.B. et Nagle, F.W., 1979. The first 18 months of planetary radiation budget measurements from the Nimbus 6 ERB Experiment. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 3, 501-507.
- Kandel, R. et Fouquart, Y., 1992. Le bilan radiatif de la Terre. *La Recherche*, Vol. **23** (mars), 316-324.
- Kasten, F., Page, J.K., Perrin de Brichambaut, C., Grüter, J.W. as editors. Radiation : Nomenclature ; definitions, symbols, units, related quantities, Ad hoc working group, 2nd Solar Energy Programme of the Commission of the European Communities, Project F, Solar radiation data.
- Katsaros, K.B., 1976. The sea surface temperature deviation at very low wind speeds : Is there a limit ? *Tellus*, **29**, 229-239.
- Katsaros, K.B., 1980. The aqueous thermal boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **18**, 107-127.
- Kondo, J., 1975. Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, **9**, 91-112.
- Lacombe, H., 1965. *Cours d'océanographie physique*, Gauthier-Villars, Paris, 392 pp.
- Large, W.G. et Pond, S., 1981. Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 324-336.
- Large, W.G. et Pond, S., 1982. Sensible and latent flux measurements over the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 464-482.

- Laszlo, I. et Pinker, R.T., 1989. On the optimal use of climatological information in physical models for surface solar radiation from satellites. International Radiation Symposium (IRS), Lille, France, 18-24 August 1988. In: J. Lenoble and J.R. Geleyn (Editors), IRS'88: Current Problems in Atmospheric Radiation. A. Deepak Publishing, 302-305.
- Lind, R.J. et Katsaros, K.B., 1982. A model of longwave irradiance for use with surface observations. *J. Appl. Meteor.*, **21**, 1015-1023.
- Liou, K.-N., 1980. *An introduction to atmospheric radiation*, International Geophysics Series, Volume 26, Academic Press, San Diego, Californie, 392 pp.
- Liu, W.T. et Businger, J.A., 1975. Temperature profile in the molecular sublayer near the interface of a fluid in turbulent motion. *Geophys. Res. Letters*, **2** (9), 403-404.
- Liu, W.T. et Niiler, P.P., 1984. Determination of monthly mean humidity in the atmospheric surface layer over oceans from satellite data. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 1451-1457.
- Liu, W.T., Katsaros, K.B. et Businger, J.A., 1979. Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1722-1735.
- Liu, W.T., Tang, W. et Niiler, P.P., 1991. Humidity profiles over the ocean. *J. Climate*, **4**, 1023-1034.
- Martin, M. et Berdahl, P., 1984. Characteristics of infrared sky radiation in the United States. *Solar Energy*, **33**, 321-336.
- McAlister, E.D. et McLeish, W., 1969. Heat transfer in the top millimeter of the ocean. *J. Geophys. Res.*, **74**, 3408-3414.
- Meerkoetter, R. et Grassl, H., 1984. Longwave net flux at the ground from radiances at the top. Proc. Int. Radiat. Symp., Perugia, 21-28 Aug., 1984. Deepack, Hampton, Va. In: G. Fiocco (Editor), IRS'84: Current Problems in Atmospheric Radiation. A. Deepak Publishing, Hampton, Va., 220-223.
- Michael, K.J. et Nunez, M., 1991. Derivation of ocean-atmosphere heat fluxes in a tropical environment using satellite and surface data. *Int. J. Clim.*, **11**, 559-575.
- Miller, D.K. et Katsaros, K.B., 1992. Satellite-derived surface latent heat fluxes in a rapidly intensifying marine cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1093-1107.
- Minster, J.-F., 1994. *Les océans*, Flammarion/Dominos, Paris, 126 pp.
- Morcrette, J.J. et Deschamps, P.Y., 1986. Downward longwave radiation at the surface in clear-sky atmosphere: Comparison of measured, satellite-derived and calculated fluxes. Proc. ISLSCP Conf., Rome, ESA SP-248, 257-261.
- Möser, W. et Raschke, E., 1983. Mapping of global radiation and of cloudiness from METEOSAT image data: Theory and ground truth comparisons. *Meteorol. Rdsch.*, **36**, 33-41.
- Moussu, G., Diabaté, L., Obrecht, D. et Wald, L., 1989. A method for the mapping of the apparent ground brightness using visible images from geostationary satellites. *Int. J. Remote Sensing*, **10** (7), 1207-1225.
- Oberhüber, J.M., 1988. An atlas based on the COADS data set: The budgets of heat, buoyancy and turbulent kinetic energy at the surface of the global ocean. Report no. 15, Max-Planck-Institute for Meteorology/Hamburg, Germany, 100 pp.
- Obrecht, D., 1990. *Météorologie solaire et images satellitaires : cartographie du rayonnement solaire, détermination de l'albédo des sols et évaluation de l'enneuagement*. Thèse de doctorat, Université de Nice, 149 pp.

