

COURS D'OCÉANOGRAPHIE

Collection dirigée par P. Bougis, G. Grau & A. Ivanoff

Pierre Morel

Directeur de recherche au CNRS

**INTRODUCTION À LA DYNAMIQUE DE L'ATMOSPHÈRE
DES OCÉANS ET DU CLIMAT**

Notes de cours à l'Université Pierre et Marie Curie, Paris

OCEANIS

série de documents océanographiques

Volume 18 (1992), Fascicule 3



INSTITUT OCÉANOGRAPHIQUE, PARIS

Transfer Co

501.46 551.46
MAR

OCEANIS

série de documents océanographiques

551.46
OCS
(1813)

VOLUME 18

FASCICULE 3

1992

COURS D'OCÉANOGRAPHIE

Collection dirigée par P. Bougis, G. Grau & A. Ivanoff

Pierre Morel

Directeur de recherche au CNRS



INTRODUCTION A LA DYNAMIQUE DE L'ATMOSPHERE, DES OCÉANS ET DU CLIMAT

Notes de cours à l'Université Pierre et Marie Curie, Paris

Édition revue et augmentée

S192(18/3)

INSTITUT OCÉANOGRAPHIQUE



Dynix
144805

195, rue Saint-Jacques
75005 PARIS

AF95-166

2016-0653

OCEANIS

série de documents océanographiques

Pierre Morel

INTRODUCTION A LA DYNAMIQUE DE L'ATMOSPHERE, DES OCÉANS ET DU CLIMAT

Table des matières

Chapitre 1 – Composition et stratification verticale de l'atmosphère	
1.1. Composition et équation d'état de l'air sec	p. 1
1.2. Equilibre hydrostatique de l'atmosphère	p. 3
1.3. Stratification isentrope d'une atmosphère gazeuse	p. 5
1.4. Stabilité de la stratification verticale	p. 7
1.5. Propriétés de l'air humide	p. 10
1.6. Stratification adiabatique humide	p. 13
1.7. Instabilité conditionnelle	p. 14
Chapitre 2 – Composition et stratification de l'Océan	
2.1. Composition de l'eau de mer	p. 17
2.2. Densité de l'eau de mer	p. 18
2.3. Stratification verticale	p. 21
2.4. Stabilité statique de la stratification verticale	p. 24
2.5. Stratification isentrope de l'eau de mer	p. 25
Chapitre 3 – Circulation générale de l'atmosphère	
3.1. Relation géostrophique	p. 29
3.2. Circulation zonale moyenne. Relation du vent thermique	p. 33
3.3. Circulation méridienne moyenne	p. 36
3.4. Circulation de Walker	p. 39
Chapitre 4 – Circulation des océans	
4.1. Relation géostrophique	p. 41
4.2. Circulation océanique superficielle	p. 44
4.3. Remontée d'eau profonde. Pompage d'Ekman	p. 46
4.4. Circulation profonde	p. 48
Chapitre 5 – Bilan énergétique du système océans-atmosphère	
5.1. Energie de l'atmosphère	p. 53
5.2. Energie des océans	p. 56
5.3. Energie potentielle de l'interface océan-atmosphère	p. 58
5.4. Bilan radiatif planétaire	p. 59
5.5. Bilan radiatif à la surface de la Terre	p. 62
5.6. Transports méridiens d'énergie	p. 64
5.7. Cycle global de l'eau	p. 69
Chapitre 6 – Variations climatiques	
6.1. Réalité des variations climatiques	p. 71
6.2. Les variations interannuelles et l'oscillation australe	p. 77
6.3. Histoire climatique de la planète	p. 81
6.4. Déplacement de l'équilibre climatique	p. 83
6.5. Forçages radiatifs, naturels et anthropogéniques	p. 92
6.6. Réponse transitoire du climat	p. 97
6.7. Elévation du niveau des mers	p. 103

INSTITUT OCÉANOGRAPHIQUE

195, rue Saint-Jacques

75005 PARIS

Chapitre 1

COMPOSITION ET STRATIFICATION VERTICALE DE L'ATMOSPHERE

1.1. Composition et équation d'état de l'air sec

L'atmosphère de la Terre est unique dans le système solaire par le fait que l'air est un mélange oxydant, constitué principalement de gaz quasiment inertes (azote, gaz rares, gaz carbonique...) et d'oxygène (20 %). D'une manière plus précise, on trouve :

– Quatre constituants majeurs :

N ₂	proportion moléculaire (en volume) :	0,7809
O ₂	"	0,2095
A	"	0,0093
CO ₂	"	0,0003

– Une grande variété de constituants mineurs dont la fraction moléculaire (concentration en volume) s'exprime en parties par million, ppm (10⁻⁶) ou parties par billion, ppb (10⁻⁹). Parmi ceux-ci, on distingue les gaz rares qui sont des constituants réellement permanents. Ce sont, en plus de l'Argon (A) déjà cité :

Ne	Proportion moléculaire :	18,0 ppm
He	"	5,0 ppm
Kr	"	1,0 ppm
Xe	"	0,09 ppm

Un certain nombre de molécules relativement peu réactives, donc bien mélangées, sont présentes avec une concentration quasi constante. Outre le gaz carbonique (CO₂) déjà cité, on trouve :

CH ₄	Proportion moléculaire :	1,5 ppm
CO	"	0,1 ppm
H ₂	"	0,5 ppm
N ₂ O	"	0,25 ppm
chlorofluorométhanes ou fréons		quelques ppb

Enfin, il existe une multitude de constituants mineurs variables dont la présence dans l'atmosphère résulte soit de réactions photochimiques naturelles (au premier rang l'ozone O₃), soit de réactions biochimiques naturelles ou provoquées par l'agriculture (CH₄, NH₃, SH₂), soit simplement des activités de l'industrie chimique (SO₂, NO₂...). A l'exception de l'ozone, dont la concentration moléculaire peut atteindre 10 ppm dans la stratosphère, les concentrations moléculaires des constituants variables ne sont (encore) que de l'ordre de quelques ppb, mais sont généralement croissantes.

Notons que cette analyse ne tient pas compte du constituant variable le plus important, la molécule H_2O , dont la proportion écrase largement celle des autres constituants mineurs, puisqu'elle atteint 3 % dans l'air saturé d'eau à 25°C. En raison de l'importance particulière de ce constituant variable, les propriétés de l'air humide sont traitées séparément.

En ce qui concerne les phénomènes météorologiques, la complexité chimique de l'air n'est pas significative et on se contentera de noter que l'oxygène O_2 et l'azote N_2 constituent plus de 99 % des molécules présentes dans l'atmosphère. On assimilera l'air sec à un mélange de composition constante et de **masse molaire moyenne** :

$$M_a = 28,9644 \approx 29 \text{ g/mole}$$

L'oxygène, comme l'azote, étant dans les conditions météorologiques normales assez éloignés de leur point de condensation, l'équation d'état des gaz parfaits est une approximation suffisante. Cette équation d'état est la relation entre la pression p et le volume ou la masse volumique ρ de l'air à la température (absolue) T :

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1)$$

Dans cette expression, les quantités sont données dans le système d'unités MKS :

- unité de pression = 1 pascal (Pa),
- unité de masse volumique = 1 $kg\ m^{-3}$,
- unité de température = degré Kelvin (K),
- constante des gaz parfaits : $R = 287\ J\ kg^{-1}\ K^{-1}$ (pour l'air sec)

Noter :

- a) que l'unité pratique de pression en météorologie est le bar (à peu près égal à la pression atmosphérique) ou son sous-multiple le millibar (mb).

$$1\ \text{bar} = 10^5\ \text{Pa}$$

- b) que la constante des gaz parfaits qui apparaît dans la relation (1) est relative à un échantillon d'un kilogramme d'air sec (masse moléculaire M_a). R est donc relié à la constante moléculaire R' (relative à une mole de gaz parfait) par l'expression :

$$R = \frac{R'}{M_a} \quad (2)$$

où $R' = 8,314\ J\ (\text{mole})^{-1}\ K^{-1}$

- c) que la pression atmosphérique standard au niveau de la mer est $p_0 = 1\ 013\ \text{mb}$, soit environ 10^5 pascal.

1.2. Equilibre hydrostatique de l'atmosphère

Sauf dans leurs mouvements verticaux les plus violents (qui ne peuvent se manifester qu'à une échelle très petite par rapport aux dimensions de la planète), l'atmosphère et la mer ne s'écartent que très peu des conditions de l'équilibre hydrostatique sous l'action de la pesanteur. Cet équilibre est régi par la relation :

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0 \quad \frac{p}{RT} \quad \frac{\partial p}{p} = - \quad (3)$$

dans laquelle p est la pression (Pa), z est l'altitude (m) au-dessus d'un niveau de référence arbitraire que nous fixerons en général au niveau moyen des mers ; ρ est la masse volumique ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$) et g est l'accélération de la pesanteur au point considéré. On négligera les variations de g en fonction de la latitude et, *a fortiori*, les anomalies locales de gravité pour adopter, au premier ordre d'approximation, la gravité standard :

$$g_0 = 9,80665 \approx 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$$

correspondant à l'accélération de la pesanteur à la latitude de Greenwich (ou de Paris) et au niveau de la mer.

En utilisant l'équation d'état (1), on déduit de la relation hydrostatique (3) une relation différentielle, en un lieu et à un instant donnés, entre la pression et l'altitude :

$$\frac{dp}{p} = - \frac{g}{RT} dz = - \frac{dz}{H} \quad (4)$$

où on a introduit (définition), la **hauteur d'échelle H** de l'atmosphère. Il est évident que H dépend de la composition ou de la masse moléculaire de l'air (par l'intermédiaire de R) et surtout de la température.

L'approximation la plus simple pour intégrer la relation (4) consiste à remplacer T par une température moyenne constante, c'est-à-dire à adopter une hauteur d'échelle constante. Dans cette approximation :

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (5)$$

où p_0 est la pression atmosphérique au niveau de référence ($z = 0$). On rappelle que la **pression atmosphérique standard** au niveau de la mer est :

$$p_0 = 1 \text{ atm} = 1,01325 \times 10^5 \text{ Pa}$$

Handwritten notes:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{p}{RT} g = 0$$

$$\frac{\partial p}{p} = - \frac{g}{RT} dz$$

$$p = \rho g z$$

$$p = pRT$$

Bien que la température de l'air soit loin d'être constante et décroisse sensiblement avec l'altitude, la relation (5) donne un ordre de grandeur utile. On retiendra que la pression décroît approximativement d'un facteur 2 chaque fois que l'on s'élève de 5 km, conformément au tableau ci-dessous :

Altitude z(km)	Pression p (mb)
0	1 000
5	500
12	200
17	100
.....
50	1

L'observation (au moyen de ballons sondes) montre que la température de l'air décroît avec l'altitude suivant des profils variables (Fig. 1.1) mais proches, dans les premiers kilomètres, de lois linéaires de la forme :

$$T(z) = T_0 + \Gamma z$$

où le gradient $\Gamma = dT/dz$ est de l'ordre de $-6,5 \text{ }^\circ\text{C}$ par kilomètre. Une approximation plus précise de la variation de p en fonction de l'altitude est donc obtenue en intégrant la relation différentielle :

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{RT_0} \frac{dz}{\left(1 + \frac{\Gamma z}{T_0}\right)} = -\frac{g}{R\Gamma} d \text{Log} \left(1 + \frac{\Gamma z}{T_0}\right)$$

d'où :

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{\Gamma z}{T_0}\right)^{-g/R\Gamma} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-g/R\Gamma} \quad (6)$$

L'expression (6) est la base du calcul du champ de pression p(x,y,z) à partir des pressions mesurées au niveau du sol et des profils de température observés (assimilés à une succession de segments linéaires). Il est évident que la correspondance pression-altitude dépend du lieu et du temps t, de sorte qu'une **surface isobare** p(x,y,z) = constante, déterminée par cette méthode à un instant t donné, n'est pas horizontale. Il en découle que la résultante des forces de pression a une composante horizontale non nulle, qui est la cause du mouvement horizontal des masses d'air.

Cependant, la pression atmosphérique est également utilisée pour estimer l'altitude de vol des avions. Dans ce cas, il est essentiel que deux opérateurs différents calculent la même altitude sur leur « altimètre » (qui est en fait un baromètre), à une pression atmosphérique donnée. Pour ce faire, l'Organisation de l'Aviation Civile Internationale (OACI) a spécifié une relation pression-altitude conventionnelle, fondée sur la définition d'une **atmosphère standard** :

- Air sec ($M_a = 28,9644 \text{ g/mole}$)
- lois (1) et (3)
- g_0 standard

$$\frac{dT}{dz} = -a$$

$$dT = -a dz$$

$$T = -az + T_0$$

$$T = T_0 - az$$

$$= \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-g/R\Gamma}$$

$$p_0 = 1013 \text{ mb.}$$

$$= 10^5 \text{ Pa}$$

- $T_0 = 15^\circ\text{C} = 288,15\text{ K}$ et $p_0 = 1013,25\text{ mb}$ au niveau de référence $z = 0$.
- $\Gamma = -6,5\text{ K/km}$ entre 0 et 11 000 m
- $T = -56,5^\circ\text{C} = \text{constante}$ entre 11 et 20 000 m

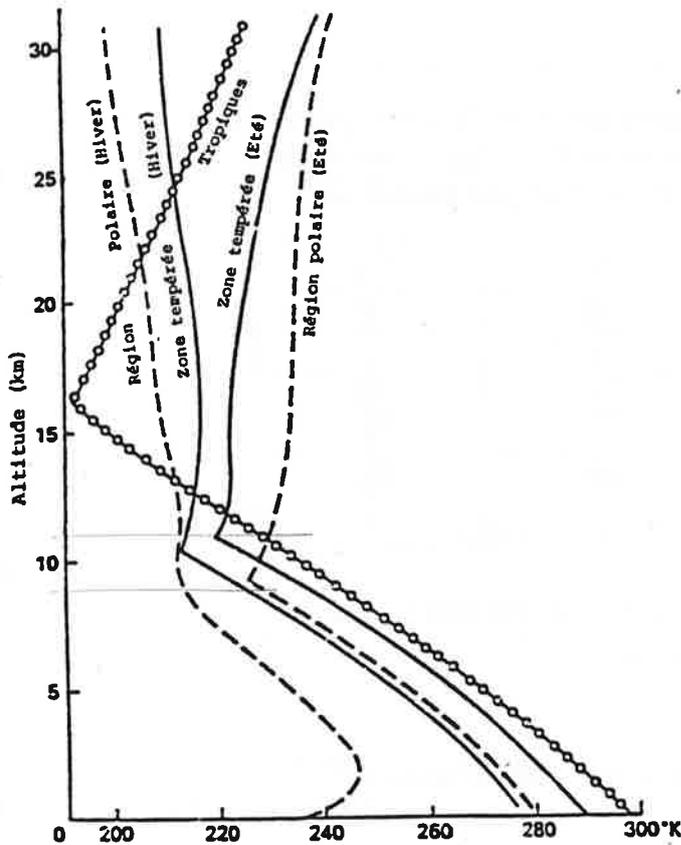


Fig. 1.1 - Profils typiques de la température atmosphérique en fonction de l'altitude pour différentes latitudes.
 - Typical vertical profiles of atmospheric temperature at different seasons and latitude zones.

Noter le changement brusque du gradient vertical dT/dz à une altitude qui varie de quelque 8 km dans l'atmosphère polaire à 17 ou 18 km dans l'atmosphère tropicale (Fig. 1.1). Ce changement de dT/dz se traduit, comme nous le verrons plus loin, par un changement très marqué de la stabilité statique. La couche inférieure est la **troposphère**, caractérisée par une stabilité relativement faible, qui se prête par conséquent à des mouvements verticaux importants (notamment mouvements convectifs générateurs de nuages). La couche supérieure est au contraire beaucoup plus stable. On lui donne le nom de **stratosphère**. C'est le domaine des ondes de gravité et celui d'une visibilité parfaite, en l'absence quasi totale de nuages.

1.3. Stratification isentrope d'une atmosphère gazeuse

On rencontre une stratification « adiabatique », ou plus exactement isentrope, lorsqu'une atmosphère planétaire est animée de mouvements verticaux suffisamment lents pour ne pas s'écarter de l'équilibre mécanique (hydrostatique), mais suffisamment rapides pour que les échanges thermiques, ou le réchauffement/refroidissement par rayonnement, soient négligeables, et lorsque par ailleurs la détente/compression adiabatique **n'entraîne aucun changement d'état**. Dans ce cas, l'air qui s'élève se détend et se refroidit suivant la loi « adiabatique », c'est-à-dire à entropie S constante. Pour un échantillon de 1 kg d'un gaz parfait :

$\rightarrow a = \gamma - 0.01\text{ }^\circ\text{C/m}$

g/RT
 013 mb.
 5 Pa

$$S = C_p \text{ Log } T - R \text{ Log } p + \text{const.} \quad (7)$$

où C_p est la chaleur spécifique du fluide à pression constante.

On rappelle que la chaleur spécifique d'un gaz parfait à pression constante peut être déduite de la chaleur spécifique à volume constant (c_v) par la relation de R. Mayer :

$$C_p = c_v + R$$

D'autre part, c_v dépend de la température et de la forme géométrique des molécules. Dans la gamme de températures usuelles en météorologie, c_v est égale au nombre de degrés de liberté de translation et de rotation possibles multiplié par $R/2$, soit :

Molécules	c_v	C_p
Monotatomique	$\frac{3R}{2}$	$\frac{5R}{2}$
Diatomiques	$\frac{5R}{2}$	$\frac{7R}{2}$
Polyatomiques ($n > 2$)	$\frac{6R}{2}$	$\frac{8R}{2}$

Pour l'air sec (N_2 et O_2 sont diatomiques), on retiendra la valeur :

$$C_p = \frac{7}{2}R = 1005 \text{ J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

Revenant à l'expression (7), on préfère introduire le rapport :

$$\kappa = \frac{C_p - c_v}{C_p} = \frac{R}{C_p}$$

soit $\kappa = 2/7 = 0,286$ pour l'air sec. On obtient alors :

$$S = C_p [\text{Log } T - \kappa \text{ Log } p] + \text{const.} = C_p \text{ Log } (T p^{-\kappa}) + \text{const.}$$

Une transformation isentrope (détente ou compression) laisse donc invariante la quantité $T p^{-\kappa}$ ou, d'une manière plus pratique, la quantité :

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (8)$$

est homogène à une température et porte le nom de **température potentielle** d'une particule d'air à la pression p et à la température (réelle) T . Cette température potentielle pourrait être effectivement obtenue en amenant la particule à la pression standard p_0 par une compression adiabatique. Il résulte des relations (7) et (8) que :

$$S = C_p \text{ Log } \theta + \text{const.} \quad (9)$$

On prouve aisément que la température réelle **décroit linéairement** dans une atmosphère à stratification isentrope. En effet, la dérivée logarithmique de la température potentielle θ , d'après la définition (8), vaut :

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} - \frac{\kappa}{p} \frac{dp}{dz}$$

En rapprochant cette relation de la relation (4) valide, quel que soit le profil de température et en notant que $\kappa/R = 1/C_p$, on trouve :

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} \left[\frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p} \right] \quad (10)$$

de sorte que le profil de température pour la stratification isentrope ($d\theta/dz = 0$) est donné par :

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_s + \frac{g}{C_p} = 0$$

Dans le cas de l'air sec, le gradient de température de la stratification isentrope vaut donc :

$$\Gamma_s = \left(\frac{dT}{dz} \right)_s = - \frac{g}{C_p} = - \frac{9,81}{1005} \approx - 0,01 \text{ } ^\circ\text{C} / \text{m}$$

Ce gradient ($- 10 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{km}$) excède donc largement, en valeur absolue, le gradient réellement observé dans l'atmosphère terrestre.

1.4. Stabilité de la stratification verticale

La stratification isentrope d'un fluide géophysique soumis à la pesanteur correspond à la situation dans laquelle une parcelle de fluide déplacée de manière adiabatique demeure constamment en équilibre avec le fluide environnant (même température et même pression, par conséquent même densité à toute altitude). La stratification est donc **neutre** vis-à-vis des déplacements verticaux adiabatiques. Elle est caractérisée par un gradient de température :

$$\frac{dT}{dz} = \Gamma_s$$

Si le gradient dT_a/dz mesuré est supérieur à Γ_s en valeur algébrique, on voit (Fig. 1.2) qu'une particule d'air que l'on déplacerait vers le haut à partir de son niveau d'équilibre initial, sans échanger de chaleur avec l'environnement, deviendrait plus froid et plus dense que l'atmosphère ambiante, de sorte que la particule retomberait : la stratification est **stable**.

Inversement, une particule d'air qui s'élèverait à partir de son niveau initial d'équilibre se refroidirait moins que l'atmosphère ambiante lorsque $dT_a/dz < \Gamma_s$ (Fig. 2). Dans ce cas, la particule soulevée deviendrait plus légère que l'atmosphère ambiante et continuerait son mouvement ascendant sous l'effet de la force d'Archimède sans revenir au niveau de départ.