- Obrecht, D., Diabaté, L., Moussu, G. et Wald, L., 1989. SUNSAT Project, final report, contract CEC (EN3S-0112-D (B)) and subcontract Universität Cologne/Armines, Ecole des Mines de Paris, 71 pp.
- Palz, W., ed., 1984. Atlas européen du rayonnement solaire. Préparé par F. Kasten. Volume 1 : Rayonnement global sur une surface horizontale, 2^{ème} édition, CCE, Köln : Verlag TÜV Rheinland.
- Panchev, S., 1971. *Random functions and turbulence*, International Series of Monographs in Natural Philosophy, Volume 32, Pergamon Press, Oxford, 444 pp.
- Pastre, C., 1981. Développement d'une méthode de détermination du rayonnement solaire à partir des données de METEOSAT. *La Météorologie*, VI, 24, 5-15.
- Payne, R.E., 1972. Albedo of the sea surface. *J. Atmos. Sci.*, 29, 959-970.
- Pédelaborde, P., 1991 (nouvelle édition revue et augmentée). *Introduction à l'étude scientifique du climat*, Sedes, Paris, 352 pp.
- Perrin de Brichambaut, C., 1987. Energie solaire, évaluation des ressources utilisables. Rapport interne, Inspection générale de l'aviation et de la météorologie, Paris, France, 66 pp.
- Perrin de Brichambaut, C. et Vauge, C., 1982. Le gisement solaire: évaluation de la ressource énergétique. In *Technique et Documentation*, edited by Lavoisier (Paris, 222 pp.), 51-66.
- Pinker, R.T., 1990. Satellites and our understanding of the surface energy balance. *Palaeogeogr., Palaeoclimatol., Palaeoecol. (Global Planet. Change Sect.)*, 82, 321-342.
- Pinker, R.T. et Ewing, J.A., 1985. Modeling surface solar radiation: Model formulation and validation. *Clim. Appl. Meteorol.*, 24, 389-401.
- Pinker, R.T. et Laszlo, I., 1990. A modified insolation model for satellite observations. *J. Appl. Meteorol.*,
- Pinker, R.T. et Laszlo, I., 1991. Effects of spatial sampling of satellite data on derived surface solar irradiance. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 8 (1), 96-107.
- Pinker, R.T. et Laszlo, I., 1992. Modeling surface solar irradiance for satellite applications on a global scale. *J. Appl. Meteorol.*, 31, 194-211.
- Raschke, E. et Preuss, H.J., 1979. The determination of the solar radiation budget at the earth's surface from satellite measurements. *Meteorol. Rdsch.*, 32, 18-28.
- Raschke, E., Gratzki, A. et Rieland, M., 1987. Estimates of global radiation at the ground from the reduced data sets of the International Satellite Cloud Climatology Project. *J. Climatol.*, 7, 205-213.
- Raschke, E., Stuhlmann, R., Palz, W. et Steemers, T.C., 1991. Solar radiation atlas of Africa. Global and diffuse radiation fluxes at ground level derived from imaging data of the geostationary satellite METEOSAT-2. Publ. for the CEC by A.A. Balkema, Rotterdam, Netherlands.
- Reed, R.K., 1975. Variations in oceanic net longwave radiation caused by atmospheric thermal structure. *J. Geophys. Res.*, 80 (27), 3819-3820.
- Reed, R.K., 1976. On estimation of net long-wave radiation from the oceans. *J. Geophys. Res.*, 81 (33), 5793-5794.
- Rieland, M., Gratzki, A. et Raschke, E., 1986. Inference of the shortwave radiation at ground from ISCCP data sets. In Proceedings of ISLSCP Conference, Rome, Italy, 2-6 December, 1985, 245-250 (ESA SP-248, May 1986).

Robinson, I.S., Wells, N.C. et Charnock, H., 1984. Review article : The sea surface thermal boundary layer and its relevance to the measurement of sea surface temperature by airborne and spaceborne radiometers. *Int. J. Remote Sensing*, **5** (1), 19-45.

Roquet, H., Planton, S. et Gaspar, P., 1993. Determination of ocean surface heat fluxes by a variational method. *J. Geophys. Res.*, **98** (C6), 10211-10221.

Rossow, W.B., Garder, L.C., Lu, P.-J. et Walker, A., 1988. International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP). Documentation of cloud data. World Meteorological Organisation, Technical Document, WMO TD 266.