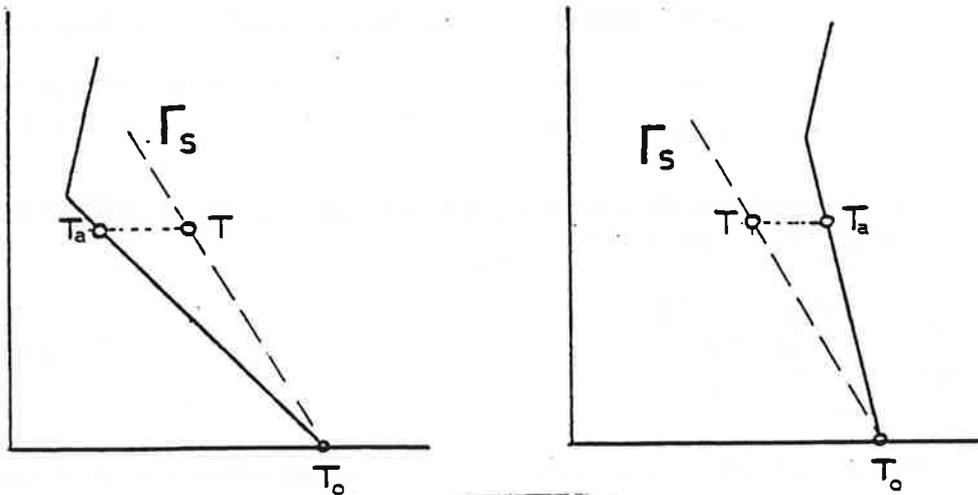


Fig. 1.2 – Profils schématiques de température dans le cas d'une stratification instable (à gauche) et stable (à droite). Le trait interrompu indique le gradient de température adiabatique.

– Temperature profiles for a stable (right) and unstable stratification (left).
The dashed line indicates the adiabatic temperature gradient.

La stratification est alors **instable** ; la moindre perturbation déclenche des **mouvements convectifs** verticaux d'amplitude finie.

Une stratification instable ne peut pas persister à grande échelle, puisqu'elle engendre immédiatement des mouvements convectifs qui effectuent un brassage vertical et rétablissent une stratification neutre. On ne rencontre donc dans la réalité que des stratifications stables ou, à la limite, neutres. Le **degré de stabilité** de la stratification verticale d'un fluide géophysique est mesuré par la fréquence des oscillations (dites de Brunt-Vaisala) d'une particule déplacée par rapport à son niveau d'équilibre.

Oscillations de Brunt-Vaisala

D'une manière générale, considérons un élément de fluide déplacé verticalement, d'une manière adiabatique, à partir du niveau $z = 0$ (par convention) où il était en équilibre avec l'air ambiant à la pression p_0 , avec une masse volumique ρ_0 , une température potentielle θ_0 , etc. Cet élément porté au niveau z , où la pression est p , aura une masse volumique ρ et une température potentielle θ , etc., alors que l'air ambiant a la masse volumique ρ_a et la température potentielle θ_a , etc. L'équation du mouvement vertical d'un échantillon de 1 m^3 est alors :

$$\rho \ddot{z} = -\rho g + \rho_a g$$

Les deux termes du membre de droite sont le poids et la force d'Archimède. On écrira, d'une manière plus compacte :

$$\ddot{z} + \frac{\rho - \rho_a}{\rho} g = 0 \tag{11}$$

soit, au second ordre près :

$$\ddot{z} - \frac{g}{\rho} \left[\frac{d\rho_a}{dz} - \frac{d\rho}{dz} \right] z = 0$$

S'agissant d'échantillons du même gaz à la même pression, on a :

$$\rho = \frac{p}{RT}$$

donc :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dz}$$

On reconnaît dans la relation (11) l'équation d'un oscillateur harmonique dont la pulsation N (improprement appelée « fréquence » de Brunt-Vaisala) est donnée par :

$$N^2 = -\frac{g}{p} \left(\frac{d\rho_a}{dz} - \frac{d\rho}{dz} \right)$$

Le gradient vertical de pression est le même pour la parcelle et pour l'air ambiant. Par contre, les gradients de température sont $dT/dz = \Gamma_s$ et dT_a/dz , respectivement :

$$N^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{dT_a}{dz} - \Gamma_s \right)$$

soit, d'après la relation (10) :

$$N^2 = \left(\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \right)_a \tag{12}$$

Pour la **troposphère** standard ($\Gamma = -6,5 \times 10^{-3} \text{ K.m}^{-1}$, $\Gamma_s = -10 \times 10^{-3} \text{ K.m}^{-1}$ et température moyenne $T = 250 \text{ K}$), on obtient :

$$N^2 \approx \frac{10 \times 3,5 \times 10^{-3}}{250} = 1,4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$$

$$N \approx 1,2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$$

c'est-à-dire une période d'oscillation :

$$t = \frac{2\pi}{N} = \frac{628}{1,2} = 520 \text{ s}$$

soit environ 9 minutes. Dans la **stratosphère** ($\Gamma \approx 0$), la stratification est plus stable et la période des oscillations plus courte, de l'ordre de 5 minutes.

1.5. Propriétés de l'air humide

L'eau est un constituant important de l'atmosphère en raison de la possibilité de **condensation** de la vapeur avec dégagement d'une forte quantité d'énergie, la chaleur latente de condensation ou de vaporisation de l'eau, et, éventuellement, de **précipitation** vers la surface sous la forme de différents **hydrométéores** (pluie, neige...). Il est inutile d'insister sur l'importance pratique de ces phénomènes d'évaporation, de transport, de condensation et de précipitation qui assurent le renouvellement des ressources en eau douce de la planète.

En outre, l'évaporation avec absorption de la **chaleur de vaporisation** et la condensation avec le dégagement de la même quantité de chaleur constituent le principal véhicule de l'énergie solaire absorbée par la surface terrestre ou océanique vers l'atmosphère.

Enfin, l'eau intervient doublement dans le **bilan radiatif** de la planète. Sous la forme moléculaire (vapeur), l'eau absorbe fortement le rayonnement infrarouge « tellurique » émis par la surface et contribue donc, d'une manière importante, à l'effet de serre de l'atmosphère. D'autre part, l'eau condensée sous la forme de petites gouttelettes demeurant en suspension dans l'atmosphère constitue des **nuages** qui diffusent le rayonnement solaire et absorbent le rayonnement tellurique.

Pour toutes ces raisons, on attache une grande importance à connaître la concentration de la vapeur d'eau dans l'air. Cette concentration est très variable dans le temps et dans l'espace :

- (a) Comme pour n'importe quel mélange de gaz, on peut caractériser la concentration de la vapeur d'eau par sa **pression partielle** p_e (proportionnelle à la concentration numérique des molécules).
- (b) Il est usuel de rapporter cette pression p_e à la pression partielle de la vapeur saturante à la même température, ou **pression saturante** $p_s(T)$. Noter que p_s est une fonction rapidement croissante de la température (Fig. 1.3), suivant approximativement la loi de Clausius-Clapeyron :

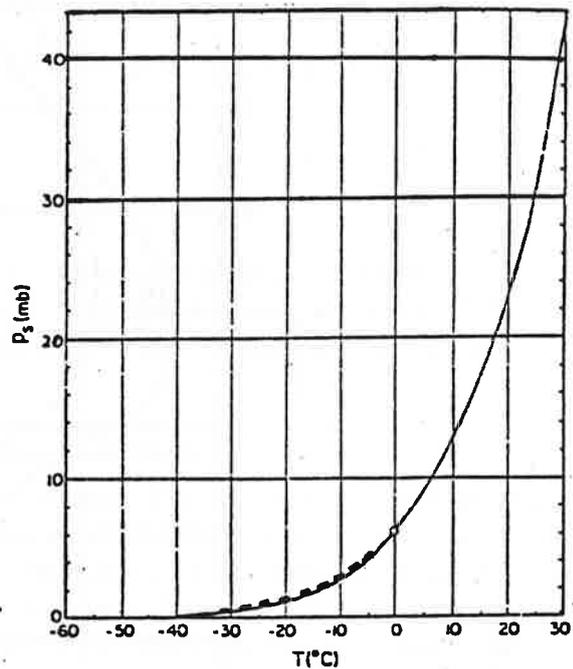
$$p_s = C^{te} \times \exp\left(-\frac{L_v}{RT}\right)$$

où L_v est la chaleur latente de condensation (ou de vaporisation) et T la température absolue. On pourra également utiliser, pour la pression saturante en millibars, la formule empirique plus précise :

$$p_s = \exp\left(\frac{1,81 + 0,08 T (^{\circ}\text{C})}{1 + 0,00412 T (^{\circ}\text{C})}\right)$$

T (°C)	L_v (J.kg ⁻¹)	P_s (mb)
- 10	2,52 x 10 ⁶	2,8
0	2,50 x 10 ⁶	6,1
10	2,48 x 10 ⁶	12,3
20	2,45 x 10 ⁶	23,3

Fig. 1.3 – Pression partielle saturante de vapeur d'eau pour l'eau (trait plein) et la glace (tirets).
– Partial pressure of water vapour under saturation conditions for water (solid line) and ice (dashed line).



On appelle **humidité relative** ou degré hygrométrique le rapport :

$$R = \frac{p_e}{p_s(T)}$$

qui varie de 0 pour l'air parfaitement sec à 1 pour l'air saturé de vapeur d'eau. L'humidité relative est évidemment le facteur qui contrôle le déclenchement du phénomène de condensation.

- (c) Inversement, on peut aussi caractériser la concentration de vapeur d'eau dans l'air (dans des conditions de pression p et de température T données) par la température T_f ou **point de rosée** à laquelle il faudrait refroidir un échantillon d'air pour y déclencher la condensation. En d'autres termes, T_f est la température pour laquelle la pression saturante $p_s(T_f)$ est égale à p_e . Il est évident que $T_f \leq T$. L'atmosphère étant généralement non saturée en eau, T_f est inférieure à T et d'autant plus basse que l'air est plus sec (Fig. 1.4). Le procédé consistant à mesurer la température de condensation T_f est directement mis en oeuvre dans les hygromètres à point de rosée ou indirectement dans les psychromètres (température d'équilibre d'un thermomètre mouillé).

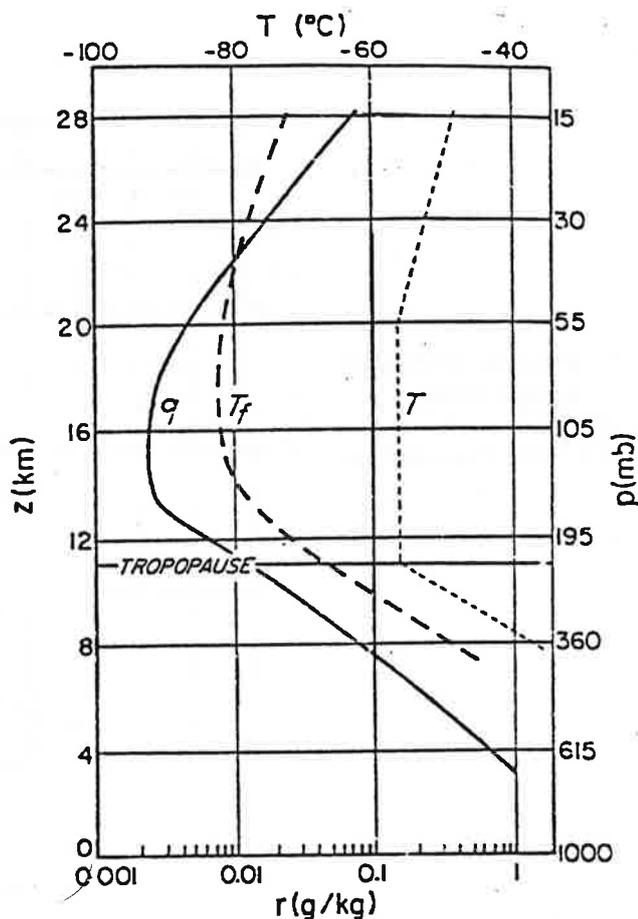


Fig. 1.4 – Distribution moyenne de l'humidité en fonction de l'altitude : q = rapport de mélange (masse) ; T_f = température du point de rosée.
 – Mean vertical distribution of moisture : q = mixing ration ; T_f = dew point (or frost point) temperature.

(d) Finalement on a souvent besoin, dans les calculs physiques, de connaître la concentration en masse de l'eau dans l'air humide. Celle-ci est définie par le **rapport de mélange** (masse d'eau par unité de masse d'air humide) :

$$q = \frac{\text{masse de H}_2\text{O}}{\text{masse totale d'air humide}} = \frac{p_e M_e}{p M_h} \approx 0,62 \frac{p_e}{p}$$

Noter que le rapport de mélange q_s de la vapeur saturante dépend de la température et de la pression. Le tableau ci-dessous donne $q_s \times 10^3$ en fonction de T et de p :

T (°C)	1 000 mb	800 mb	600 mb	400 mb
- 10	1,8	2,2	3,0	4,5
0	3,8	4,8	6,4	9,7
10	7,8	9,7	13,0	19,7
20	15,0	18,8	25,3	38,7

Noter enfin que la masse moléculaire de l'air humide est inférieure à la masse moléculaire de l'air sec (puisqu'on remplace des molécules d'oxygène ou d'azote par des molécules d'eau : $M_e = 18$ g/mole). Un calcul simple montre que :

$$M_h = \frac{(p - p_e)M_a + p_e M_e}{p} = M_a (1 - 0,61 q)$$

De la même manière, la constante des gaz parfaits applicable à 1 kg d'air humide est un peu différente de R. Pour 1 kg d'air sec :

$$R_h = R \frac{M_a}{M_h} \approx (1 + 0,61 q) R$$

Comme q ne dépasse pas, en général, une dizaine de g/kg (c'est-à-dire 10^{-2}), cette correction dépasse rarement 1 % et pourra être négligée dans tous les calculs qui ne font pas appel à la force d'Archimède (c'est-à-dire la « flottabilité » de l'air humide dans l'air sec).

1.6. Stratification adiabatique humide

On appelle détente adiabatique humide le processus d'expansion et de refroidissement, avec condensation de la vapeur d'eau en excès, qui se produit lorsqu'une parcelle d'air humide s'élève dans l'atmosphère. Ce processus est « adiabatique » en ce sens que la parcelle d'air n'échange pas de chaleur avec l'atmosphère environnante. Mais le processus n'est pas isentropique, puisque la condensation de la vapeur d'eau est accompagnée d'un dégagement de chaleur (qui réchauffe le fluide).

La détente adiabatique d'une parcelle d'air devient un processus « humide » lorsque la parcelle est saturée d'humidité. A chaque étape de ce processus, on a alors $q = q_s$.

Pour un déplacement infinitésimal $dz > 0$, le dégagement de chaleur latente est $-L_v dq_s$ et la variation d'entropie est, d'après (8) :

$$dS = C_p \left[\frac{dT}{T} - \kappa \frac{dp}{p} \right] = -L_v \frac{dq_s}{T} \quad (13)$$

D'une manière générale, q_s est une fonction de p et de T (voir tableau § 1.5) et par suite :

$$dq_s = \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right) dT + \left(\frac{\partial q_s}{\partial p} \right) dp$$

En portant cette expression dans (13), il vient :

$$\left[\kappa C_p - L_v \left(\frac{\partial q_s}{\partial p} \right) \frac{p}{T} \right] \frac{dp}{p} = \left[C_p + L_v \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right) \right] \frac{dT}{T}$$

c'est-à-dire une relation de la forme $dT/T = \kappa' dp/p$ qui permet, comme plus haut, de calculer le gradient vertical de température résultant d'un processus de détente adiabatique humide :

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{a.h.}} = - \frac{\kappa' g}{R} = - \frac{\kappa' g}{\kappa C_p}$$

Exemple numérique

Calculer (dT/dz) pour la stratification adiabatique humide au niveau $p = 600$ mb dans l'atmosphère tropicale ($T = -10$ °C et $q_s = 3 \times 10^{-3}$). Le résultat sera le même que celui obtenu à la section 1.3 (stratification isentrope), à cette différence près que le facteur numérique doit être remplacé par :

$$\kappa' = \frac{\kappa C_p - L_v \left(\frac{\partial q_s}{\partial p} \right) \frac{p}{T}}{C_p + L_v \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right)}$$

A une température fixe, la pression saturante de l'eau $p_s(T)$ est une constante et le rapport de mélange est inversement proportionnel à la pression atmosphérique totale p . Donc :

$$\frac{\partial q_s}{\partial p} = - \frac{q_s}{p}$$

D'autre part, à pression atmosphérique p fixée, q_s est proportionnel à $p_s(T)$. En utilisant la relation de Clausius-Clapeyron :

$$\frac{\partial q_s}{\partial T} = \frac{q_s}{p_s} \cdot \frac{dp_s}{dT} = \frac{q_s}{p_s} \left(\frac{p_s L_v}{RT^2} \right) = \frac{q_s L_v}{RT^2}$$

En rassemblant ces expressions, on trouve :

$$\kappa' = \frac{\kappa C_p + \frac{L_v q_s}{T}}{C_p + \frac{L_v^2 q_s}{RT^2}} = \frac{287 + 28,5}{1005 + 944} \approx 0,162$$

Finalement :

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{\kappa' g}{R} = - \frac{0,162 \times 9,8}{287} = - 5,5 \times 10^{-3} \text{ °C/m}$$

On trouve ici l'explication du fait d'observation que le gradient vertical de température de l'atmosphère est, sauf situation météorologique particulière, sensiblement inférieur (en valeur absolue) au gradient isentrope de l'air sec, égal à -10 °C/km.

1.7. Instabilité conditionnelle

Le dégagement de chaleur résultant de la condensation de la vapeur d'eau en excès, dans un processus de détente adiabatique humide, produit un réchauffement (relatif) de la parcelle d'air qui subit cette détente et augmente donc sa « flottabilité ». Dans certaines conditions, ce processus peut entraîner l'instabilité et le développement d'un phénomène de convection profonde.

Pour étudier ce phénomène, il est pratique de définir la température potentielle équivalente :

$$\theta_e = \theta \exp \left(\frac{L_v q}{C_p T} \right) \quad (14)$$

Cette quantité est construite de telle sorte qu'elle demeure (approximativement) invariante au cours d'une détente adiabatique humide aussi bien que sèche. Pour une détente adiabatique sèche, en effet :

$$\theta = \text{Cte (processus isentrope)}$$

$$q = \text{Cte (pas de condensation)}$$

T varie relativement peu.

Pour une détente adiabatique humide, d'autre part (voir équation 13) :

$$dS = C_p d \text{Log } \theta = -\frac{L_v}{T} dq_s$$

donc :

$$d(\text{Log } \theta) = -\frac{L_v}{C_p T} dq_s \approx -d\left(\frac{q_s L_v}{C_p T}\right)$$

(en négligeant encore une fois la variation relativement lente de la température devant celle, beaucoup plus brutale, du rapport de mélange saturant). Dans les deux cas, par conséquent, θ_e est sensiblement constante.

Considérons le diagramme (Fig. 1.5) représentant des profils de température et d'humidité, hypothétiques mais cependant typiques pour l'atmosphère tropicale. θ est la température potentielle de l'atmosphère et θ_e sa température potentielle équivalente, représentant implicitement la distribution de l'humidité atmosphérique. Par ailleurs, on a aussi représenté le profil θ_e^* qui est déduit du profil θ_e en supposant la saturation en vapeur d'eau à tous les

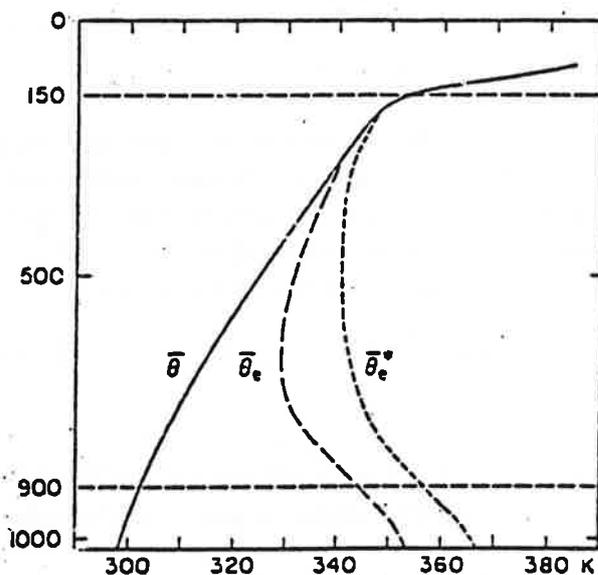


Fig. 1.5 - Profils de température potentielle θ et de température potentielle équivalente θ_e caractéristique de l'atmosphère tropicale. On a tracé également le profil θ_e^* de la température potentielle équivalente de l'air saturé à la température (potentielle) θ .

- Vertical profiles of potential temperature θ and equivalent potential temperature θ_e for typical tropical atmosphere conditions. The dotted line indicates the equivalent potential temperature θ_e^* of saturated moist air at potential temperature θ .

Une parcelle d'air qui s'élève à partir du sol ($\theta = 298 \text{ K} = \text{Cte}$; $\theta_e = 353 \text{ K} = \text{Cte}$) reste sèche jusqu'au niveau de condensation, situé habituellement entre 950 et 850 mb. Dans ces conditions, la stratification est **stable** puisque $\theta < \bar{\theta}$.

Si le mouvement ascendant dépasse le niveau de condensation, on a affaire à un processus adiabatique humide dans lequel θ_e (de la parcelle) est invariant même si sa température potentielle θ augmente. D'autre part, l'humidité relative de la parcelle est 100 % (saturée). On voit cependant que, en-dessous de 850 mb environ, $\theta_e < \bar{\theta}_e^*$ et par suite $\theta < \bar{\theta}$: la parcelle est plus froide que l'air ambiant et la stratification est encore **stable**.