Rossow, W.B., Brest, C.L. et Garder, L.C., 1989. Global, seasonal surface variations from satellite radiance measurements. *J. Climate*, **2** (3), 214-247.

Saunders, P.M., 1973. The skin temperature of the ocean: A review. Mémoires Société Royale des Sciences de Liège, 6^{ème} série, tome VI, 93-98.

Saunders, R.W. et Kriebel, K.T., 1988. An improved method for detecting clear sky and cloudy radiances from AVHRR data. *Int. J. Remote Sensing*, **9** (1), 123-150.

Schiffer, R.A. et Rossow, W.B., 1983. The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP): The first project of the World Climate Research Programme. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **64**, 779-784.

Schiffer, R.A. et Rossow, W.B., 1985. ISCCP Global Radiance Data Set: A new resource for Climate Research. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **66**, 1498-1503.

Schluessel, P., Emery, W.J., Grassl, H. et Mammen, T., 1990. On the bulk-skin temperature difference and its impact on satellite remote sensing of sea surface temperature. *J. Geophys. Res.*, **95** (C8), 13341-13356.

Schmetz, J., 1989. Towards a surface radiation climatology: Retrieval of downward irradiances from satellites. *J. Atmos. Res.*, **23**, 287-322.

Schmetz, P., Schmetz, J. et Raschke, E., 1986. Estimation of daytime downward longwave radiation at the surface from satellite and grid point data. *Theor. Appl. Climatol.*, **37**, 136-149.

Schmitz, W.J., Jr. et McCartney, M.S., 1993. On the north atlantic circulation. *Reviews of Geophysics*, **31** (1), 29-49.

Simpson, J.J. et Paulson, C.A., 1979. Mid-ocean observations of atmospheric radiation. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **105**, 487-502.

Simpson, J.J. et Gobat, J.I., 1995. Improved cloud detection in GOES scenes over the oceans. *Remote Sens. Environ.*, **52**, 79-94.

Smith, S.D., 1980. Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 709-726.

Smith, S.D., 1988. Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *J. Geophys. Res.*, **93**, 15467-15472.

Smith, W.L. et Woolf, H.M., 1983. Geostationary satellite sounder (VAS) observations of longwave radiation flux. In: Satellite Systems to Measure Radiation Budget Parameters and Climate Change Signals, Int. Radiat. Comm., Igl, Austria, 29 Aug-2 Sept. cf. WMO World Climate Programme Document WCP-70, 36 pp.

Stuhlmann, R., Rieland, M. et Raschke, E., 1990. An improvement of the IMGK model to derive total and diffuse solar radiation at the surface from satellites data. *J. Applied Meteorol.*, **29** (7), 586-603.

- Tarpley, J.D., 1979. Estimating incident solar radiation at the surface from geostationary satellite data. *J. Appl. Meteorol.*, **18**, 1172-1181.
- Taylor, V.R. et Stowe, L.L., 1984. Reflectance characteristics of uniform Earth and cloud surfaces derived from Nimbus 7 ERB. *J. Geophys. Res.*, **89** (D4), 4987-4996.
- Tennekes, H. et Lumley, J.L., 1972. *A first course in turbulence*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 300 pp.
- Trewartha, G.T., 1968 (fourth edition). *An introduction to climate*, McGraw-Hill Book Co., New York, 408 pp.
- Triplet, J.R. et Roche, G., 1977 (2^{ème} édition). *Météorologie générale*, Editions de la Météorologie Nationale, 317 pp.
- U.S. Navy, 1955. Marine Climatic Atlas of the World, Volume I : North Atlantic ocean. xvii + 275 pp.
- U.S. Navy, 1992. Marine Climatic Atlas of the World, Naval Oceanography Command Detachment Asheville & National Climatic Data Center. CD-ROM, version 1.0.
- Van den Berghe, F., 1992. Assimilation de mesures satellitaires dans des modèles numériques par méthodes de contrôle optimal. Thèse de doctorat en Sciences et Techniques, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, France, 143 pp.
- Vanney, J.-R., 1991. *Introduction à la géographie de l'océan*, Institut Océanographique, Paris, Oceanis, Vol. 17, Fascicule 1-2, 1-214.
- Wald, L., 1991. Elaboration d'un algorithme de décontamination des nuages sur une série pendante d'images de capteur à grand champ. Rapport final, Convention de recherche ARMINES/CNES n° 833/CNES/89/6078 du 28/05/1990.
- Wald, L., Sèze, G. et Desbois, M., 1991. Automatic cloud screening in NOAA-AVHRR daytime imagery. Proceedings of the 5th AVHRR Data Users' Meeting, Tromsø, Norway, June 25-28. Darmstadt, Germany: EUMETSAT EUM P09, 89-93.
- WCP-70, 1984. Satellite Systems to Measure Radiation Budget Parameters and Climate Change Signals. Report of an International Meeting of Experts, Igls, Austria, 29 August - 2 september 1983, World Climate Programme Document, 36 pp.
- Webster, P.J., 1994. The role of hydrological processes in ocean-atmosphere interactions. *Reviews of Geophysics*, **32**, 4, 427-476.
- World Meteorological Organization (WMO), 1981. Meteorological aspects of the utilization of solar radiation as an energy source. Annex: World maps of relative global radiation. WMO-No. 557, Technical Note No. 172, Geneva, Switzerland, 298 pp.
- Wu, J., 1992. Variation of the heat transfer coefficient with environmental parameters. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 293-300.

ANNEXES

Annexe A

QUANTITES ASTRONOMIQUES UTILES EN METEOROLOGIE SOLAIRE

Cette annexe a pour but de rappeler quelques définitions d'angles trigonométriques et de relations qui les lient entre eux, utiles pour le calcul du flux solaire incident à la surface océanique. Un exposé très détaillé de toutes les quantités utilisées se trouve dans Iqbal (1983).

La Terre se déplace sur une trajectoire elliptique autour du soleil, ce dernier se situant à l'un des deux foyers. La quantité d'énergie solaire atteignant la Terre est inversement proportionnelle au carré de la distance séparant notre planète de l'astre du jour ; il est donc nécessaire de connaître cette distance, R , de manière précise. La distance moyenne Terre-soleil, R_0 , est de $1,496 \cdot 10^8$ km, aussi appelée unité astronomique (AU).

L'ellipticité de l'orbite terrestre entraîne des fluctuations de R , la terre se trouvant la plus proche du soleil au périhélie (3 janvier) quand $R = 0,983 R_0$ et la plus éloignée de celui-ci à l'aphélie (4 juillet) lorsque $R = 1,017 R_0$. Afin de tenir compte de ces variations, on introduit un facteur correctif de la distance Terre-soleil, f_j , fonction du jour de l'année, noté j :

$$f_j = (R/R_0)^2 = 1 + 0,034 \cos(j' - 3) \quad (\text{éq. A.1})$$

où j' représente l'angle journalier, défini à partir du jour julien j ($j = 1$ au 1^{er} janvier et 365 au 31 décembre à l'exception des années bissextiles) par :

$$j' = (360/365,25)j \quad (\text{éq. A.2})$$

L'équation A.1 est une relation suffisante dans le cadre qui nous intéresse pour la détermination du flux solaire incident à la surface océanique.

Afin de déterminer le rayonnement incident à la surface océanique sur un plan horizontal, il est nécessaire d'établir quelques relations trigonométriques entre la position du soleil dans le ciel et les

coordonnées du point d'observation à la surface terrestre. Ainsi, les principaux angles à définir sont décrits sur la figure A.1, à un temps donné, pour un observateur à la surface terrestre, en traçant par exemple une sphère céleste qui a la Terre pour centre.