Au contraire, si le mouvement ascendant dépasse le niveau 850 mb, la droite $\theta_e = 353 \text{ K}$ coupe le profil $\bar{\theta}_e^*$ de l'atmosphère ambiante. Dans ces conditions, $\theta_e > \bar{\theta}_e^*$, et par suite $\theta > \bar{\theta}$: la parcelle est plus chaude (plus grande « flottabilité ») que l'air ambiant. La stratification est devenue **instable** et le mouvement ascendant (convection profonde) s'accélère jusqu'à la tropopause où la droite $\theta_e = 353 \text{ K}$ coupe à nouveau (dans l'autre sens) le profil $\bar{\theta}_e^*$ de l'air ambiant.

Cette instabilité, causée par l'augmentation de « flottabilité » résultant du dégagement de chaleur latente, est déclenchée seulement par un mouvement ascendant pré-existant et suffisamment ample pour dépasser le niveau $\theta_e = \bar{\theta}_e^*$. Ceci constitue le phénomène d'**instabilité conditionnelle** d'une atmosphère humide.

Chapitre 2

COMPOSITION ET STRATIFICATION DE L'OcéAN

2.1. Composition de l'eau de mer

Il est bien connu que l'eau de mer diffère de l'eau douce par son contenu en sels minéraux dissous, dont la concentration totale (variable) est, en première approximation, la **salinité**. D'une manière plus précise, la salinité peut être définie comme la masse de substance solide extraite de 1 kg d'eau de mer filtrée après pyrolyse des carbonates et des diverses matières organiques et après remplacement des halogénures par leur équivalent en chlorures. La salinité varie substantiellement, de quelque 10 ‰ dans la mer Baltique jusqu'à environ 40 ‰ en mer Rouge. Par convention, la **salinité standard** des océans est égale à 35 ‰.

Principaux ions :

• Anions :	Cl ⁻	19,35
	SO ₄ ⁻	2,71
	CO ₃ H ⁻	0,14
• Cations	Na ⁺	10,76
	Mg ⁺⁺	1,29
	Ca ⁺⁺	0,40
	K ⁺	0,39
<hr/>		
Total		35,0 g/kg

En pratique, la salinité n'est jamais mesurée directement par titration pondérale, mais déduite de la **conductivité électrique** de l'eau de mer en utilisant une loi de correspondance standard. On a adopté une loi polynomiale qui relie la salinité au rapport de la conductivité de l'échantillon à 15 °C à la conductivité d'une solution standard de KCl (ayant la même conductivité que l'eau de mer normale de salinité 35 ‰) :

$$S = -0,09 + 28,3 R_{15} + 12,8 R_{15}^2 - 10,7 R_{15}^3 + 6 R_{15}^4 - 1,32 R_{15}^5$$

où

$$R_{15} = \frac{\text{Conductivité de l'échantillon à } 15^{\circ}\text{C}}{\text{Conductivité de l'eau standard à } 15^{\circ}\text{C}}$$

Sauf réaction chimique et surtout biochimique au voisinage de la surface (photosynthèse), le contenu en sels dissous est quasi invariant. Il en résulte que les « sources » de salinité sont la concentration par l'effet de l'évaporation ou la dilution par un apport d'eau douce provenant de la pluie, de la décharge des rivières ou de la fusion de glaces marines. Ces effets se produisent au voisinage de la surface ou sur le littoral. On en déduit que **S est une quantité conservative** à l'intérieur d'une masse d'eau océanique profonde.

2.2. Densité de l'eau de mer

D'une manière générale, le volume spécifique (ou massique) de l'eau de mer dépend des trois paramètres qui définissent l'état d'un échantillon : la pression p , la température T et la salinité S . Toutefois, l'eau de mer est peu compressible et, en outre, sa compressibilité dépend peu de T ou de S . On peut donc poser, avec une bonne approximation

$$\alpha \approx \alpha_s(p) + \Delta\alpha(T, S) \quad (1)$$

où :

$$\alpha_s(p) = \alpha(p, T = 0 \text{ }^\circ\text{C}, S = 35 \text{ }^\circ\text{‰})$$

Cette propriété autorise la comparaison de différents échantillons prélevés à différentes profondeurs et ramenés aux mêmes conditions de pression, c'est-à-dire en pratique à la pression atmosphérique p_0 . On comparera donc les valeurs :

$$\alpha_1 = \alpha_s(p_0) + \Delta\alpha(T, S)$$

au volume spécifique α_0 ou à la masse volumique ρ_0 de l'eau distillée à $T = 4 \text{ }^\circ\text{C}$, sous la pression atmosphérique.

$$\rho_0 = 0,999\,972 \text{ g/cm}^3$$

On obtient ainsi une densité numériquement très proche de 1 :

$$d = \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\alpha_0}{\alpha_1}$$

On pose :

$$d = 1 + 10^{-3} \sigma(T, S)$$

Typiquement $\sigma \approx 20$ à 30 , de sorte que $d = 1,02$ à $1,03$. La densité (ou la masse volumique) de l'eau de mer pourra ainsi être représentée par un diagramme à deux entrées T et S .

Par ailleurs, on définit le coefficient de dilatation à pression constante (unité : $(^\circ\text{C})^{-1}$) est :

$$A = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right] \quad (2)$$

Les mesures effectuées à différentes températures et différentes salinités ont donné les valeurs ci-dessous :

T (°C)	Eau douce	Eau de mer standard
- 2	$- 1,05 \times 10^{-4}$	$0,23 \times 10^{-4}$
0	$- 0,67 \times 10^{-4}$	$0,5 \times 10^{-4}$
5	$0,17 \times 10^{-4}$	$1,14 \times 10^{-4}$
10	$0,88 \times 10^{-4}$	$1,7 \times 10^{-4}$
20	$2,1 \times 10^{-4}$	$2,6 \times 10^{-4}$
30	$3,0 \times 10^{-4}$	$3,35 \times 10^{-4}$

Coefficient de dilatation thermique de l'eau
à la pression atmosphérique
(unité : °C⁻¹)

Notion de « masse d'eau »

Au cours d'un mouvement à grande échelle se déroulant au sein de l'océan sans introduction (ou perte) d'eau douce et de chaleur, le contenu en sel et l'accroissement d'enthalpie $C_p \Delta T$ à partir d'un état standard sont des quantités additives invariantes.

Si deux échantillons caractérisés respectivement par les températures et les salinités (T_a, S_a) et (T_b, S_b) sont mélangés dans les proportions A et B pour former un mélange de masse A + B, les caractéristiques du mélange sont :

$$\text{température : } \frac{AT_a + BT_b}{A + B}$$

$$\text{salinité : } \frac{AS_a + BS_b}{A + B}$$

D'une manière générale, lorsque les types a et b sont mélangés en proportions variables, les caractéristiques de l'eau résultante se trouvent sur **une droite** joignant, sur le diagramme $\sigma(T,S)$, le point T_a, S_a au point T_b, S_b . C'est effectivement ce qui est observé dans les cas où l'on peut mettre en évidence l'existence d'un mélange d'eaux d'origines différentes, par exemple l'eau relativement salée et chaude de la Méditerranée mélangée à l'eau relativement froide et peu salée de l'Atlantique (Fig. 2.1). Le caractère conservatif de T et de S permet d'utiliser ces **paramètres hydrologiques** fondamentaux pour caractériser l'origine d'un échantillon d'eau de mer.

Il va de soi que cette détermination est encore ambiguë car des combinaisons d'eaux d'origines différentes peuvent produire les mêmes valeurs T, S. Toutefois, on peut réduire cette ambiguïté en prenant en considération le transport et l'évolution d'autres quantités « conservatives », et particulièrement, les **traceurs chimiques** inertes ou faiblement réactifs comme les fréons, certaines substances nutritives (phosphates...), le gaz carbonique et les carbonates (plus difficiles à utiliser car non-conservatifs), ou les **traceurs radioactifs naturels et artificiels** (tritium d'origine thermonucléaire, isotopes C¹³ et C¹⁴ produits par le rayonnement cosmique, etc.).

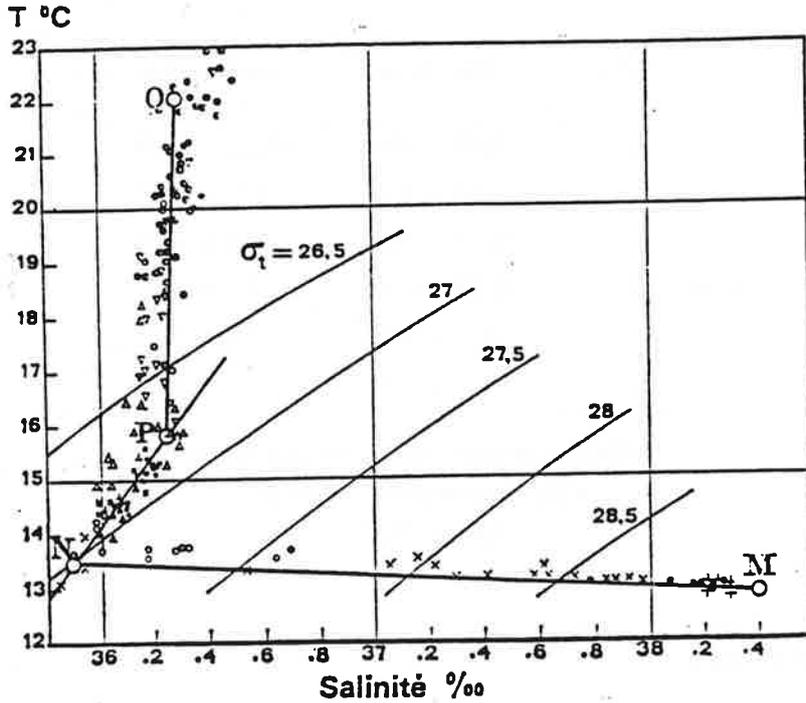


Fig. 2.1 - Température, salinité et densité de l'eau mesurées dans le détroit de Gibraltar à différentes profondeurs. QP = 0-50 m ; PN = 50-150 m ; MN = 150-300 m.
 - Temperature-salinity-density plot of sea water sampled at various depths in the Straits of Gibraltar.

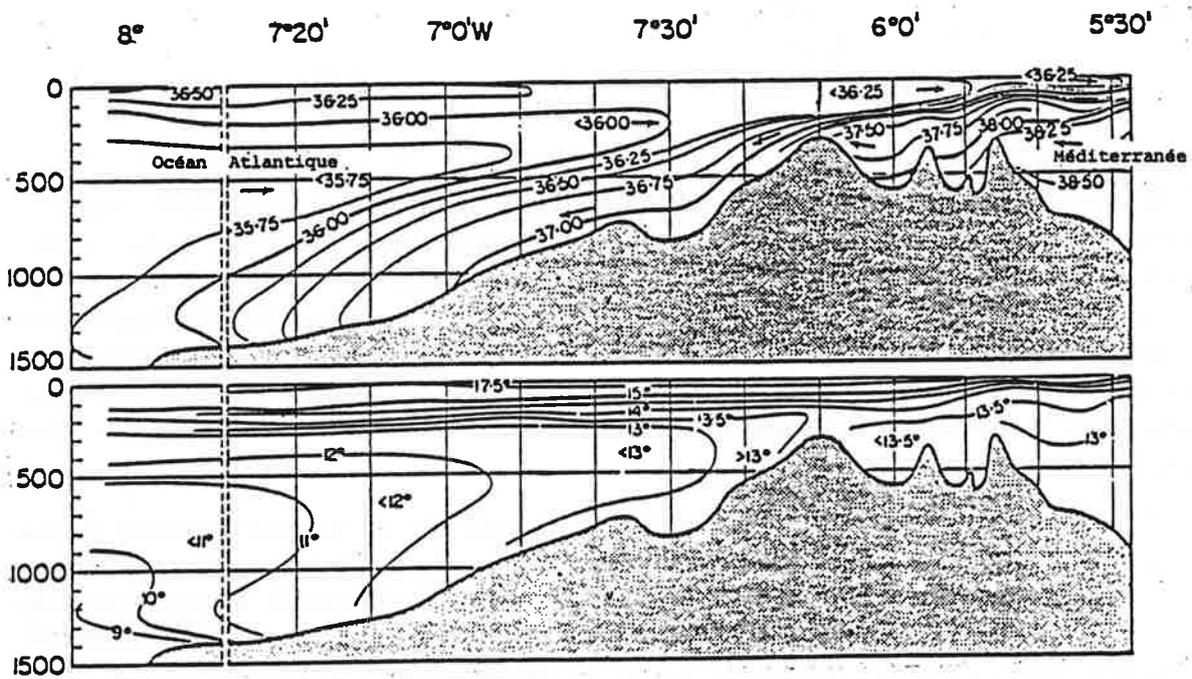


Fig. 2.2 - Distribution de la salinité (en haut) et de la température (en bas) dans le détroit de Gibraltar. Les flèches représentent la direction du courant (d'après Schott).
 - Temperature (lower panel) and salinity (upper panel) distributions through the Straits of Gibraltar. Arrows indicate the direction of the flow (after Schott).

La cartographie tri-dimensionnelle de T, S et des autres traceurs permet donc de préciser la direction et, dans certains cas, la vitesse du transport océanique profond, généralement trop lent pour être déterminé par des mesures directes (Fig. 2.2).

2.3. Stratification verticale

D'un point de vue **dynamique**, on peut distinguer dans l'océan deux couches :

- Une **couche mélangée** constamment agitée par les mouvements turbulents ou convectifs, engendrés par l'effet du vent sur la surface ou les flux de « flottabilité » (chaleur, eau de pluie). Cette couche est donc homogène et caractérisée, à un instant donné, par des profils à peu près uniformes des paramètres thermodynamiques T et S. La couche mélangée répond rapidement aux changements des conditions à la surface, de sorte que ses caractéristiques T,S et son épaisseur sont variables au cours du temps et changent considérablement d'une saison à l'autre (Fig. 2.3).
- Les **eaux sous-jacentes**, stables, où les conditions changent peu au cours d'un cycle annuel.

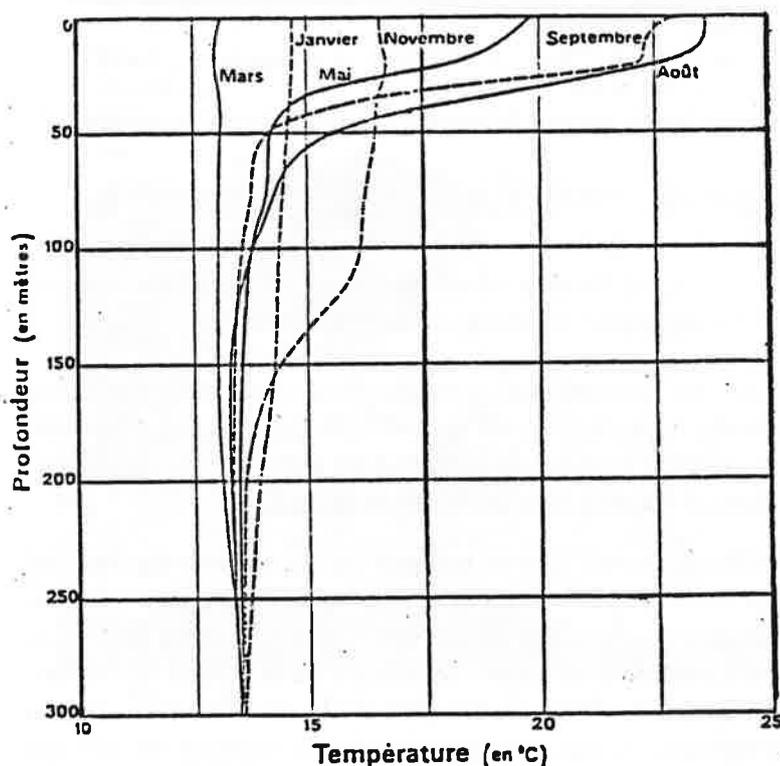


Fig. 2.3 - Profils verticaux de la température en Méditerranée à différentes périodes de l'année (d'après les données relevées par la Station zoologique de Villefranche-sur-Mer).

- *Temperature profiles of Mediterranean waters at different periods of the year (from measurements recorded at the Marine Zoology Station, Villefranche-sur-Mer).*

La transition entre les conditions de la couche mélangée et celle des eaux profondes n'est pas discontinue. On peut donc encore distinguer, sous la couche mélangée, deux couches qui diffèrent nettement par leur stabilité statique :

- Une couche très stable ou **thermocline**, où la température décroît rapidement avec la profondeur. La forte stabilité statique supprime les mouvements turbulents ou convectifs, de sorte que le mélange des propriétés est très lent dans cette couche à fort gradient de température (Fig. 2.4).

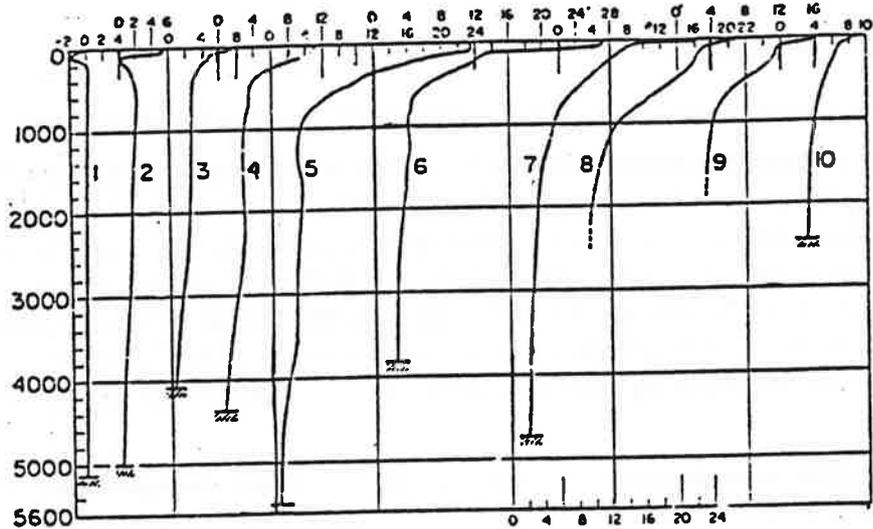


Fig. 2.4 - Profils verticaux de température des eaux de l'océan Atlantique suivant une section approximativement méridienne.

1 = 63° Sud ; 2 = 49° Sud ; 3 = 32° Sud ; 4 = 23° Sud ; 5 = 9° Sud ; 6 = Equateur ; 7 = 18° Nord ; 8 = 34° Nord ; 9 = 58° Nord ; 10 = 78° Nord.

- Temperature profiles of Atlantic waters following an approximate meridian section.

- Les **eaux profondes**, généralement froides et denses, relativement homogènes, dont les caractéristiques (T,S) dépendent de l'origine de la masse d'eau.

A cette structure permanente s'ajoute, pendant l'été, une deuxième thermocline variable (saisonnnière) qui apparaît lorsque les eaux superficielles se réchauffent. Dans certaines conditions, notamment en Méditerranée, le gradient vertical de température est encore plus marqué dans la thermocline saisonnière que dans la thermocline permanente (Fig. 2.3).

L'épaisseur D de la couche mélangée (ainsi que la profondeur de la thermocline) est déterminée par la compétition entre le mélange turbulent engendré par la friction du vent sur la surface et la remontée générale (*upwelling*) des eaux profondes à une vitesse de l'ordre de 4 m par année. Cette épaisseur D est généralement faible pendant l'été (et dans les océans tropicaux) et augmente considérablement pendant l'hiver. On peut d'ailleurs retrouver, dans la structure détaillée d'un profil hydrographique, la trace de la profondeur maximum atteinte par la transition couche mélangée-thermocline au cours de l'hiver précédent (Fig. 2.4).

L'épaisseur $D(x,y,t)$ de la couche mélangée, variable en fonction du temps et du lieu est une information climatologique importante, puisque ce paramètre indique la pénétration dans l'océan d'un changement des conditions à la surface (par exemple, concentration de gaz carbonique ou élévation de température). La climatologie des variations annuelles de D est essentielle pour déterminer le **taux de ventilation** des propriétés des masses d'eau océaniques résultant de leurs échanges avec l'atmosphère (Fig. 2.5).