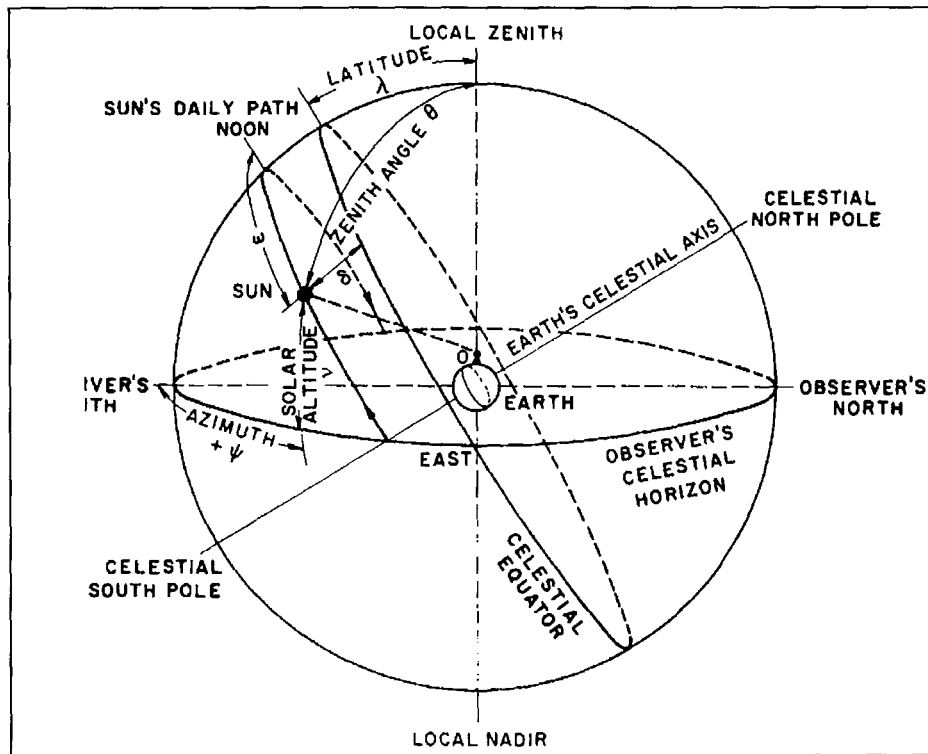


Figure A.1 - Sphère céleste et coordonnées du soleil par rapport à un observateur situé au point O sur la Terre d'après Iqbal (1983).

Nous pouvons alors définir tous les angles importants décrivant la position du soleil.

- L'angle zénithal solaire, θ , représente l'angle formé par le zénith local et la ligne joignant l'observateur et le soleil ($0 \leq \theta \leq 90^\circ$).

- La déclinaison du soleil, δ : c'est l'angle que fait la direction du soleil avec le plan de l'équateur. La déclinaison solaire varie entre $-23^\circ 27'$ (solstice d'hiver) et $+23^\circ 27'$ (solstice d'été) et $\delta = 0$ aux équinoxes. La relation donnant δ est la suivante :

$$\sin \delta = 0,4 \sin[(j' - 80) + 2 \sin(j' - 2)] \quad (\text{éq. A.3})$$

- L'élévation du soleil, ν : c'est la hauteur angulaire du soleil au-dessus de l'horizon céleste de l'observateur ($0 \leq \nu \leq 90^\circ$) ; $\nu = 0$ au lever et au coucher du soleil. C'est l'angle complémentaire du zénith solaire, soit $\nu = 90 - \theta$, en degrés.

- L'azimut solaire, ψ , qui représente l'angle que fait la projection du rayon solaire sur le plan horizontal ($-180^\circ \leq \psi \leq +180^\circ$) ; $\psi = 0$ en direction du sud.

- L'angle horaire, ω : c'est l'angle mesuré entre le plan méridien solaire et le plan méridien de l'observateur ($-180^\circ \leq \omega \leq +180^\circ$) ; $\omega = 0$ à midi solaire et varie de 15° environ par heure. La relation permettant de calculer l'angle horaire est donnée par :

$$\omega = (t_{TSV} - 12) \quad (\text{éq. A.4})$$

où ω est exprimée en heure ; t_{TSV} représente le temps solaire vrai. Lorsque le soleil passe au plan méridien du lieu ($\omega = 0$), il est midi vrai. Le temps solaire est basé sur la rotation de la Terre autour de son axe des pôles et de sa révolution autour du soleil. Un jour solaire est l'intervalle de temps qui sépare deux passages successifs du soleil au plan méridien de l'observateur (environ 24 h). Le temps solaire vrai est donné par :

$$t_{TSV} = t_{TU} + \frac{\lambda}{15} + \Delta t \quad (\text{éq. A.5})$$

où t_{TU} définit le temps universel par rapport au méridien d'origine de Greenwich ; $\frac{\lambda}{15}$ représente une correction de longitude de 4 minutes par degré et Δt est ce que l'on appelle "l'équation du temps", liée au jour julien et à l'angle journalier par une relation assez complexe. Dans la pratique, pour des applications solaires, on utilise la relation suivante où Δt est exprimé en heure décimale :

$$\Delta t = 0,165 \sin[2(j' + 100)] - 0,128 \sin(j' - 3) \quad (\text{éq. A.6})$$

Pour une position géographique donnée, de latitude λ et de longitude φ , en l'absence d'une atmosphère terrestre réfractive, les relations trigonométriques entre le soleil et une surface horizontale sont :

$$\sin v = \sin \delta \sin \lambda + \cos \delta \cos \lambda \cos \omega = \cos \theta \quad (\text{éq. A.7})$$

$$\cos \psi = \frac{\sin v \sin \lambda - \sin \delta}{\cos v \cos \lambda} \quad (\text{éq. A.8})$$

$$\text{ou bien } \sin \psi = \frac{\cos \delta \sin \omega}{\cos v} \quad (\text{éq. A.9})$$

Au lever du soleil, $\theta = 90^\circ$ et $\omega = \omega_{sr}$. D'après l'équation A.7, nous avons :

$$\cos \omega_{sr} = -\tan \lambda \tan \delta \quad (\text{éq. A.10})$$

Il est alors aisé de définir la durée du jour par $t_{dj} = 2 \omega_{sr}$ (en degrés), soit exprimé en heure décimale :

$$t_{dj} = \frac{2}{15} \arccos(-\tan \lambda \tan \delta) \quad (\text{éq. A.11})$$

L'équation A.7 montre que l'élévation du soleil dépend implicitement de la déclinaison solaire *i.e.* du jour de l'année, et de l'angle horaire *i.e.* du temps solaire vrai. Ainsi la dépendance temporelle du rayonnement solaire global incident à la surface terrestre (équation 3.2) est comprise dans v .

Pour ne considérer que les variations intrinsèques au soleil, on est conduit à définir la constante solaire, I_0 . Par définition, c'est la quantité d'énergie solaire dans toutes les longueurs d'onde reçue au sommet de l'atmosphère par unité de temps (une seconde) et par unité de surface (un mètre carré) perpendiculairement aux rayons du soleil, quand la distance Terre-soleil est égale à sa valeur moyenne, R_0 . La mesure systématique de cette constante n'a pu être réalisée que depuis une vingtaine d'années, grâce aux radiomètres embarqués sur les satellites tels NIMBUS-7, ERB-S ou encore la série des NOAA. Cette constante solaire subit des fluctuations, soit sur quelques jours en relation avec les variations de la rotation du soleil et le développement de tâches solaires, soit plus lentement à l'échelle du cycle d'activité solaire sur 11 années. Ces variations liées à l'activité solaire sont cependant très faibles comparées à celles entraînées par l'excentricité de l'orbite terrestre : le flux solaire (I_{0j}) passe en effet de 1410 Wm^{-2} ($SW_{DTOA} = 353 \text{ Wm}^{-2}$) au périhélie à seulement 1320 Wm^{-2} ($SW_{DTOA} = 330 \text{ Wm}^{-2}$) à l'aphélie. Ses variations sont prises en compte dans la relation suivante :

$$I_{0j} = I_0 f_j \quad (\text{éq. A.12})$$

où I_{0j} est la constante solaire "variable" ; il serait donc préférable de parler de facteur solaire, dépendant du jour julien.

La valeur moyenne de la constante solaire, I_0 , actuellement admise par la WMO, d'après la *World Radiometric Reference* (WRR) est de $1367 \pm 4 \text{ Wm}^{-2}$, soit une précision de l'ordre de 0,3%.

Annexe B

VARIABLES D'HUMIDITE

Cette annexe a pour but de présenter quelques définitions concernant certaines variables d'humidité couramment utilisées. Pour plus de détails, le lecteur intéressé se référera à Triplet et Roche (1977).

D'une manière générale, une masse m de gaz parfait est définie par trois paramètres : sa pression P , sa température T et son volume V , non indépendants mais reliés par l'équation d'état suivante :

$$PV = m \mathcal{R} T \quad \text{ou} \quad P = \rho \mathcal{R} T \quad (\text{éq. B.1})$$

où \mathcal{R} est la constante universelle des gaz parfaits, $\mathcal{R} = 8,317 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et ρ est la densité exprimée en kg m^{-3} .

En supposant que la vapeur d'eau et l'air sec se comportent comme des gaz parfaits, c'est-à-dire obéissent à un certain nombre de lois dictées par la thermodynamique des gaz, nous pouvons écrire :

$$p_a = \rho_a R_a T \quad (\text{éq. B.2})$$

$$e = \rho_v R_v T \quad (\text{éq. B.3})$$

où p_a et e représentent respectivement les pressions partielles de l'air sec et de la vapeur d'eau ; ρ_a et ρ_v sont les densités correspondantes ; les constantes spécifiques pour l'air sec, R_a , et pour la vapeur d'eau, R_v , sont définies par $R_a = \mathcal{R} / M_a = 287,04 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $R_v = \mathcal{R} / M_v = 461,64 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, M_a et M_v étant les masses molaires respectives.

Dans un volume d'air atmosphérique fixé, le mélange des deux gaz, air sec et vapeur d'eau, vérifie la loi de Dalton c'est-à-dire que la pression totale du mélange apparaît comme la somme des pressions partielles des deux gaz, soit :

$$p = p_a + e \quad (\text{éq. B.4})$$

où p représente la pression atmosphérique.