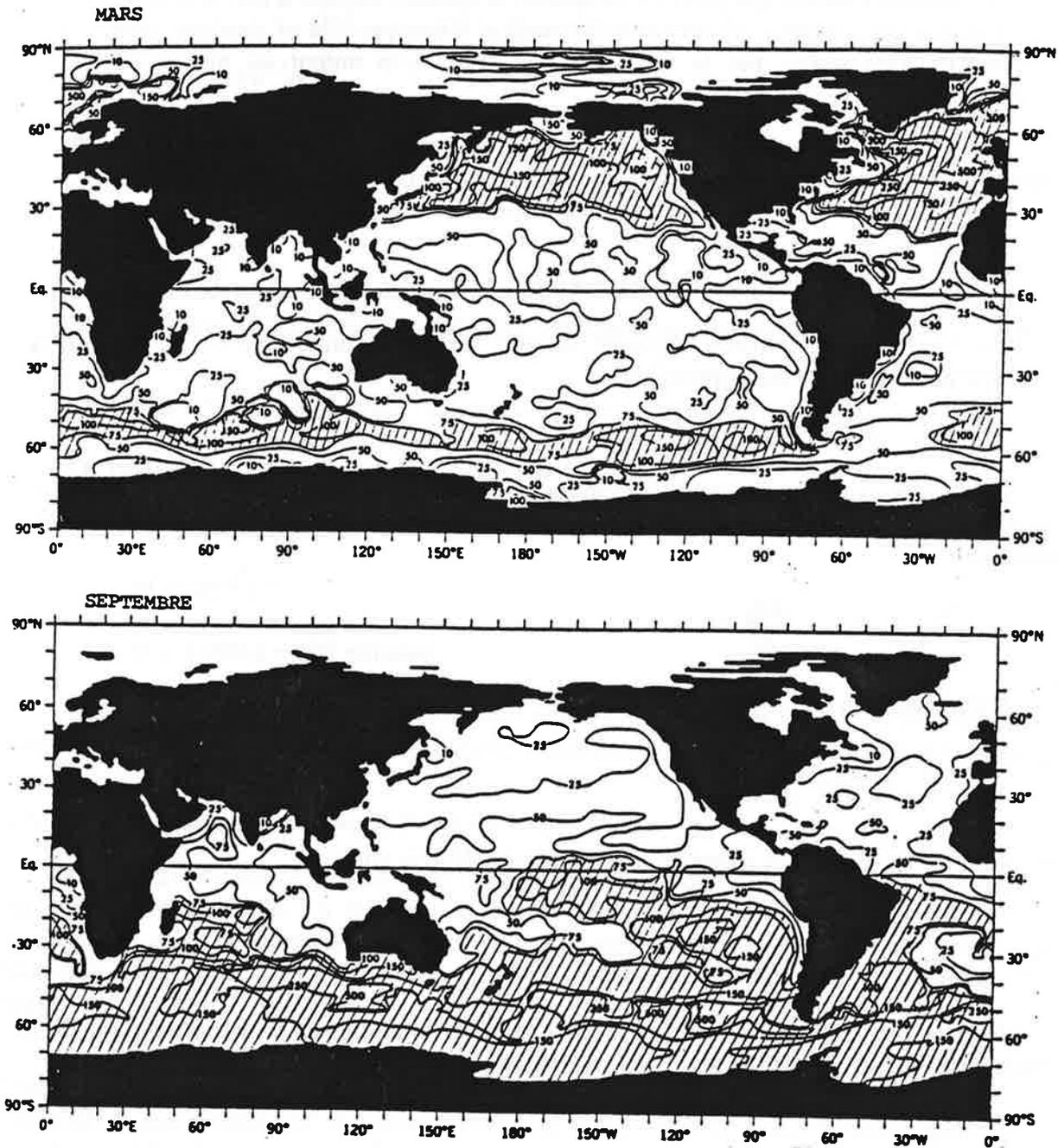


Fig. 2.5 – Profondeur moyenne de la couche mélangée à la fin de l'hiver boréal (mars) et à la fin de l'hiver austral (septembre). Les régions hachurées sont celles où l'épaisseur de cette couche mélangée dépasse 75 m.

– Mean depth of the mixed layer observed at the end of the northern winter (March) and at the end of the southern winter (September). The hatched areas delineate the regions where the height of the mixed layer exceeds 75 m (after Woods : « The World Ocean Circulation Experiment », Nature, 314, p. 505. Reprinted by permission, copyright Macmillan Journals Ltd.).

2.4. Stabilité statique de la stratification verticale

De la même manière que pour l'atmosphère, la stabilité statique d'une couche océanique est déterminée par l'analyse du mouvement vertical d'une parcelle et mesurée, dans le cas d'une stratification stable, par la fréquence des oscillations autour du niveau d'équilibre (oscillations de Brunt-Vaisala).

Dans le cas de l'eau de mer, assimilable en première approximation à un fluide incompressible, on part de l'équation de mouvement (voir chap. 1, Eq. 11) :

$$\ddot{z} + \frac{\rho - \rho_a}{\rho} g = 0 \quad (3)$$

La densité de la parcelle déplacée de son niveau d'équilibre ($z = 0$, $\rho = \rho_0$) reste inchangée pour un fluide incompressible :

$$\rho = \rho_0$$

Par contre, la densité ρ_a du fluide environnant change avec la profondeur en raison du gradient de température (et de salinité), ce qui se traduit par un gradient $d\rho_a/dz$. Au premier ordre en z :

$$\rho_a = \rho_0 + \frac{d\rho_a}{dz} z$$

D'où l'équation du mouvement :

$$\ddot{z} - \frac{g}{\rho_0} \left(\frac{d\rho_a}{dz} \right) z = 0$$

qui est celle d'un oscillateur harmonique de pulsation N telle que :

$$N^2 = - \left(\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right)_a \quad (4)$$

Dans le cas (le plus fréquent) où le gradient de densité négatif résulte d'un gradient de température positif, on introduit le coefficient de dilatation A (voir équation 2) :

$$A = \frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dT} = - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$$

ce qui donne :

$$N^2 = g A \left(\frac{dT}{dz} \right)_a$$

expression exacte dans l'approximation d'un fluide incompressible mais qui doit être corrigée, comme on le verra au paragraphe suivant, lorsque la stratification est proche de la stabilité neutre.

Au niveau d'une **thermocline**, on a par exemple $dT/dz = 0,03 \text{ }^\circ\text{C/m}$ aux alentours de $T = 10 \text{ }^\circ\text{C}$ ($A = 1,7 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$). La fréquence de Brunt-Vaisala sera donc :

$$N^2 = 10 \times 1,7 \times 10^{-4} \times 3 \times 10^{-2} \approx 50 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$$
$$N \approx 7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

d'où :

$$\tau = \frac{2\pi}{N} = \frac{6,3 \times 10^3}{7} \approx 900 \text{ s} = 15 \text{ min}$$

La fréquence des oscillations est donc de 4 cycles par heure. Dans une masse d'eau océanique profonde, le gradient de température est beaucoup plus faible et la température plus basse :

$$T = 5 \text{ }^\circ\text{C}, dT/dz \approx 0,001 \text{ }^\circ\text{C/m}, A = 1,1 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

On trouve pour fréquence de Brunt-Vaisala :

$$N^2 = 10 \times 1,1 \times 10^{-4} \times 10^{-3} = 1,1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$$
$$N \approx 10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$\tau \approx 6\,300 \text{ s} = 105 \text{ minutes}$$

Les oscillations sont donc beaucoup plus lentes (0,56 cycle par heure), ce qui traduit des conditions beaucoup plus proches de la stratification neutre (pour laquelle on aurait $N = 0$).

2.5. Stratification isentrope de l'eau de mer

Le résultat obtenu ci-dessus n'est cependant qu'une approximation fondée sur l'hypothèse d'incompressibilité. En réalité, tout fluide est un peu compressible, et il convient de tenir compte de cette compressibilité pour étudier la statique du fluide au voisinage de la stratification neutre, qui correspondrait à un profil température-pression rigoureusement **isentrope**.

On établira d'abord l'expression de l'entropie pour un échantillon de 1 kg du fluide. D'une manière générale, la quantité de chaleur reçue par un fluide quelconque, soumis à une variation de température dT et une variation de pression dp par l'action d'agents extérieurs, a une forme différentielle (mais qui ne constitue pas une différentielle totale) :

$$dQ = C_p dT + h dp \tag{5}$$

où C_p et h sont les « coefficients calorimétriques ». Il est aisé de construire à partir de (5) les expressions des différentielles totales exactes des **fonctions d'état** : entropie (S), énergie interne I , enthalpie H , qui ne dépendent que des paramètres d'état T , p (et de la salinité dans le cas de l'eau de mer).

L'accroissement différentiel de l'énergie interne est :

$$dI = dQ - p d\alpha$$

et l'accroissement correspondant d'enthalpie est donc :

$$dH = d(I + p\alpha) = C_p dT + (h + \alpha) dp$$

Ceci est l'expression d'une différentielle totale exacte, identique à :

$$dH = \frac{\partial H}{\partial T} dT + \frac{\partial H}{\partial P} dp$$

En calculant, des deux manières possibles, la dérivée seconde croisée $\partial^2 H / \partial P \partial T$, on établit :

$$\frac{\partial C_p}{\partial p} = \frac{\partial h}{\partial T} + \frac{\partial \alpha}{\partial T} \quad (6)$$

De la même manière, on déduit de l'expression de la variation d'entropie :

$$dS = \frac{C_p}{T} dT + \frac{h}{T} dp$$

la relation :

$$\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{C_p}{T} \right) = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{h}{T} \right) \quad (7)$$

soit :

$$\frac{\partial C_p}{\partial p} = \frac{\partial h}{\partial T} - \frac{h}{T}$$

On obtient l'expression de h en comparant les relations (6) et (7) :

$$h = -T \frac{\partial \alpha}{\partial T}$$

En substituant cette expression dans (5), on obtient finalement :

$$dS = \frac{C_p}{T} dT - \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right) dp \quad (8)$$

En utilisant la relation hydrostatique, on déduit :

$$\frac{dS}{dz} = \frac{C_p}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{g}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)$$

La stratification isentrope est celle où le profil vertical de température est tel que $dS/dz = 0$, c'est-à-dire :

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_s = - \frac{gT}{C_p} \left(\frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial T} \right) = - \frac{gAT}{C_p}$$

Pour les eaux océaniques profondes, par exemple : $A = 1,1 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ et $T = 278 \text{ K}$;
 $C_p \approx 1 \text{ cal } (^\circ\text{C})^{-1} \text{ g}^{-1} \approx 4 \text{ 200 J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$. On trouve :

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_s = -\frac{10 \times 278 \times 1,1 \times 10^{-4}}{4 \text{ 200}} = -7,3 \times 10^{-5} \text{ } (^\circ\text{C}) \text{ m}^{-1}$$

soit approximativement $-0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$ par km. Ce gradient est faible mais cependant aisément mis en évidence par les mesures hydrographiques dont la précision atteint couramment $0,01 \text{ } ^\circ\text{C}$ (Fig. 2.6).

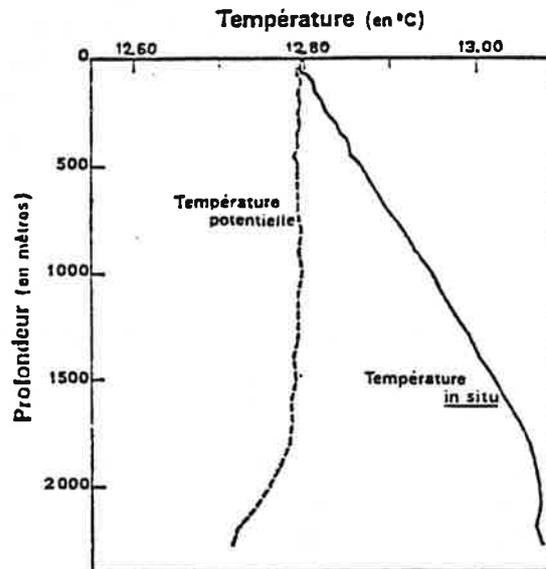


Fig. 2.6 - Profils de température réelle (*in situ*) et de température potentielle dans le golfe du Lion en février 1969 (d'après le Laboratoire d'Océanographie physique du M.N.H.N.).

- Vertical profiles of real (*in situ*) temperature and potential temperature in the Gulf of Lion, in February 1969 (from the Laboratoire d'Océanographie physique, Muséum national d'Histoire naturelle, Paris).

On aura donc soin d'utiliser, au voisinage des conditions de stratification neutre, la formule exacte de la fréquence de Brunt-Vaisala :

$$N^2 = \frac{g}{\alpha} \left[\frac{d\alpha_a}{dz} - \left(\frac{d\alpha}{dz}\right)_s \right] = gA \left[\frac{dT_a}{dz} - \left(\frac{dT}{dz}\right)_s \right]$$

ou encore :

$$N^2 = g A \frac{d\theta}{dz} \tag{9}$$

en fonction du gradient de la température potentielle θ , que l'on définit à partir de la température réelle comme il est indiqué ci-dessous :

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{dT_a}{dz} - \left(\frac{dT}{dz}\right)_s = \frac{dT_a}{dz} + \frac{gAT}{C_p}$$

Chapitre 3

CIRCULATION GÉNÉRALE DE L'ATMOSPHÈRE

3.1. Relation géostrophique

La circulation d'un fluide géophysique stratifié sur une planète tournant rapidement comme la Terre est telle que l'accélération complémentaire de Coriolis domine largement l'accélération relative mesurée dans un repère géographique. Ceci est vérifié, avec un degré de précision raisonnable, par l'écoulement atmosphérique (sauf pour certains phénomènes de petite échelle). D'une manière générale :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} \ll 2\vec{\Omega} \times \vec{V}$$

où $\frac{d\vec{V}}{dt}$ est l'accélération d'une particule d'air dans le repère lié à la Terre, $\vec{\Omega}$ est le vecteur vitesse angulaire de la Terre ($\Omega \approx 7 \times 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$) et $2\vec{\Omega} \times \vec{V}$ est l'accélération de Coriolis.

En projection horizontale sur un plan $z = \text{constante}$, l'équation fondamentale de la dynamique se réduit pratiquement à une relation de proportionnalité entre la composante horizontale de l'accélération de Coriolis et la projection du gradient de pression sur le plan horizontal :

$$2\Omega \sin \varphi \vec{k} \times \vec{V} \approx -\frac{1}{\rho} \left(\vec{\nabla} p \right)_{z=\text{Cte}} \quad (1)$$

Cette relation constitue l'**approximation géostrophique** de l'équation fondamentale de la mécanique appliquée à un fluide au mouvement dans un référentiel tournant. La solution de cette équation, lorsque le champ de pression est donné sur le plan $z = \text{constante}$, est le **vent géostrophique** \vec{V}_g :

$$\vec{V}_g = \frac{1}{2\Omega \sin \varphi} \vec{k} \times \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \right)_{z=\text{Cte}} \quad (2)$$

où l'on introduit :

\vec{k} = vecteur unitaire suivant la verticale locale

$\sin \varphi$ = sinus de la latitude

$\vec{\nabla} p$ = composante horizontale du gradient de pression

En projection sur une surface isobare $p = \text{constante}$, la relation géostrophique se réduit de même à une relation de proportionnalité entre la composante horizontale de l'accélération de Coriolis et le gradient du **géopotential** sur la surface isobare, c'est-à-dire à un facteur g près la pente de la surface isobare. Le géopotential est défini par la relation :

$$d\Phi = g dz$$

$$\Phi = \int_{p_1}^{p_0} g dz$$

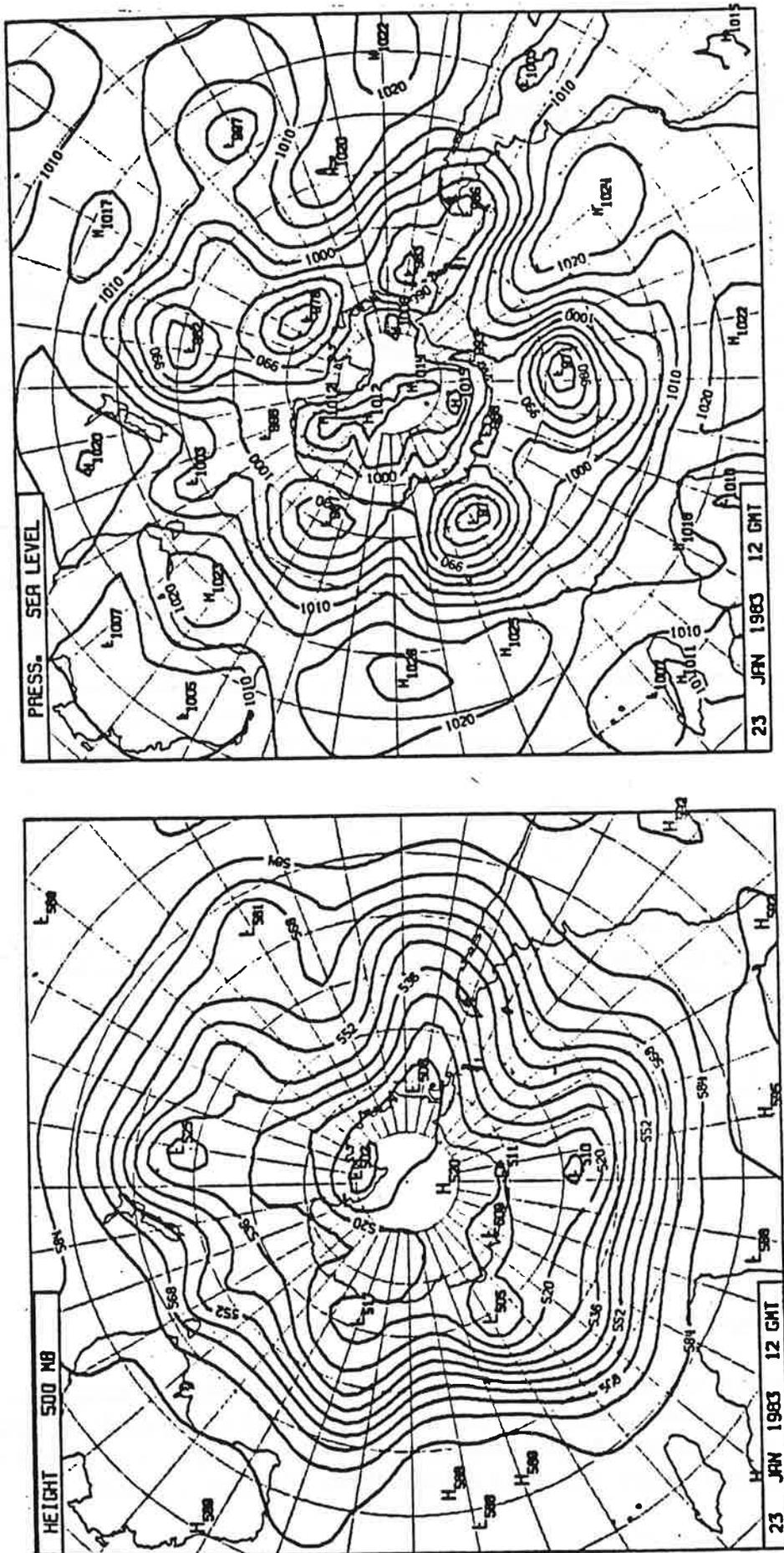


Fig. 3.1 - Géopotentiel de la surface isobare 500 mb (à gauche) et champ de pression atmosphérique au niveau de la mer (à droite). Les altitudes sont données en décimètres et les pressions en millibars (d'après l'analyse du Centre européen de prévision météorologique).
- Geopotential height of the 500 mb isobaric surface (left panel) and atmospheric pressure at sea level (right panel). Altitudes are indicated in decimetres and pressures in millibars (according to the European Centre for Medium Range Weather Forecasts).

Le vent géostrophique est donné par :

$$\vec{V}_g = \frac{1}{f} \vec{k} \times \left(\vec{\nabla} \Phi \right)_{p=Cte} \quad (3)$$

où on a utilisé la notation $2 \Omega \sin \varphi = f$ pour le facteur de Coriolis. Cette relation (ou la relation (2) qui lui est équivalente) traduit la loi de Buys-Ballot, découverte au temps de la marine à voile. Dans l'hémisphère Nord, un observateur qui tourne le dos au vent a les **basses pressions à gauche** et les hautes pressions à droite.

La circulation atmosphérique, ou du moins son approximation géostrophique, peut donc être déduite du **champ de pression** (ou de géopotiel) qui représente la distribution tridimensionnelle de la masse de l'atmosphère. Cette distribution peut être estimée aux **heures synoptiques** conventionnelles (0 et 12 h, temps universel) à partir des mesures de la pression atmosphérique à la surface $p(x,y,0)$ et du profil vertical de température $T(x,y,z)$, effectuées simultanément en un grand nombre de stations par les services météorologiques du monde entier. Ces mesures sont complétées désormais par des observations spatiales (dont on peut déduire la structure thermique de l'atmosphère sur toute la planète une fois toutes les 12 heures avec un satellite météorologique, et même toutes les 6 heures, si on dispose de deux satellites convenablement espacés. On reconstruit le champ de masse ou de pression $p(x,y,z)$ en utilisant la relation hydrostatique développée au chapitre 1 (voir équation (6)). Un exemple du champ de pression atmosphérique au niveau de la mer et du champ géopotiel au niveau 500 mb est donné par la Fig. 3.1.

Si on se rappelle que le vent géostrophique est partout perpendiculaire au gradient horizontal de pression ou au gradient isobare de géopotiel, donc porté par la **tangente** aux lignes de niveau $p = \text{constante}$ ou $\Phi = \text{constante}$, on peut interpréter la Figure 3.1 comme une représentation des **lignes de courant** du champ de vitesse géostrophique.

On reconnaît donc :

- **En altitude** (500 mb), une circulation générale d'ouest vers l'est avec d'importantes excursions vers le Nord et vers le Sud correspondant aux perturbations météorologiques de grande échelle, ou « ondes planétaires ».
- **Au niveau de la mer**, une circulation généralement d'Ouest aux latitudes tempérées avec cependant de fortes perturbations, marquées par des circulations locales fermées, dans le sens positif ou **cyclonique** lorsqu'il s'agit d'une dépression, dans le sens **anticyclonique** autour d'une haute pression.
- **Au niveau de la mer**, on observe encore une ceinture relativement stable de hautes pressions aux latitudes sub-tropicales (30° Nord et 30° Sud), et une circulation régulière d'Est dans la zone inter-tropicale, **les vents alizés**.

D'un jour à l'autre, ces lignes de courant se déforment à mesure que les perturbations de la circulation générale progressent (généralement vers l'Est) et évoluent. On observe cependant que les perturbations à caractère ondulatoire les plus puissantes ont, de préférence, une longueur d'onde correspondant à un **nombre d'ondes** $n = 4$ à 6 autour de la Terre. La théorie du phénomène d'instabilité barocline, qui est à l'origine de ces perturbations, rend bien compte de cette propriété et favorise effectivement $n = 4$ à 6 dans les conditions de la planète Terre.

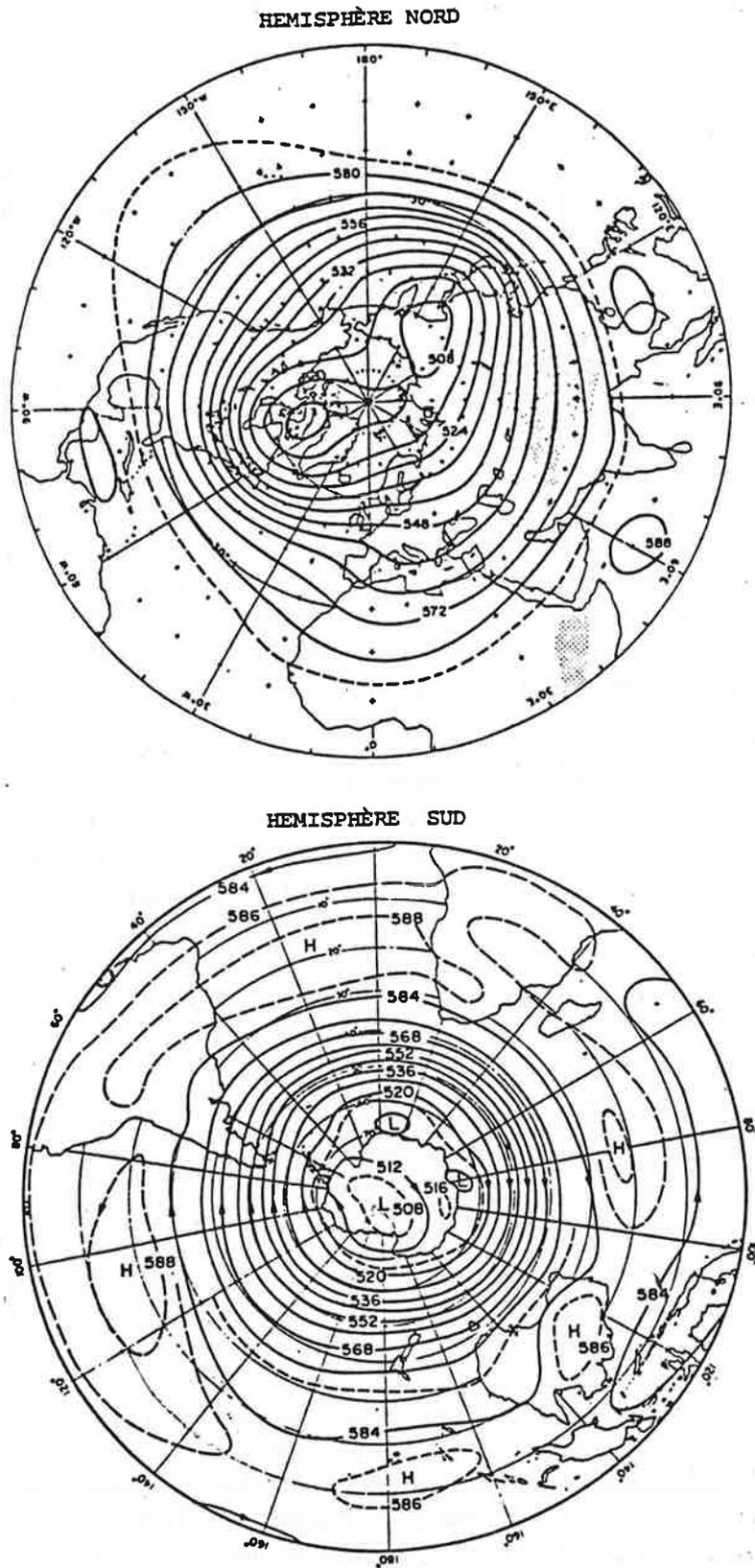


Fig. 3.2 - Circulation atmosphérique moyenne (climatologique) représentée par le champ géopotentiel moyen au niveau 500 mb. Les altitudes sont données en décimètres.
- Mean climatological atmospheric circulation, as represented by the geopotential field at 500 mb. Altitudes are given in decimetres.

3.2. Circulation zonale moyenne. Relation du vent thermique

Etant donné la grande variabilité temporelle de la circulation atmosphérique (au moins aux latitudes tempérées), la première démarche qui vient à l'esprit est de simplifier le problème en considérant la **moyenne climatique**, c'est-à-dire la moyenne arithmétique des valeurs mesurées en un point donné, sur un grand nombre de « réalisations », par exemple tous les jours pendant dix mois de janvier consécutifs. Le résultat (Fig. 3.2) fait apparaître une grande simplification : la circulation moyenne se résume, en première approximation, à deux vortex cycloniques (d'Ouest) autour du pôle Nord et du pôle Sud, et une zone de vents alizés (d'Est) dans les basses couches près de l'équateur. Cependant, la circulation de l'hémisphère Nord contient aussi une composante ondulatoire stationnaire de forte amplitude ($n = 1 - 3$) due manifestement aux effets contrastés des masses continentales et océaniques.

Malgré les ondes stationnaires de l'hémisphère Nord, la circulation moyenne est suffisamment proche de la symétrie zonale autour de l'axe de rotation de la Terre pour permettre une opération de moyenne supplémentaire sur toutes les longitudes sans perdre trop d'information. Cette **moyenne zonale** sera définie pour la composante zonale u du vent par la relation :

$$\bar{u}(\varphi, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} u(\varphi, \lambda, z) d\lambda$$

où φ, λ sont les angles de latitude et de longitude, respectivement. La Figure 3.3 représente la moyenne zonale et climatique \bar{u} en fonction de la latitude φ et de l'altitude (représentée par un niveau de pression entre 0 et 1 000 mb), en janvier (à droite) et en juillet (à gauche), présentée sous la forme d'une **coupe méridienne** de l'écoulement moyen. Les contours représentent les **isotachs**, c'est-à-dire les courbes qui limitent les domaines où le module u de la vitesse zonale dépasse les valeurs indiquées. Cette représentation met en évidence le domaine des **vents alizés** (30° Nord à 30° Sud au niveau de la mer) et les **jets sub-tropicaux**, maximums de vitesse zonale positive (d'Ouest) au niveau 200 mb et à la latitude de 30°. La coupe méridienne fait également apparaître l'extraordinaire **symétrie** saisonnière entre les deux hémisphères (comparer janvier dans l'hémisphère Nord à juillet au Sud).

Notons que les jets sub-tropicaux, relativement stationnaires et fixes dans l'espace, ne sont pas les **jets-streams** des aviateurs. Un jet-stream est un renforcement local de la circulation au passage du creux (thalweg ou dépression) d'une perturbation ondulatoire de la haute troposphère. Le renforcement de la vitesse horizontale peut atteindre aisément 120 noeuds (plus de 200 km/h) et se manifeste principalement aux latitudes 40-50° Nord ou Sud, au niveau 300 mb. Ce phénomène est transitoire, lié à la phase d'une perturbation ondulatoire, et disparaît par conséquent dans l'opération de moyenne zonale comme dans la moyenne climatique.

La circulation moyenne zonale est liée à la carte moyenne zonale de températures par la **relation du vent thermique**. Cette relation est une conséquence directe de la relation géostrophique (3). Soient, en effet, \vec{V}_{g0} le vent géostrophique sur la surface isobare p_0 et \vec{V}_{g1} sur l'isobare p_1 . Soient également $\Phi_0 = \Phi(x, y, p_0)$ et $\Phi_1 = \Phi(x, y, p_1)$ les géopotentiels

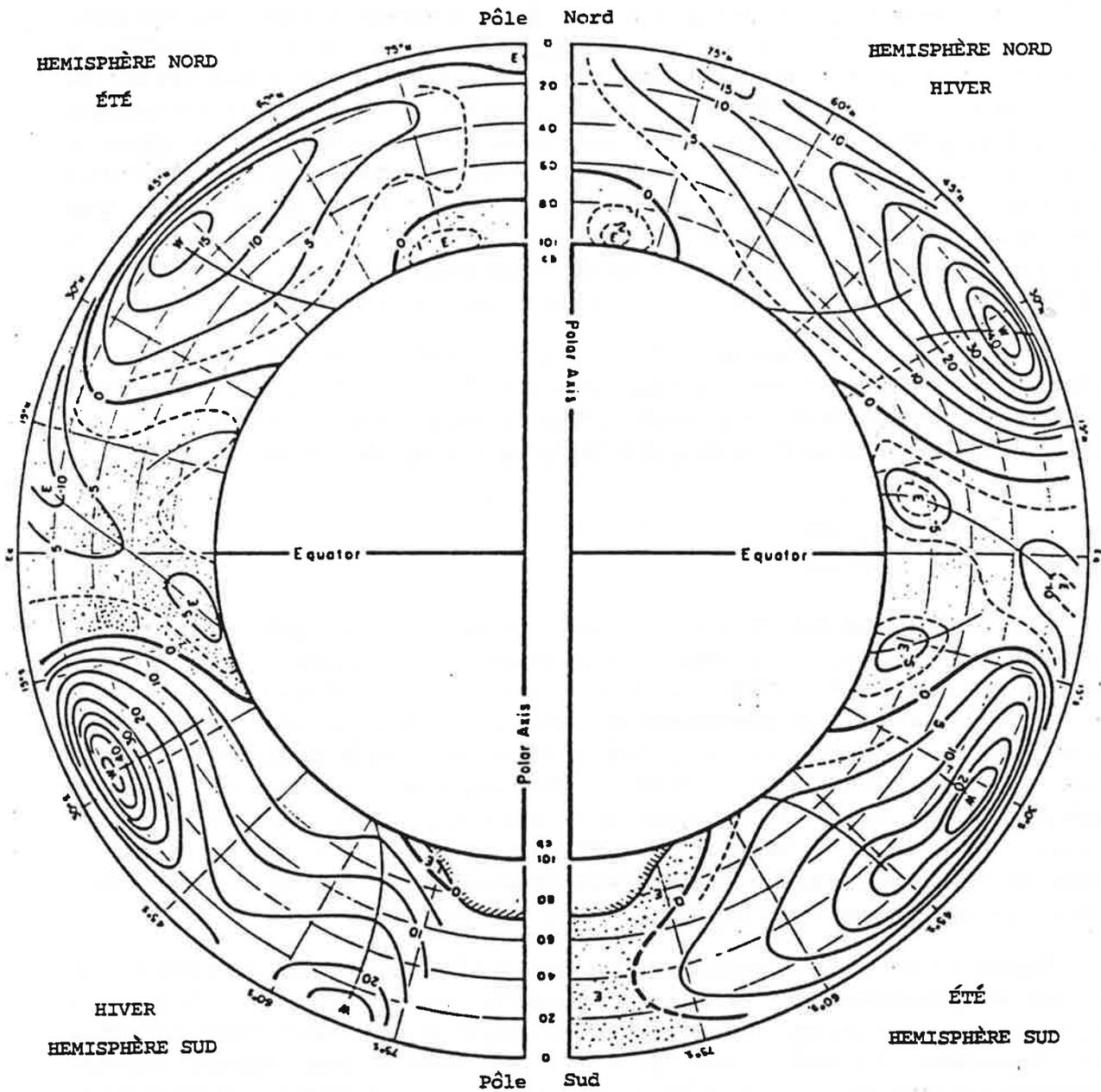


Fig. 3.3 - Distribution zonale moyenne du vent zonal \bar{u} . Les valeurs positives (exprimées en m/s) correspondent au vent d'ouest).

- Mean zonal distribution of the zonal wind \bar{u} . Positive velocities (given in m/s) correspond to westerly winds.

sur l'une et l'autre surfaces isobares. La relation géostrophique appliquée à la différence $\Delta \vec{V}_T$ (« vent thermique ») entre les deux niveaux (Fig. 3.4) donne :

$$\Delta \vec{V}_T = \vec{V}_{g1} - \vec{V}_{g0} = \frac{1}{f} \vec{k} \times \vec{\nabla} (\Phi_1 - \Phi_0)$$

où ∇ est l'opérateur gradient sur une surface isobare et f est le facteur de Coriolis. Faisant appel à l'équation de l'équilibre hydrostatique développée au chapitre 1, on peut écrire :

$$g dz = d\Phi = -\frac{RT}{p} dp$$

d'où :

$$\Phi_1 - \Phi_0 = -R\bar{T} \text{Log} \left(\frac{p_1}{p_0} \right)$$

en définissant la température moyenne \bar{T} de l'air dans la colonne verticale (p_0, p_1). Par suite :

$$\Delta \vec{V}_T = \frac{R}{f} \text{Log} \left(\frac{p_0}{p_1} \right) \vec{k} \times \vec{\nabla} \bar{T}$$

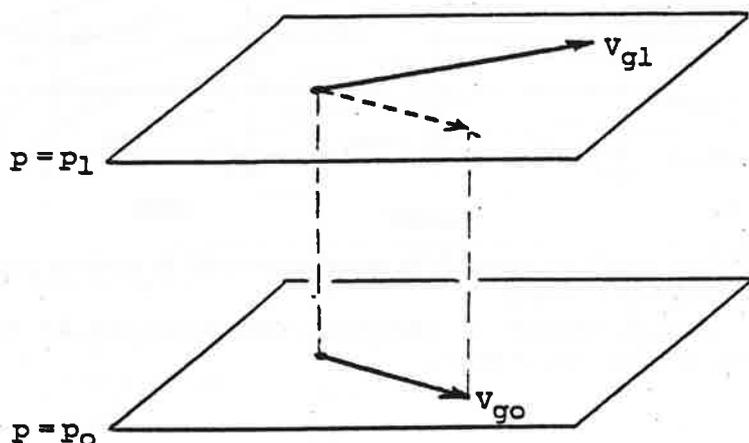


Fig. 3.4 - Le « vent thermique » est la différence entre V_{g1} et V_{g0} .
- The « thermal wind » is the difference between V_{g1} and V_{g0} .

Appliquée à la circulation zonale moyenne, cette relation du vent thermique donne :

$$\Delta u_T \approx -\frac{R}{f} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) \frac{z}{H}$$

où H est la hauteur d'échelle appropriée à la température \bar{T} . Comme le vent est relativement faible au niveau de la mer, cette expression rend bien compte de la croissance du vent zonal avec l'altitude (Fig. 3.3). Puisque le facteur de Coriolis f change de signe au passage de l'équateur, la circulation zonale symétrique correspond à une distribution méridienne moyenne de T également symétrique par rapport à l'équateur (Fig. 3.5).

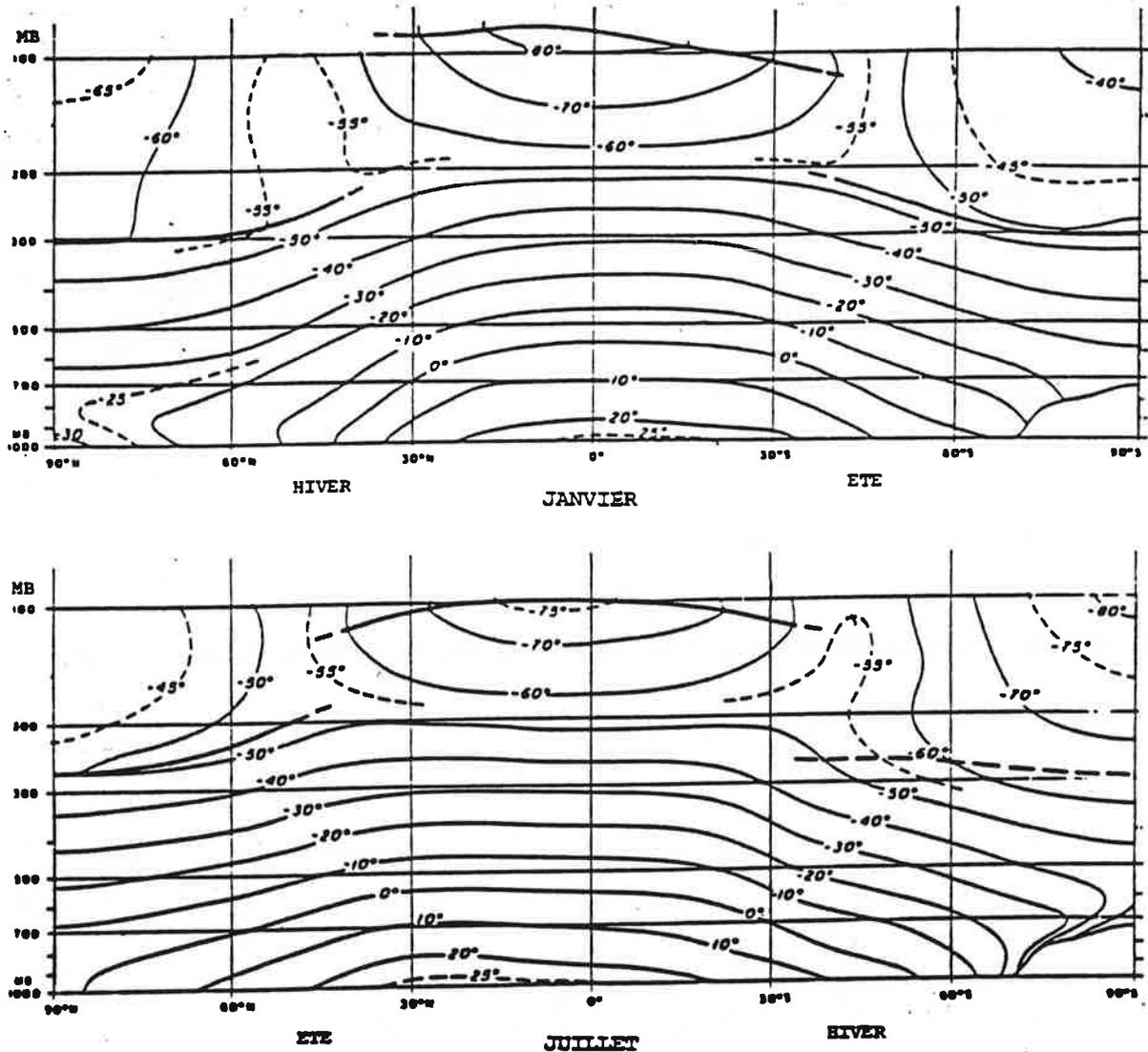


Fig. 3.5 – Distribution zonale moyenne de la température pour le mois de janvier (en haut) et pour le mois de juillet (en bas).
 – Mean zonal distribution of atmospheric temperature for the month of January (upper panel) and July (lower panel).

3.3. Circulation méridienne moyenne

La circulation méridienne moyenne (climatique et zonale) fait intervenir la **divergence** de la vitesse horizontale. Elle est caractérisée par une vitesse méridienne \bar{v} non nulle et des mouvements verticaux ascendants et descendants. La détermination de ces composantes du champ de vitesse sort nécessairement du cadre de l'approximation géostrophique : on vérifiera aisément, en partant de la relation (3), que $\text{div } \bar{V}_g \equiv 0$. Sauf dans les rares régions où le réseau d'observations météorologiques est suffisamment dense et précis, l'estimation du vent divergent (correction à ajouter au vent géostrophique) et de la vitesse verticale est un exercice plein de pièges : les résultats en sont incertains.

On s'accorde cependant à reconnaître dans la circulation méridienne moyenne deux cellules approximativement symétriques par rapport à l'équateur qui constituent la circulation de Hadley (Fig. 3.6). Les cellules de Hadley Nord et Sud se traduisent par un mouvement ascendant au voisinage de l'« équateur thermique » (qui se déplace du Nord au Sud suivant la

saison et l'inclinaison du soleil) et un mouvement descendant (subsidence) aux latitudes subtropicales. La circulation de Hadley subit des variations saisonnières importantes, la cellule étant renforcée dans l'hémisphère d'hiver, mais elle est néanmoins suffisamment persistante pour produire des effets climatiques marqués : pluies abondantes et forêt tropicale ("rain forest") sous l'ascendance, stratification très stable et aridité dans les régions de subsidence (Sahara et Sahel, déserts d'Arabie et du Pakistan, désert de l'Arizona...).

En outre, la conservation du **moment cinétique absolu** par rapport à l'axe de la Terre, au cours du transport méridien effectué par la circulation de Hadley, explique bien les caractères de la circulation zonale entre 30° Nord et 30° Sud : super-rotation (vent d'Ouest) de la masse d'air transportée de l'équateur jusqu'à une latitude sub-tropicale, correspondant au maximum de vitesse au niveau 200 mb, sous-rotation (vent d'Est) de l'air transporté dans les basses couches en direction de l'équateur.