Dans un mélange, les constituants se combinent intimement et la composition du mélange est généralement partout la même. Cependant, compte tenu des grandes dimensions de l'atmosphère, la richesse de l'air en vapeur d'eau y diffère d'un point à un autre. Il n'y a donc pas d'équilibre entre les phases gazeuse et liquide, et toute présence d'eau liquide dans une particule humide donnera lieu à un phénomène d'évaporation (sous certaines conditions). L'air humide est donc encore capable d'absorber de la vapeur d'eau. Pour estimer la composition du mélange atmosphérique, formé donc d'air sec et de vapeur d'eau non saturante, c'est-à-dire sa richesse en vapeur d'eau, à l'origine de nombreux phénomènes météorologiques, l'on est amené à définir l'équation d'état de l'air humide. Par analogie à l'équation B.1, il vient :

$$p = \rho_m R_m T \quad (\text{éq. B.5})$$

où R_m est une constante qui dépend de la nature du gaz ; or pour l'air humide, la composition est variable et R_m n'a donc pas de valeur fixe ; ρ_m , la densité de l'air humide, est donnée par :

$$\rho_m = \rho_a + \rho_v = (M_a p_a + M_v e) / \mathcal{R}T = M_a (p - (1 - \varepsilon) e) / \mathcal{R}T \quad (\text{éq. B.6})$$

avec $\varepsilon = \frac{M_v}{M_a} = \frac{R_a}{R_v} = 0,622$. Cependant, il est plus commode d'écrire l'équation B.5 en se ramenant à l'air sec et en incluant la correction d'humidité dans la température. Ainsi, l'équation d'état de l'air humide peut se réécrire :

$$p = \rho_m R_a T_v \quad (\text{éq. B.7})$$

où T_v est la température virtuelle de l'air humide, définie par :

$$T_v = T \left[1 - (1 - \varepsilon) \frac{e}{p} \right]^{-1} \quad (\text{éq. B.8})$$

Physiquement, T_v est la température que devrait avoir l'air sec afin que sa densité atteigne celle de l'air ambiant. Comme $M_v < M_a$, l'air humide a une densité plus faible que celle de l'air sec à la même température de sorte que T_v est toujours supérieure à T . L'écart $T_v - T$ est généralement de l'ordre du kelvin. Il prend de l'importance dans les régions chaudes et humides de l'atmosphère pour atteindre un maximum de 5 K.

Nous avons introduit la température virtuelle T_v et la densité ou humidité absolue ρ_v , qui fournissent une mesure du contenu en vapeur d'eau de l'air. Il existe d'autres variables d'humidité couramment utilisées comme par exemple le rapport de mélange de l'air humide, w_v ; il exprime la

richesse de l'air en vapeur d'eau et représente la masse de vapeur d'eau associée à l'unité de masse d'air sec. En dehors des basses couches et des régions chaudes de l'atmosphère, il reste généralement inférieur à 10^2 ; pour des raisons de commodité, en pratique, w_v est exprimé en grammes de vapeur par kilogramme d'air sec et est donné par :

$$w_v \equiv \frac{m_v}{m_a} = \frac{\rho_v}{\rho_a} \quad (\text{éq. B.9})$$

On distingue aussi l'humidité spécifique décrite par :

$$q_v \equiv \frac{m_v}{m_m} = \frac{\rho_v}{\rho_m} \quad (\text{éq. B.10})$$

L'air saturé est le mélange d'air sec plus de la vapeur d'eau saturante. La pression de vapeur d'eau saturante, e_s , représente la pression maximale de vapeur. L'expérience montre que e_s ne dépend que de la température dont elle est fonction croissante. D'après cette définition, la vapeur saturante doit se trouver en équilibre avec des gouttelettes d'eau ou des cristaux de glace, par exemple en suspension dans l'atmosphère. En général, l'air saturé correspond donc à l'air nuageux. Il y a fréquemment rupture de cet équilibre, ce qui entraîne soit l'augmentation de la quantité d'eau liquide ou de glace, le nuage est alors en voie de formation, soit la dissipation progressive des gouttelettes ou cristaux, ce qui correspond à la dissipation du nuage. La formation des nuages, c'est-à-dire la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique débute en général dès que l'air, initialement humide, devient saturé. Par conséquent, plus l'air est proche de la saturation, plus les chances de formations nuageuses sont élevées. La proximité de la saturation est estimée par l'intermédiaire de l'humidité relative rh_v , exprimée en pour cent, définie par :

$$rh_v \equiv 100 \frac{w_v}{w_{v,s}} \quad (\text{éq. B.11})$$

L'indice s dénote la saturation. Si l'air est sec, $e = 0$ mb, $rh_v = 0\%$; si l'air est saturé à la température T , la vapeur d'eau est saturante avec $e = e_s(T)$ et $rh_v = 100\%$.