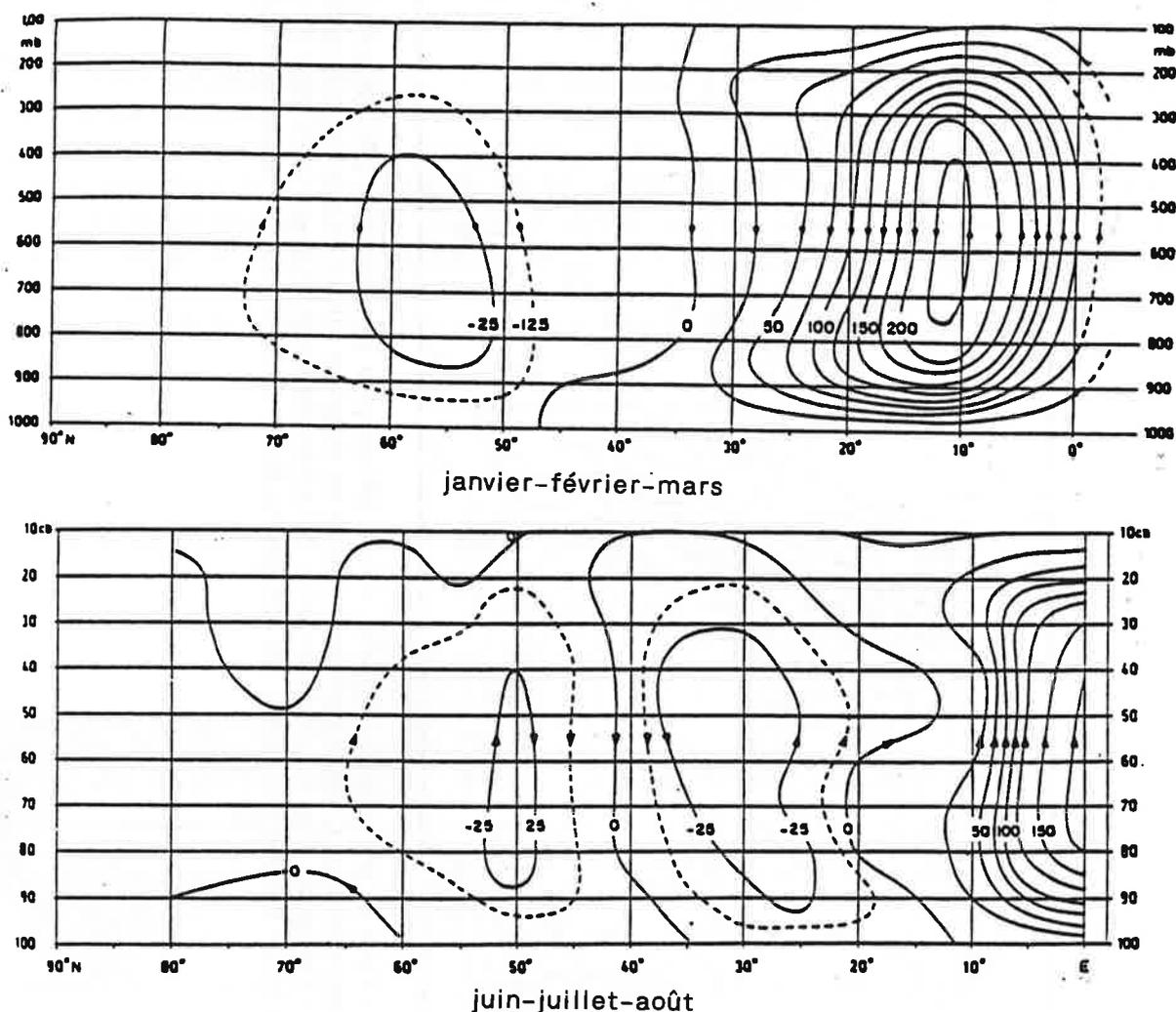


Fig. 3.6 - Lignes de courant de la circulation méridienne moyenne. L'intervalle entre deux lignes de courant successives (trait plein) correspond à un débit massique de 25×10^9 kg/s.

- Streamlines of the mean meridional circulation. The interval between two successive streamlines (solid line) corresponds to a mass flow of 25×10^9 kg/s.

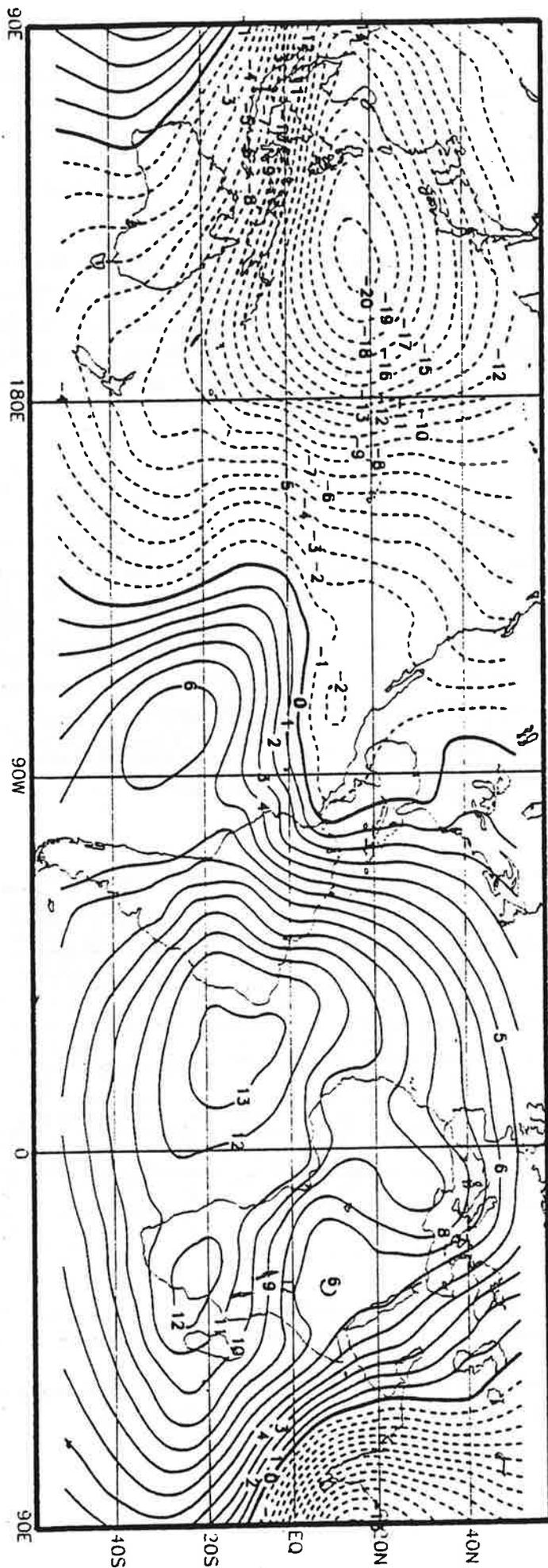


Fig. 3.7 - Carte du potentiel de vitesse au niveau 200 mb pour le mois d'août 1991 (d'après l'analyse du Centre européen de prévision à moyen terme). L'écoulement atmosphérique est dirigé des valeurs les plus basses (négatives) vers les plus hautes.
- Map of the mean velocity potential at 200 mb for the month of August 1991 (after the analysis of the European Centre for Medium Range Weather Forecasts). The atmospheric flow is directed from low (negative) to high values.



3.4. Circulation de Walker

En réalité, la représentation donnée par la circulation méridienne de Hadley, résultant d'une moyenne zonale sur toutes les longitudes, masque de très importants contrastes entre les différentes régions de la zone tropicale. Les mouvements ascendants sont concentrés dans une ou deux régions, tandis que la subsidence est plus largement étalée (Fig. 3.7).

On trouve ainsi une très forte convergence à basse altitude et un mouvement ascendant important sur l'archipel indonésien dans le Pacifique. Cette région est aussi celle où la température superficielle de l'océan est la plus chaude, où le contenu en chaleur latente des basses couches atmosphériques est le plus grand et où la formation de dépressions tropicales et d'ouragans (typhons) est la plus probable. En revanche, la forte subsidence qui persiste généralement sur le Pacifique tropical Sud-Est se place au-dessus d'une région où la température de l'océan est généralement assez froide en raison de la circulation du courant de Humboldt. Cette subsidence est manifestée par la suppression de la couverture nuageuse et l'absence d'ouragans (dans les conditions normales) (Fig. 3.8).

Cette circulation complexe, que l'on commence à découvrir dans les analyses du champ de vitesse fournies par les centres mondiaux de prévision météorologique, peut être schématisée en première approximation par une circulation cellulaire dans le plan équatorial, qui se superpose à la circulation de Hadley. Cette circulation dans le plan équatorial a été nommée circulation de Walker. Elle est manifestement très sensible aux contrastes de température entre le sol et différentes régions de la surface des océans. Elle peut subir des déplacements longitudinaux importants, notamment lorsque se manifestent des anomalies de température de la surface de l'océan Pacifique (phénomène El Niño).

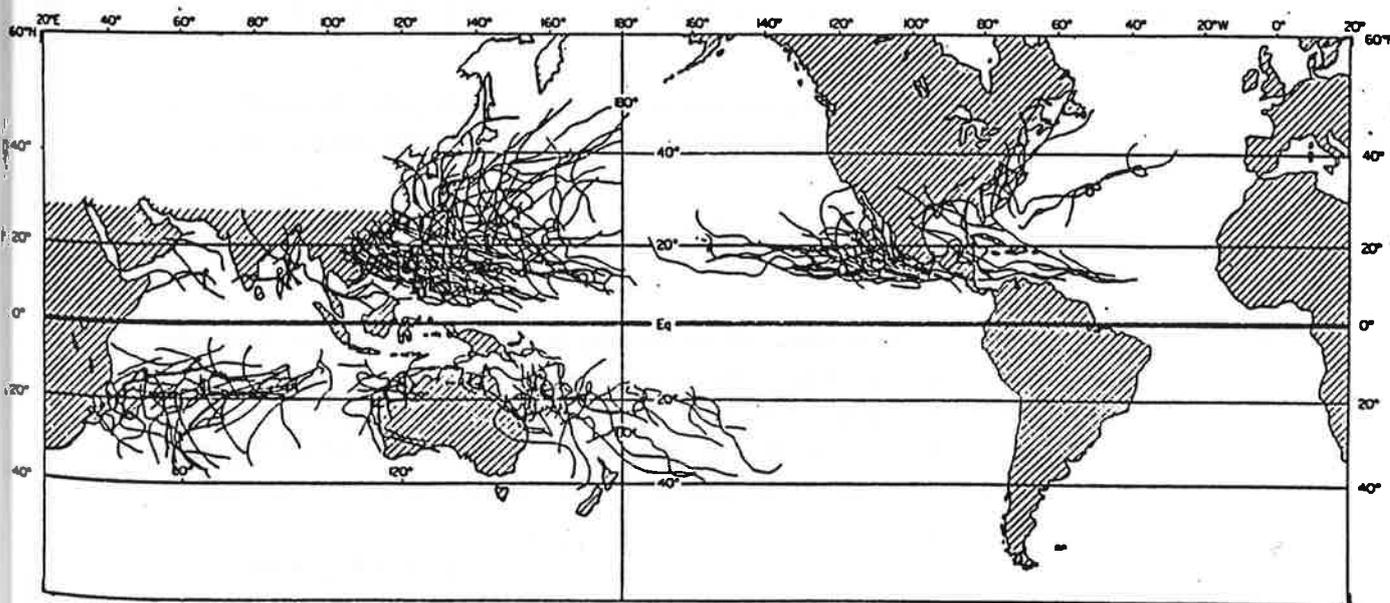


Fig. 3.8 - Traces suivies par les cyclones tropicaux observés pendant une période de trois ans (d'après Gray).

- Tropical cyclone tracks observed during a 3-year period (after Gray).

Phénomènes de mousson

A cette circulation de Walker, on peut rattacher les phénomènes de circulation saisonniers qui résultent de fortes différences de température entre la surface d'un océan tropical et une masse continentale située au Nord (cette configuration ne se présente pas dans l'hémisphère Sud). Le phénomène le plus marquant est la **mousson du Sud-Ouest** qui se déclenche l'été sur l'océan Indien, correspondant à un fort courant d'air marin à basse altitude se dirigeant vers le sous-continent indien, entraîné par la forte source de chaleur constituée par l'Inde et surtout par les hautes terres de l'Himalaya. Un phénomène de même nature, mais d'une amplitude moindre, se produit entre le golfe de Guinée et l'Afrique de l'Ouest.

CIRCULATION DES OCÉANS

4.1. Relation géostrophique

La circulation océanique (vitesse inférieure à, ou de l'ordre de, 1 m/s) étant plus lente que la circulation atmosphérique, la relation géostrophique s'applique avec une meilleure précision (de l'ordre de 1 % aux latitudes tempérées) et reste valable à des latitudes plus basses (jusqu'à 1° de latitude Nord ou Sud). L'essentiel de nos connaissances sur les courants océaniques est donc fondé sur l'application de la relation géostrophique :

$$\vec{V}_g = \frac{1}{f} \vec{k} \times \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \right)_{z=Cte} \quad (1)$$

Le problème revient à déterminer le champ de pression dans un repère x, y, z où z est l'altitude géopotentielle comptée à partir de la surface isopotentielle $z = 0$, dont la forme exacte n'est malheureusement pas connue pour le moment avec une précision suffisante.

L'océanographie classique, basée sur les mesures hydrographiques, est donc obligatoirement fondée sur l'hypothèse de l'existence d'un niveau de référence isobare à une certaine profondeur z_0 (par exemple $z_0 = 2\,000$ m) où le courant géostrophique serait nul. Moyennant cette hypothèse, les données T, S permettent de calculer la masse volumique ρ avec l'aide de l'équation d'état et, par suite, le champ de pression :

$$p(x, y, z) = p(z_0) - \int_{z_0}^z \rho(x, y, z') g dz' \quad (2)$$

Il est facile de voir, d'après (2), que le courant géostrophique coïncide avec un gradient horizontal de densité, c'est-à-dire avec les gradients horizontaux de T et S (Fig. 4.1) puisque :

$$\left(\vec{\nabla} p \right)_{z=Cte} = - \int_{z_0}^z \left(\vec{\nabla} \rho \right)_{z'=Cte} g dz'$$

Au voisinage de la surface, on peut relier directement le courant géostrophique à l'altitude dynamique $h(x, y)$ de la surface libre au-dessus de la surface géopotentielle de référence $z = 0$, dans la mesure où l'océan peut être considéré comme un fluide approximativement homogène de masse volumique ρ_0 . Le champ de pression peut alors être calculé à partir de la surface libre soumise à la pression atmosphérique approximativement uniforme p_0 :

$$p(x, y, z) \approx p_0 + \int_z^{h(x, y)} \rho_0 g dz' = p_0 + \rho_0 g (h - z)$$

d'où l'expression :

$$\left(\vec{\nabla} p \right)_{z=Cte} = \rho_0 g \vec{\nabla} h$$

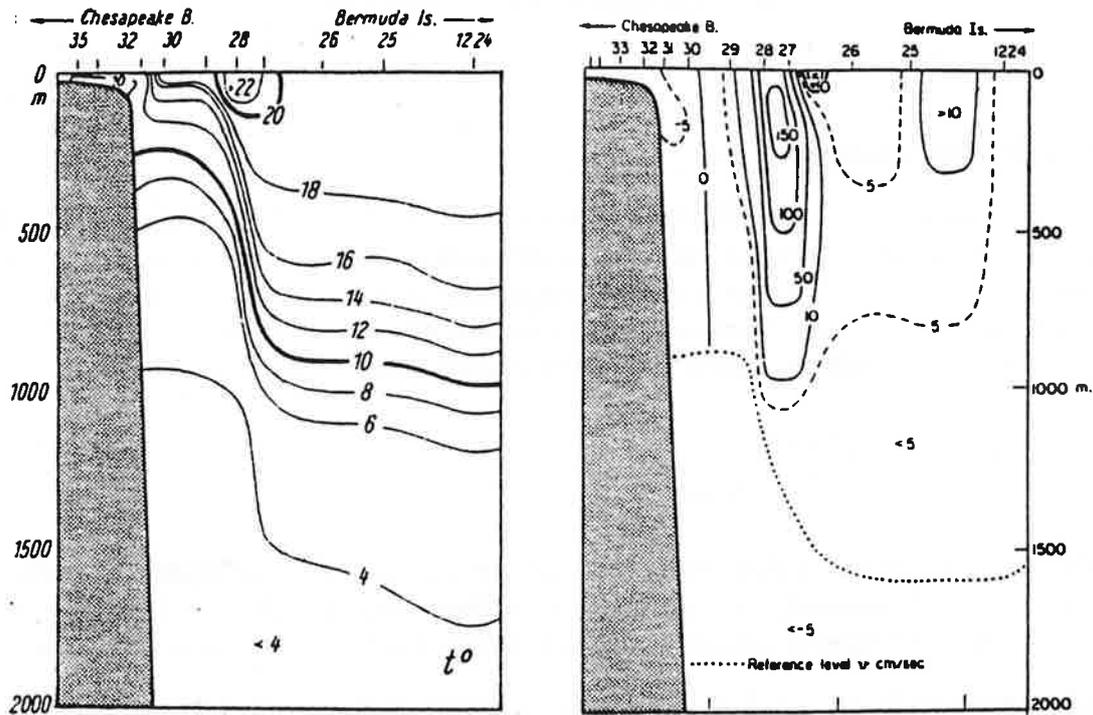


Fig. 4.1 – Champ de température (à gauche) et de courant (à droite) dans une section transversale du Gulf Stream. Les vitesses indiquées sont exprimées en cm/s.
 – Temperature field (left panel) and current velocity distribution (right panel) across the Gulf Stream. Velocities are indicated in cm/s.

et par suite :

$$\vec{V}_g = \frac{1}{f} \vec{k} \times g \nabla h \quad (3)$$

Dans le cas du **Gulf Stream**, par exemple, le courant géostrophique est de l'ordre de 1 m/s et le facteur de Coriolis de l'ordre de 10^{-4} s^{-1} d'où la pente $\nabla h \approx 10^{-5}$, c'est-à-dire une dénivellation de 1 m entre les eaux tropicales chaudes à droite et les eaux froides à gauche, séparées par un courant de 100 km de large (Fig. 4.1). Cette dénivellation, correspondant au gradient de l'altitude dynamique de la surface libre, est parfaitement observable par une **mesure altimétrique directe** au moyen d'un radar porté par un satellite en orbite autour de la terre. D'une façon générale, on peut déduire une estimation de la topographie dynamique de la surface de l'océan (Fig. 4.2) à partir des mesures hydrographiques en faisant l'hypothèse d'un niveau de référence à une profondeur donnée. Cette topographie fait apparaître des dénivellations de l'ordre de quelques dizaines de centimètres d'un bord à l'autre des grands systèmes de circulation océanique, ou gyres.

Inversement, on imagine comment une observation altimétrique directe à partir de satellites peut donner une détermination complète de la topographie réelle de la surface moyenne des océans, après correction du mouvement des vagues et des marées. Cette topographie géométrique peut être transformée en topographie dynamique par différence avec le

géοide terrestre (surface géopotentielle de référence $z = 0$) déterminé par ailleurs. On aperçoit donc une méthode entièrement nouvelle pour déterminer rapidement (en quelques jours) une carte des courants géostrophiques à l'échelle globale, à condition de surmonter des difficultés techniques évidemment considérables. Tel est l'objectif de la mission spatiale Topex/Poséidon lancée par les Etats-Unis et la France en 1992.

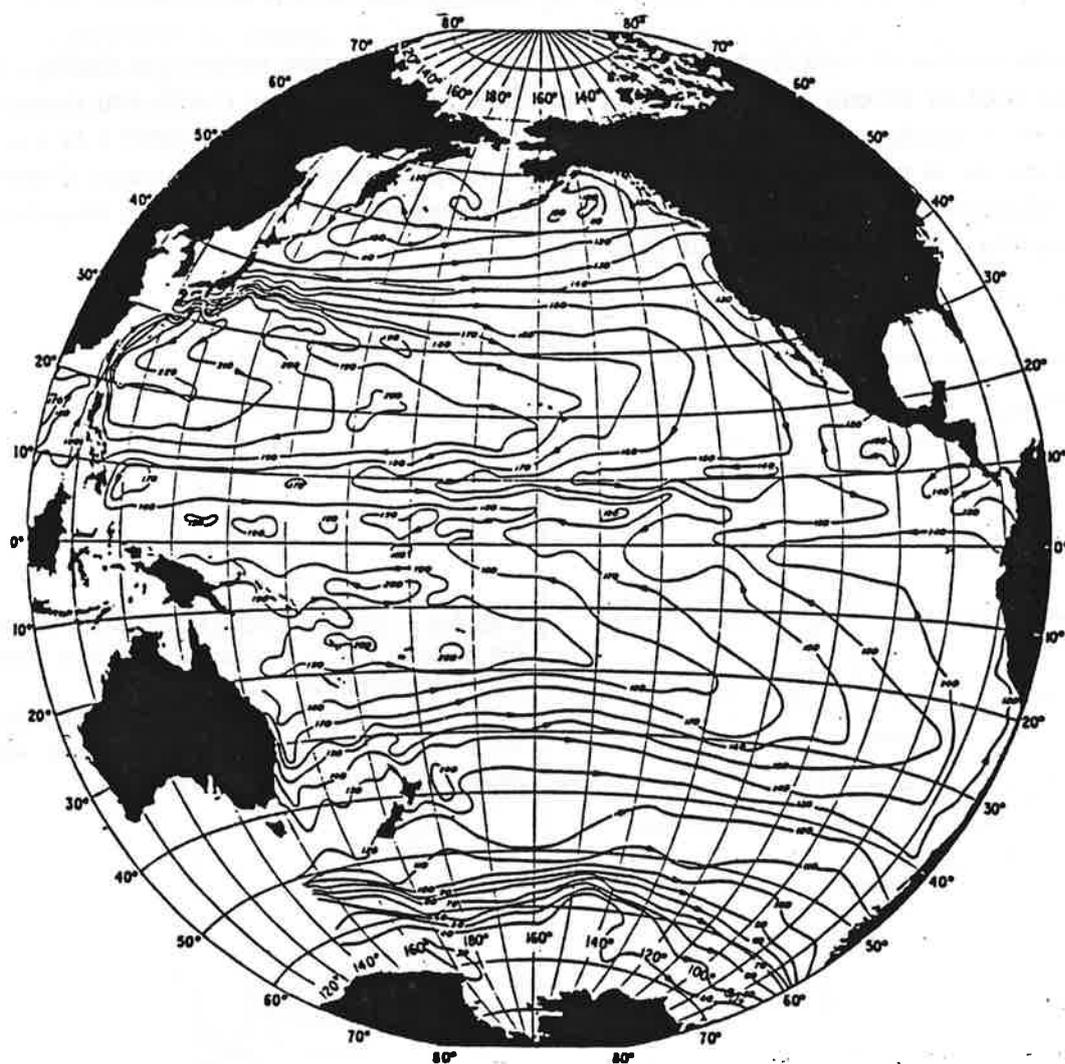


Fig. 4.2 – Topographie dynamique (en cm) du niveau moyen de la surface de l'océan Pacifique déduite des mesures hydrographiques. On a supposé l'existence d'un niveau de référence horizontal à 1 000 m de profondeur (d'après K. Wyrski).

– Dynamic topography (cm) of the mean sea level of the Pacific Ocean, as deduced from hydrographic data by K. Wyrski. The existence of a zero-velocity reference level at a depth of 1 000 m has been assumed.

4.2. Circulation océanique superficielle

La circulation à grande échelle des masses d'eau océanique « chaudes », c'est-à-dire essentiellement situées au-dessus de la thermocline, est principalement **induite par le vent**. La friction exercée par le vent, ou **tension** du vent sur la surface (exprimée en Pascal ou N/m^2), est un vecteur parallèle à la direction du vent près de la surface et proportionnel au carré de la vitesse du vent. Spécifiquement :

$$\vec{\tau}_s = \rho_a C_D |\vec{U}| \vec{U} \quad (4)$$

où $\vec{\tau}_s$ est la tension du vent (composantes τ_x et τ_y), ρ_a est la masse volumique de l'air, \vec{U} la vitesse du vent au niveau **anémométrique standard** (10 m) et C_D un coefficient numérique (coefficient de friction ou « drag coefficient » dont la valeur est comprise entre 1 et 2×10^{-3} suivant l'état de la mer, et aussi suivant l'auteur cité !). L'ensemble des données climatologiques collectées par les navires donnent une idée assez précise de la tension moyenne du vent suivant la direction longitudinale (Fig. 4.3).

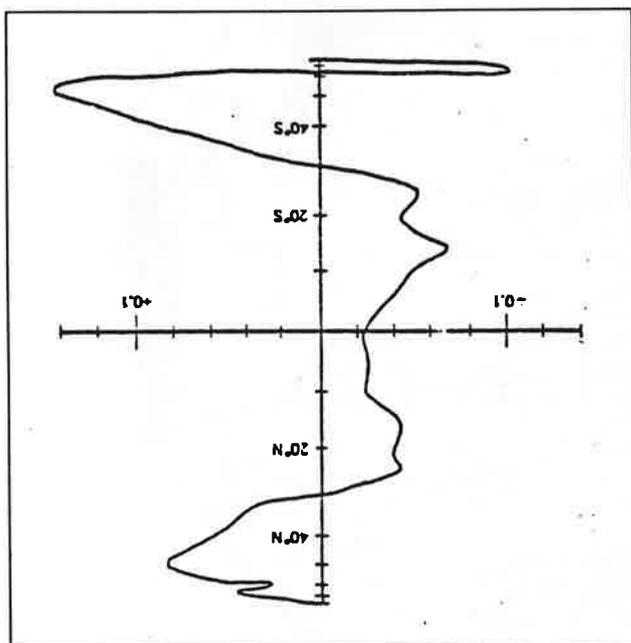


Fig. 4.3 - Friction (N/m^2) exercée en moyenne par le vent sur la surface des océans dans la direction est-ouest.

- Average zonal stress applied by the wind on the ocean surface. Positive values (N/m^2) correspond to westerly wind.

Cette tension quasi permanente d'Est vers l'Ouest aux basses latitudes et de sens opposé aux latitudes tempérées entraîne, dans chaque grand bassin océanique, une vaste circulation anti-cyclonique ou **gyre**. Pour des raisons dynamiques, liées à la conservation de la vorticité potentielle, cette circulation est renforcée (rapide) le long du bord Ouest du bassin et, au contraire, relativement lente le long du bord Est (Fig. 4.4). Ce phénomène se manifeste dans le bassin Atlantique Nord par la formation du Gulf Stream le long de la côte Est des Etats-Unis depuis la Floride jusqu'au cap Hatteras. Le même phénomène donne naissance, dans l'océan Pacifique, au Kuro-Shio qui s'écoule au seuil de la mer de Chine et devant les côtes du Japon.

Tourbillons océaniques

La circulation océanique est compliquée par l'existence d'instabilités de l'écoulement dues soit au cisaillement horizontal, soit à la présence d'obstacles orographiques sur le fond, soit au cisaillement vertical au droit d'un front océanique séparant deux masses d'eau chaude et froide (cf. chapitre précédent : équation du « vent thermique »). Dans tous les cas, les instabilités engendrent des tourbillons bi-dimensionnels dont l'énergie cinétique dépasse souvent celles de la circulation moyenne (Fig. 4.4). La détermination du courant moyen à l'échelle d'un bassin est rendue très difficile par le « bruit » associé à ces tourbillons océaniques transitoires (constante de temps caractéristique de l'ordre de 1 mois) et de petite échelle (100 km).

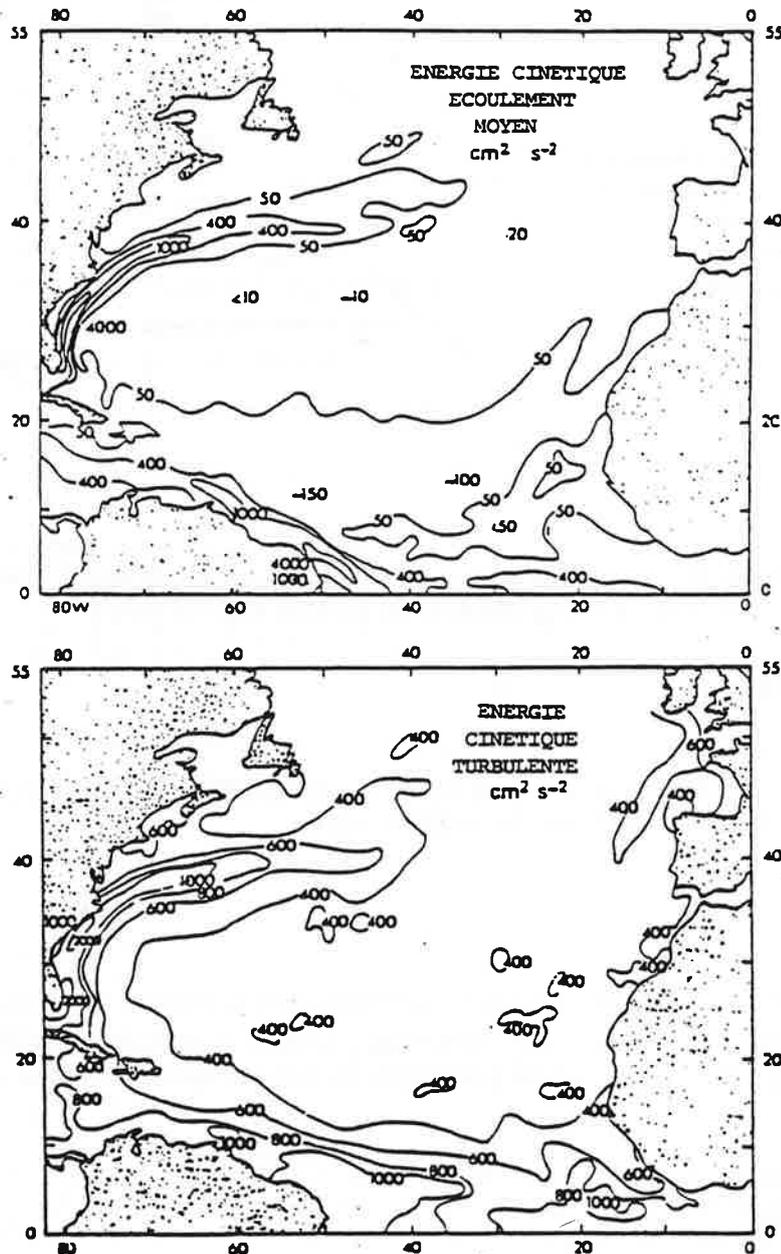


Fig. 4.4 - Energie cinétique de l'écoulement moyen (en haut) et des tourbillons océaniques (en bas) exprimée par une vitesse quadratique moyenne au carré $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ dans la colonne entre la surface et le fond du bassin océanique.

- Kinetic energy of the mean oceanic flow (upper panel) and eddies (lower panel), expressed as mean square velocities ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$) for the total vertical water column.

4.3. Remontée d'eau profonde. Pompage d'Ekman

La tension du vent s'exerce à la surface de la mer. Elle est transmise aux couches sous-jacentes par l'effet de la turbulence dans la couche mélangée océanique jusqu'à une profondeur, D correspondant généralement au début de la thermocline, où la stabilité statique très forte supprime la turbulence océanique. La tension $\vec{\tau}(z)$, qui s'exerce sur la couche océanique comprise entre la surface libre et un niveau z , décroît donc progressivement avec la profondeur comme l'indique schématiquement la figure 4.5.

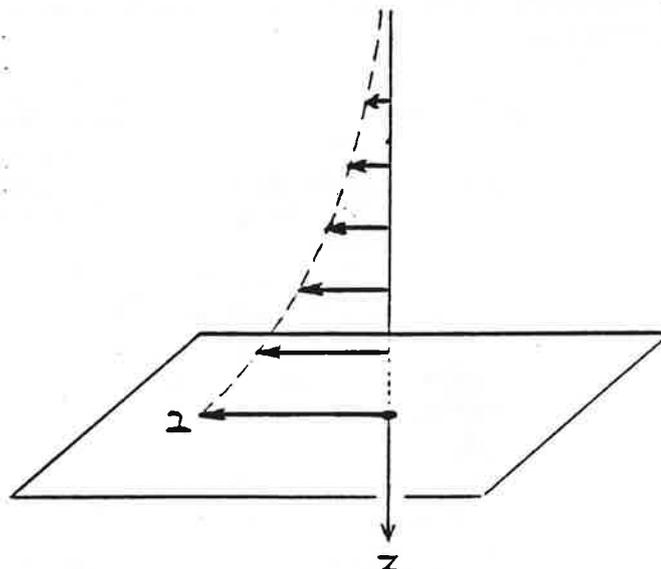


Fig. 4.5 - Variation du tenseur de contrainte (friction turbulente) en fonction de la profondeur.

- Variation of the stress tensor (eddy friction) vs depth.

La résultante des forces de friction qui s'exercent sur une **tranche** comprise entre les niveaux z et $z + dz$ sera donc, pour un élément de surface unité (1 m^2) :

$$\vec{\tau}(z + dz) - \vec{\tau}(z) \approx \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} dz$$

En divisant cette force par la masse $\rho_o dz$ de cette tranche (de surface unité et d'épaisseur dz) on obtient la force résultante par unité de masse :

$$\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z}$$

Cette force est à ajouter au gradient de pression dans l'équation du mouvement, qui sera simplifiée en faisant l'approximation géostrophique, valide à une distance suffisante de l'équateur. On convient d'écrire cette relation géostrophique sous la forme suivante, dérivée de (1) :

$$f \vec{k} \times \left(\vec{V}_g + \vec{V}_E \right) = - \frac{1}{\rho_o} \left(\vec{\nabla}_p \right)_{z=Cte} + \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z}$$

où \vec{V}_g est la vitesse du courant géostrophique défini par (1) et \vec{V}_E est l'écart au courant géostrophique résultant de la présence des forces de friction au sein du fluide dans la région où ces forces sont différentes de zéro :

$$\vec{V}_E = -\frac{1}{\rho_0 f} \left(\vec{k} \times \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} \right) \quad (5)$$

La divergence latérale du champ de vitesse horizontal est entièrement due à la composante \vec{V}_E , puisque le champ de vitesse géostrophique est, par définition, non-divergent. En raison de la conservation du volume d'eau, cette divergence doit être compensée par une remontée d'eau profonde traversant le niveau $z = -D$. La conservation du volume d'un fluide incompressible est exprimée par la relation différentielle :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

d'où, en intégrant depuis le niveau $z = -D$ jusqu'à la surface ($z = 0$) :

$$\int_{-D}^0 \left(\frac{\partial u_E}{\partial x} + \frac{\partial v_E}{\partial y} \right) dz + w(0) - w(-D) = 0 \quad (6)$$

La vitesse verticale est nulle à la surface libre du fluide. D'autre part, la vitesse verticale à la base de la couche océanique turbulente (couche d'Ekman) est appelée **vitesse de pompage d'Ekman**, w_E (Fig. 4.6). On trouve explicitement, à partir de (6) :

$$w_E = \frac{1}{\rho_0} \int_{-D}^0 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \right) \right] dz$$

Soit, en inversant l'ordre des dérivations :

$$w_E = \frac{1}{\rho_0} \int_{-D}^0 \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_y}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_x}{f} \right) \right] dz$$

L'expression entre crochets est le module du rotationnel du champ de vecteur $\vec{\tau}/f$. L'intégration verticale, depuis $z = -D$ (où $\vec{\tau} = 0$) jusqu'à la surface ($\vec{\tau} = \vec{\tau}_s$), donne finalement :

$$\rho_0 w_E = \text{rot} \left(\frac{\vec{\tau}_s}{f} \right) \quad (7)$$

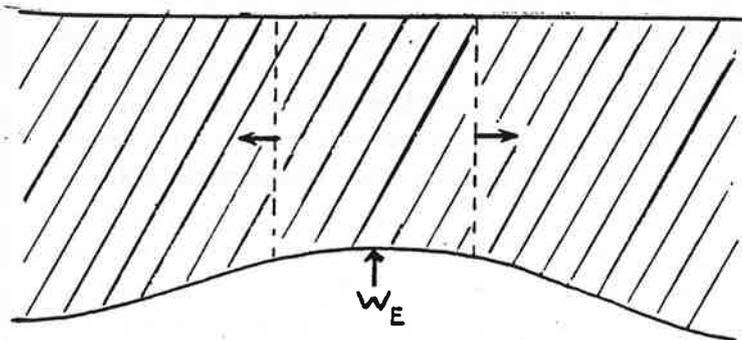


Fig. 4.6- La divergence horizontale dans la couche mélangée (chaude et légère) produit un pompage vertical w_E .
- The horizontal flow divergence in the mixed layer produces a vertical pumping w_E .

EXERCICE :

Bien que la relation géostrophique (1) sur laquelle est basée l'expression (7) ne s'applique pas au voisinage immédiat de l'équateur, on peut calculer le flux méridien engendré par la friction des vents alizés à travers un parallèle suffisamment éloigné de l'équateur ($y = L = 500$ km, par exemple). Montrer que le flux massique total dans toute la colonne d'eau, depuis la surface jusqu'à la profondeur $-D$ de la couche mélangée, traversant suivant la direction Nord-Sud une fenêtre d'une largeur de 1 mètre d'une section zonale $y = \text{constante}$, vaut $-\tau_{xs}/f$.

Calculer ce flux massique sachant que $\tau_s = \rho_a C_D U^2$. On prendra la masse volumique de l'air $\rho_a = 1,25 \text{ kg.m}^{-3}$; le coefficient de friction aérodynamique $C_D = 1,2 \times 10^{-3}$; la vitesse des vents alizés $U = 10$ m/s. On pourra prendre $f = \beta y$ au voisinage de l'équateur, avec $\beta = 2\Omega/a$. En déduire la vitesse moyenne de l'*upwelling* tropical entre les parallèles $-L$ et $+L$.

Le pompage d'Ekman peut produire des remontées d'eau profonde de l'ordre de plusieurs mètres par jour. Ces remontées se manifestent par une température relativement basse de la couche mélangée et par la présence de substances nutritives favorisant la **production primaire** de biomasse (phytoplancton).

4.4. Circulation profonde

En raison de la stratification stable de la masse océanique et de la valeur tout à fait négligeable des échanges dus à la diffusion moléculaire, les transports latéraux s'effectuent aisément le long d'une surface d'égale densité (**isopycne**), mais très difficilement dans la direction perpendiculaire. La circulation océanique profonde est donc, dans une large mesure, contrainte de suivre des trajectoires isopycnes. En particulier, un volume d'eau ne peut plonger de la surface vers les profondeurs que si l'eau devient suffisamment *froide et salée*. La formation d'eau profonde, et en général l'écoulement dans un plan méridien, sont ainsi engendrés par les petites différences de température et de salinité des eaux océaniques : on parle d'une circulation **thermo-haline** (Fig. 4.7). La formation de glace de mer (non salée) sur le pourtour du continent antarctique est accompagnée d'un rejet de sel et de la formation d'une masse d'eau très salée et froide. Cette eau s'écoule vers le fond des océans et s'ajoute aux eaux abyssales (*Antarctic Bottom Water*, AABW sur la figure 4.7). Ce processus est compensé par une remontée lente ou *upwelling* des eaux océaniques partout ailleurs, à une vitesse estimée à peu près uniforme et de l'ordre de 4 m par an (correspondant en moyenne à une remontée du fond jusqu'à la surface en mille ans).

Il y a également formation d'eau profonde (mais cependant moins dense que AABW) dans l'Atlantique Nord, particulièrement dans la mer du Labrador, mais pas dans le Pacifique Nord ni dans l'océan Indien. Il en résulte une circulation asymétrique qui amène l'eau superficielle des océans Pacifique et Indien vers le bassin Atlantique avec retour en profondeur : c'est l'idée du *conveyor belt* introduite par les géochimistes marins du Lamont Geological Observatory (Broecker *et al.*, 1985)¹. Comme tout phénomène naturel

1. Broecker W.S., D.M. Peteet & D. Rind, 1985. - *Nature*, 315 : 21-26.

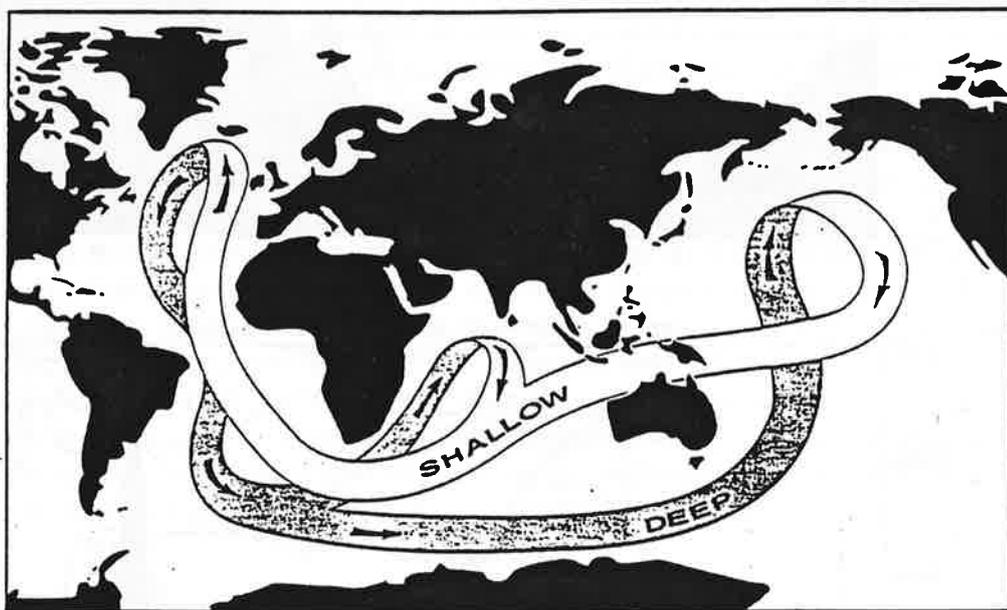
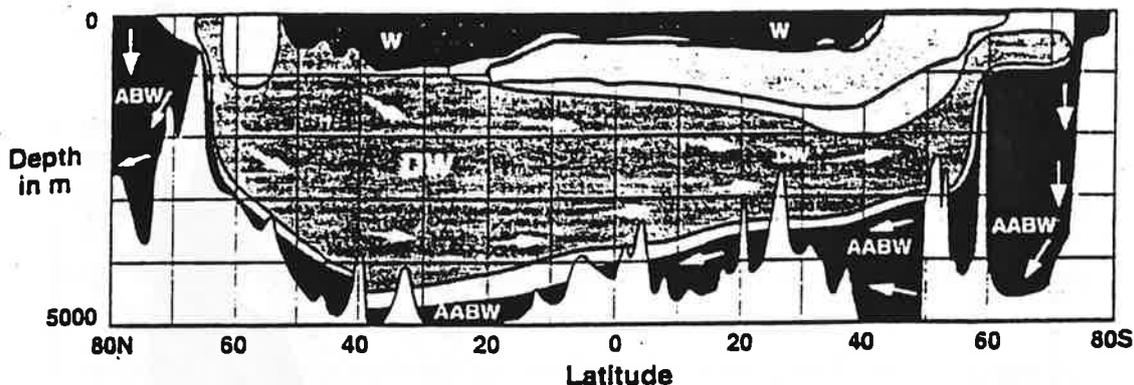


Fig. 4.7 – En haut, circulation méridienne de l'océan Atlantique montrant la ceinture d'eau superficielle chaude (W), l'eau profonde formée dans l'Atlantique nord (DW) et les eaux abyssales arctiques et antarctiques (ABW et AABW). En bas, schéma de la circulation entre les différents bassins océaniques.