Les variables d'humidité sont reliées entre elles par diverses relations telles que :

$$w_v = \frac{q_v}{1 - q_v} = \frac{\varepsilon e}{p - e} \approx \varepsilon \frac{e}{p} \quad (\text{éq. B.12})$$

$$q_v = \frac{w_v}{1 + w_v} = \frac{\varepsilon e}{p - (1 - \varepsilon)e} \quad (\text{éq. B.13})$$

$$T_v = T \left[\frac{1 + (w_v/\varepsilon)}{1 + w_v} \right] = T \left[1 + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) q_v \right] \approx T \left[1 + \frac{w_v}{\varepsilon} \right] \quad (\text{éq. B.14})$$

$$rh_v = \frac{e}{e_s} \frac{p - e_s}{p - e} \approx \frac{e}{e_s} \quad (\text{éq. B.15})$$

Les changements de phase peuvent être décrits par la relation de Clausius-Clapeyron, soit :

$$\frac{d \ln e_s}{dT} = \frac{L_e}{R_v T^2} \quad (\text{éq. B.16})$$

où L_e est la chaleur latente d'évaporation de l'eau à 0°C, $L_e = 2,5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$. En supposant qu'elle ne dépend pas de la température, l'intégration de l'équation B.16 conduit à :

$$e_s(T) = e_s(T_0) \exp \left[\frac{L_e}{R_v} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (\text{éq. B.17})$$

où $T_0 = 0^\circ\text{C} = 273,15 \text{ K}$; expérimentalement, pour $p = 1 \text{ atm}$, on obtient $e_s(T_{or}, p) = 6,11657 \text{ mb}$. Lorsque nous calculons le flux ondes longues net à l'aide des relations semi-empiriques du tableau 4.1 et le flux de chaleur latente grâce à l'équation 5.2, nous avons besoin des pressions de vapeur d'eau à la surface (indice *sfc*) et dans l'air près de celle-ci (indice *a*). Nous faisons l'hypothèse que l'air humide près de la surface océanique est saturé en vapeur d'eau d'où $e(T_a) = e_s(T_a)$ ou encore si rh_v est connue, $e(T_a) = e_s(T_a) rh_v$, et $e(T_{sfc}) = e_s(T_{sfc})$ en accord avec la relation B.17. De même, pour les humidités spécifiques, nous prenons $q_{sfc} = q(p, e_s(T_{sfc}))$ et $q_a = q(p, e_s(T_a))$ d'après la relation B.13. La température du point de rosée, T_{rr} , d'une particule d'air humide est la température à laquelle cette particule devient saturée lorsqu'elle subit un refroidissement isobare.

Les échanges océan-atmosphère dans l'Atlantique subtropical nord-est : apports de Météosat

Résumé

Le travail présenté porte sur l'étude des échanges d'énergie et de matière, au travers du bilan thermique net à la surface océanique, dans une région de l'océan Atlantique nord.

Le flux ondes courtes, terme prépondérant de ce bilan, est déterminé grâce à la méthode Héliosat adaptée aux données de basse résolution spatiale du satellite METEOSAT-4. A méso-échelle, sur une base horaire, nous mettons en relief la grande variabilité du flux solaire à la surface. Les résultats de comparaison avec des mesures *in situ* sur notre zone d'étude sont satisfaisants.

Nous estimons les performances de huit formulations semi-empiriques usuelles sur la restitution du flux ondes longues net en utilisant des moyennes mensuelles climatologiques ou des mesures *in situ* des paramètres surfaciques. Nous testons ensuite une méthode développée pour l'utilisation de données satellitaires. Mais la validation de ce modèle sur notre zone d'étude s'avère plus mauvaise que l'utilisation de simples relations semi-empiriques.

Nous évaluons qualitativement et quantitativement l'impact de l'ennuagement sur les flux radiatifs en réalisant une classification des types de ciels selon la nébulosité totale. Nous réalisons ensuite des moyennes climatologiques des flux de surface étudiés afin d'en déduire le bilan thermique net sur notre zone d'étude et nous analysons ses variations zonales pour les mois de septembre et d'octobre. Dans une dernière partie, nous nous focalisons sur l'observation *in situ* de trois situations météorologiques particulières afin d'estimer l'impact de la variabilité spatio-temporelle pour la restitution de ce bilan. Des variations significatives des flux estimés sont mises en évidence en fonction d'échelles de temps variable ainsi qu'en fonction des méthodes de sous-échantillonnage spatial utilisées pour la construction des images satellitaires.

Mots-clés : Changements climatiques - Interface océan-atmosphère - Flux radiatifs - Flux turbulents - Ennuagement - Modélisation - Télédétection - Météosat.