– *Top* : meridional circulation in the Atlantic Basin, showing the « warm water sphere » (W), Atlantic deep water (DW) and the Arctic and Antarctic bottom waters (ABW and AABW). *Bottom* : the « conveyor belt » circulation between oceanic basins.

asymétrique, cette circulation n'est pas aussi robuste que le *upwelling* général des océans : on a des raisons de penser qu'elle a disparu à différentes périodes de la préhistoire, ce qui s'est traduit par un refroidissement sensible de l'Atlantique Nord et de l'Europe. Le *conveyor belt* draine en effet une quantité de chaleur très importante des autres bassins océaniques vers l'Atlantique : environ 10^{15} watts.

Une fraction très importante de la surface des océans est occupée par les « eaux chaudes » (température supérieure à $10\text{ }^{\circ}\text{C}$) qui flottent sur les couches profondes et jouent le rôle d'un couvercle difficilement pénétrable. Il en résulte que la circulation profonde est en contact avec l'atmosphère uniquement aux hautes latitudes, et ceci sur une fraction relativement petite de la surface totale des mers. Cela a pour effet de limiter considérablement les

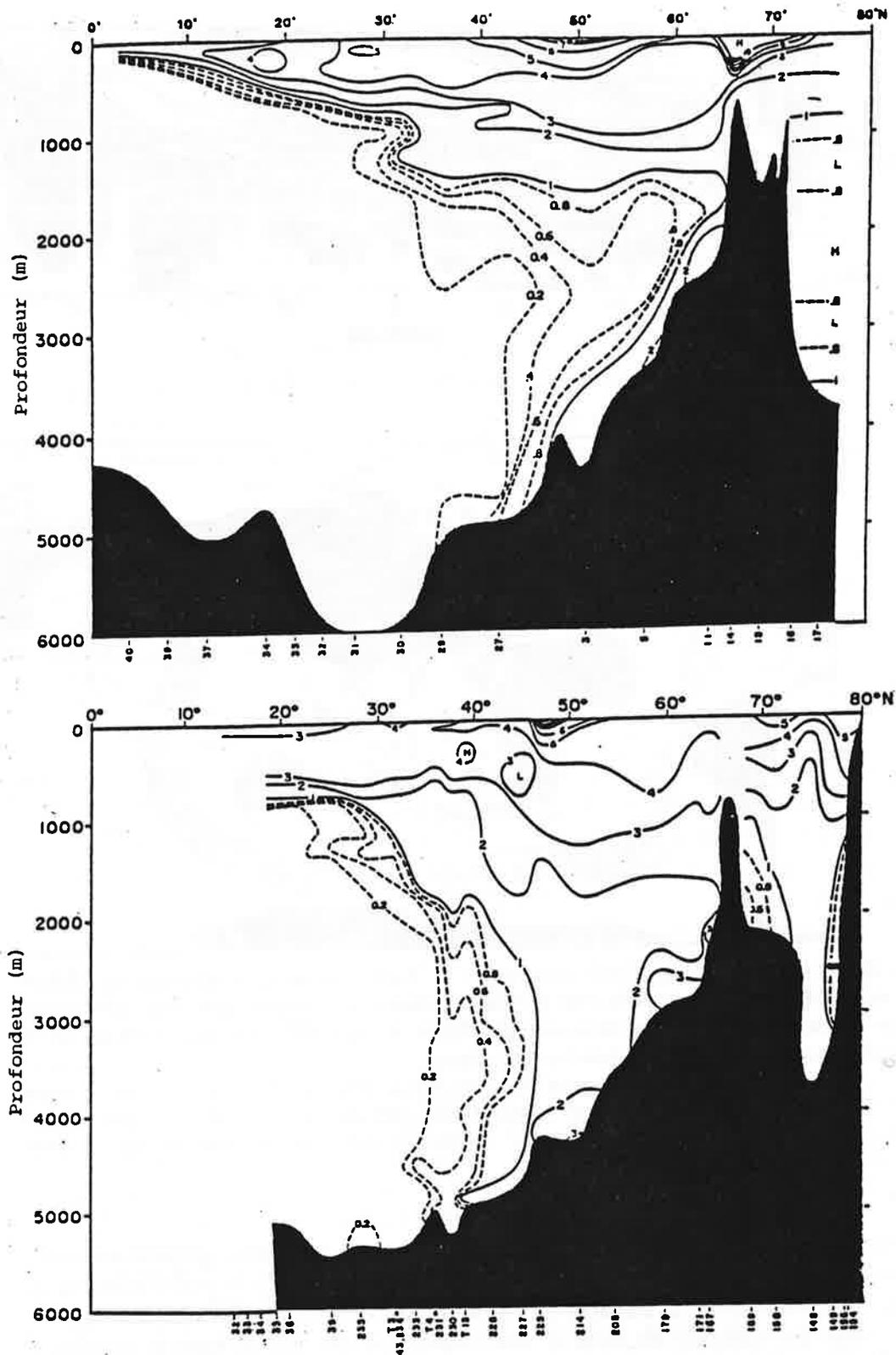


Fig. 4.8 - Pénétration du tritium injecté dans l'atmosphère par les explosions thermonucléaires de 1962, observée dans l'océan Atlantique après 10 années (en haut) et 19 années (en bas). Les concentrations sont indiquées en unités arbitraires (d'après Ostlund).

- Distribution of a passive radioactive tracer (tritium) injected into the atmosphere by thermonuclear tests in 1962, observed in the Northern Atlantic Ocean 10 years (above), and 19 years after the event (below). Concentrations are indicated in arbitrary units (after Ostlund).

échanges d'énergie, d'eau douce ou de quantité de mouvement entre l'atmosphère et les eaux profondes, et d'allonger en proportion le temps caractéristique de **ventilation** de la masse océanique profonde. Ce temps, entre deux occasions où une masse d'eau profonde peut communiquer avec l'atmosphère, est de plusieurs dizaines d'années, voire de plusieurs centaines d'années pour les eaux les plus denses. Le problème du taux de ventilation lié à la formation des eaux profondes, au voisinage du Labrador et du continent antarctique, est essentiel pour comprendre le rôle de l'océan comme réservoir de chaleur ou de différentes substances chimiques.

La circulation océanique profonde est très lente, si lente qu'elle échappe pratiquement aux méthodes d'estimation usuelles tant directes (au moyen de courantomètres portés par des mouillages profonds) qu'indirectes, fondées sur les mesures hydrographiques. Une méthode de choix pour étudier les courants abyssaux consiste à observer, à des intervalles de temps appropriés, le changement de la distribution de diverses quantités invariantes (ou lentement variables) qui constituent des **traceurs** du mouvement de l'eau. Ces traceurs sont de nature **chimique** (concentration en substances traces peu réactives ou complètement inertes) ou **physique** (température ou enthalpie de l'eau, concentration en isotopes radioactifs). Leurs sources sont en règle générale localisées à l'interface océan-atmosphère dans les régions de hautes latitudes où la circulation profonde communique avec la surface. La figure 4.8 représente l'évolution, à un intervalle de dix ans environ, de la distribution d'un traceur radioactif artificiel (tritium), initialement produit par les explosions thermonucléaires atmosphériques de 1962, et entraîné par la circulation abyssale de l'océan Atlantique Nord. La concentration en tritium est particulièrement importante près de la surface dans deux régions de « formation des eaux profondes », à 50° et 70° Nord. Elle diminue progressivement en profondeur. On déduit aisément de ces mesures l'existence d'un **transport méridien** à une vitesse moyenne de l'ordre de 3 mm/s (1 000 km en 10 années) et, avec plus de difficultés, une information sur les processus de mélange au sein des masses d'eau.

Chapitre 5

BILAN ÉNERGÉTIQUE DU SYSTÈME OCÉANS-ATMOSPHÈRE

5.1. Energie de l'atmosphère

L'atmosphère, constituée par un fluide compressible en mouvement et stratifié sous l'action de la pesanteur, contient trois formes d'énergie :

- cinétique K
- interne (thermique) I
- potentielle (gravitationnelle) P.

Il est usuel d'exprimer ces différentes formes d'énergie (éventuellement moyennées sur la surface de la planète) par référence à une colonne d'air de section unité (1 m^2) s'étendant de la surface de la terre à l'infini. En se rappelant l'équation hydrostatique, on note que l'élément de masse dm , constitué par une tranche d'épaisseur dz de cette colonne d'air, est :

$$dm = \rho dz = \frac{|dp|}{g}$$

où $|dp|$ est l'incrément de pression atmosphérique correspondant à la hauteur dz . Dans ces conditions, p_0 étant la pression atmosphérique à la surface :

$$K = \int_0^{p_0} \frac{1}{2} V^2 \frac{dp}{g} \quad (1)$$

$$I = \int_0^{p_0} c_v T \frac{dp}{g} \quad (2)$$

$$P = \int_0^{p_0} gz \frac{dp}{g} \quad (3)$$

Il est pratique de combiner les expressions (2) et (3). En intégrant (3) par parties, on obtient :

$$P = [zp]_{p=0}^{p_0} - \int_{z=\infty}^{z=0} p dz$$

Le terme intégré est nul puisque $z = 0$ lorsque $p = p_0$, et p tend exponentiellement vers zéro lorsque z augmente indéfiniment. Remplaçant dz par $-dp/\rho g$, il vient :

$$P = \int_{p=0}^{p_0} \frac{p dp}{\rho g} = \int_{p=0}^{p_0} RT \frac{dp}{g}$$

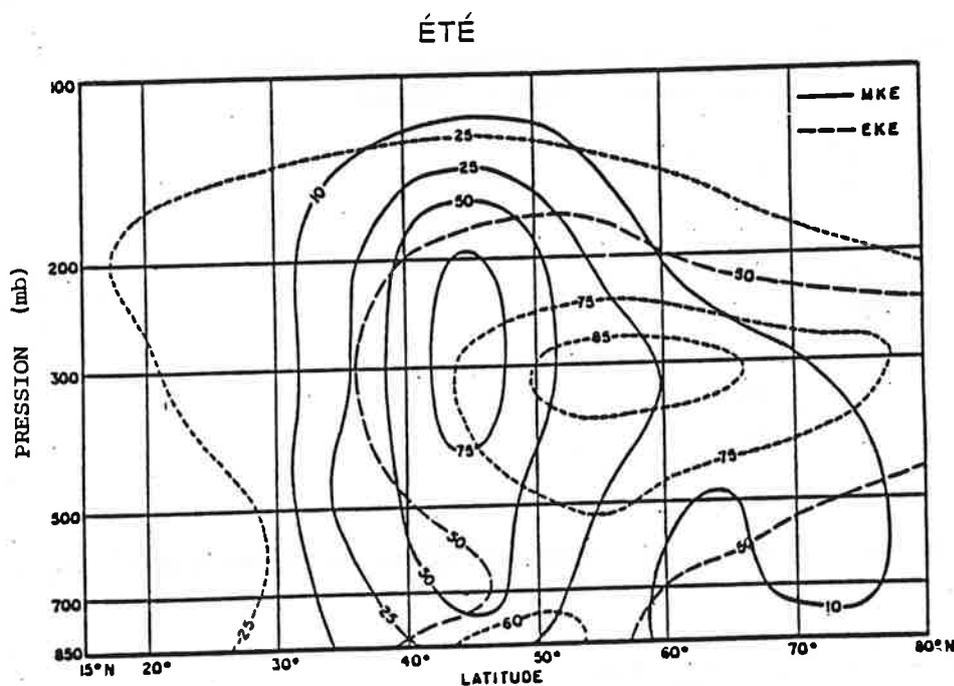
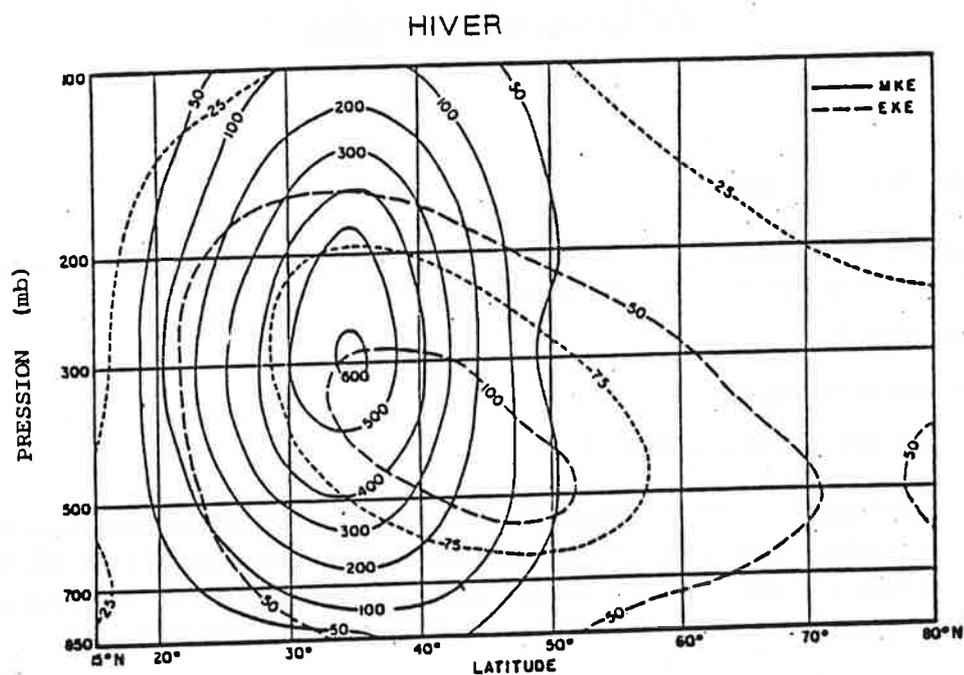


Fig. 5.1 - Distribution méridienne moyenne de l'énergie cinétique (J/m^3), de la circulation atmosphérique moyenne (MKE) et des perturbations (EKE) au-dessus de l'océan Pacifique. Pour obtenir le carré de la vitesse quadratique moyenne, diviser par la masse volumique de l'air.

- Mean meridional distribution of kinetic energy (J/m^3) in the mean atmosphere flow (MKE), and of eddies (EKE) above the Pacific Ocean. Divide by the specific mass of air to obtain the mean square velocity.

On peut donc additionner P et I pour obtenir l'enthalpie H de la colonne d'air (on rappelle que $H = I + p\alpha$) :

$$H = \int_0^{p_0} C_p T \frac{dp}{g} \quad (4)$$

Valeurs climatologiques

L'énergie cinétique de la circulation atmosphérique est considérablement plus petite que l'enthalpie totale (Fig. 5.1). En prenant 20 m.s^{-1} pour ordre de grandeur de la vitesse de l'écoulement et 250 K pour la température moyenne de l'atmosphère, on trouve pour la colonne d'air de 1 m^2 de section :

$$K = \frac{1}{2} \overline{V^2} \frac{p_0}{g} = 2 \times 10^6 \text{ J.m}^2$$

$$H = C_p \bar{T} \frac{p_0}{g} = 2500 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

En réalité, la comparaison ci-dessus est trompeuse car, si l'énergie cinétique peut varier largement et même décroître jusqu'à zéro, l'enthalpie varie relativement peu autour d'une valeur moyenne correspondant à la température moyenne de l'atmosphère. L'enthalpie totale ne pourrait être récupérée qu'en amenant l'air au zéro absolu, ce qui est évidemment impossible dans les processus naturels. Une fraction seulement de cette énergie est susceptible de se transformer en énergie cinétique, c'est l'énergie potentielle disponible A qui est proportionnelle non pas à la température, mais au carré des contrastes de température dans l'atmosphère. Un calcul relativement compliqué conduit au résultat suivant :

$$A = \frac{1}{2} \int_0^{p_0} \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{\overline{T'^2}}{\bar{T}^2} \right) \frac{dp}{g} \quad (5)$$

En prenant $T' \approx 7 \text{ K}$ pour la moyenne quadratique des contrastes géographiques, saisonniers et transitoires de la température de l'atmosphère, $\bar{T} = 250 \text{ K}$ pour température moyenne, $N^2 = 10^{-4}$ pour valeur de la fréquence de Brunt-Vaisala dans la troposphère, on obtient :

$$A \approx \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{\overline{T'^2}}{\bar{T}^2} \right) \frac{p_0}{g} = 4.10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

L'énergie potentielle disponible est donc du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique, avec laquelle elle s'échange dans le fonctionnement normal du moteur thermique constitué par l'atmosphère et ses sources (ou puits) de chaleur. Une estimation plus précise de ces quantités climatologiques peut être déduite de l'analyse des champs atmosphériques effectuées quotidiennement par les centres de prévision météorologique. En partant des analyses du Centre européen de prévision météorologique à moyen terme, on obtient par exemple les valeurs :

$$H = 2390 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

$$A = 4,4 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

$$K = 1,2 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

auxquelles il faut ajouter la contribution tout à fait significative de la chaleur latente de condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère :

$$F = 61 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

Ces études permettent également d'estimer les taux de production, de transformation et de dissipation des différentes formes d'énergie atmosphérique. On trouve, par exemple, que les contrastes de bilan radiatif net (voir plus loin) entre différents lieux et différents instants alimentent, au taux de 1,1 watt/m², la production d'énergie potentielle disponible, tandis que la condensation de la vapeur d'eau (précipitations) fournit environ 0,9 watt/m². La somme (2 watt/m²) est rapidement transformée en énergie cinétique de la circulation atmosphérique et finalement dissipée sous forme de chaleur. On voit donc que le *rendement mécanique* du moteur atmosphérique est assez médiocre, puisque 0,6 % seulement du flux de rayonnement solaire incident (340 watt/m²) est transformé en énergie mécanique.

5.2. Energie des océans

La masse des eaux océaniques est à peu près 300 fois celle de l'atmosphère, mais la vitesse des courants marins est typiquement entre 1/100 et 1/1000 de la vitesse de l'écoulement atmosphérique. Il en résulte que l'énergie cinétique de la circulation océanique est moins de 1 % de celle de l'atmosphère et, par conséquent, négligeable par rapport à cette dernière. L'énergie thermique stockée dans les océans est, au contraire, très importante.

Pour passer à une estimation quantitative, il est nécessaire de faire référence à une échelle de temps caractéristique pendant laquelle l'énergie peut être stockée ou restituée. Pour le cycle annuel, par exemple, une étude de Levitus (1984)* montre que la variation du contenu thermique de la couche superficielle jusqu'à 300 m de profondeur rend presque totalement compte de l'énergie stockée, puis rendue à l'atmosphère (Fig. 5.2). L'énergie thermique effectivement mise en jeu correspond donc au contenu thermique de cette couche superficielle, entièrement située au-dessus de la thermocline. On retiendra les valeurs suivantes :

	Superficie océanique	Variation annuelle du contenu thermique
Hémisphère Nord	150 × 10 ⁶ km ²	± 6 × 10 ²² J.
Hémisphère Sud	210 × 10 ⁶ km ²	± 9 × 10 ²² J.

En admettant que le stockage ou la restitution ont lieu en 6 mois, c'est-à-dire 16 × 10⁶ s, on obtient un taux de transfert d'énergie à travers l'interface océan-atmosphère de l'ordre de ± 50 W.m⁻² :

	Période	Flux d'énergie
Hémisphère Nord	mars-août	+ 50 W.m ⁻²
	sept.-février	- 50 W.m ⁻²
Hémisphère Sud	avril-sept.	- 50 W.m ⁻²
	oct.-mars	+ 50 W.m ⁻²

(*) Levitus S., 1984, *J. of Physical Oceanography*, 14 : 727-746.

Ceci correspond à une variation saisonnière de 1 °C de la température moyenne de la couche superficielle de l'océan jusqu'à 200 m de profondeur.

Si on considère des périodes plus longues, la variation du contenu d'énergie thermique peut affecter une région plus vaste de l'océan (même, éventuellement, les eaux abyssales) et mettre en jeu une quantité d'énergie beaucoup plus importante. Pendant le réchauffement qui s'est traduit par la déglaciation de l'Holocène, il y a 18 000 ans, on peut estimer que la masse totale de l'océan s'est échauffée en moyenne de 1 °C en un millier d'années (3×10^{10} s). La quantité de chaleur mise en jeu dans ces conditions a été de l'ordre de 500×10^{22} J. Toutefois, le taux de transfert moyen de l'énergie à travers l'interface océan-atmosphère pendant cette période de réchauffement est resté de l'ordre de $0,4 \text{ W.m}^{-2}$, taux considérablement plus faible que le cycle annuel et que les erreurs d'estimation du bilan des différents flux d'énergie.

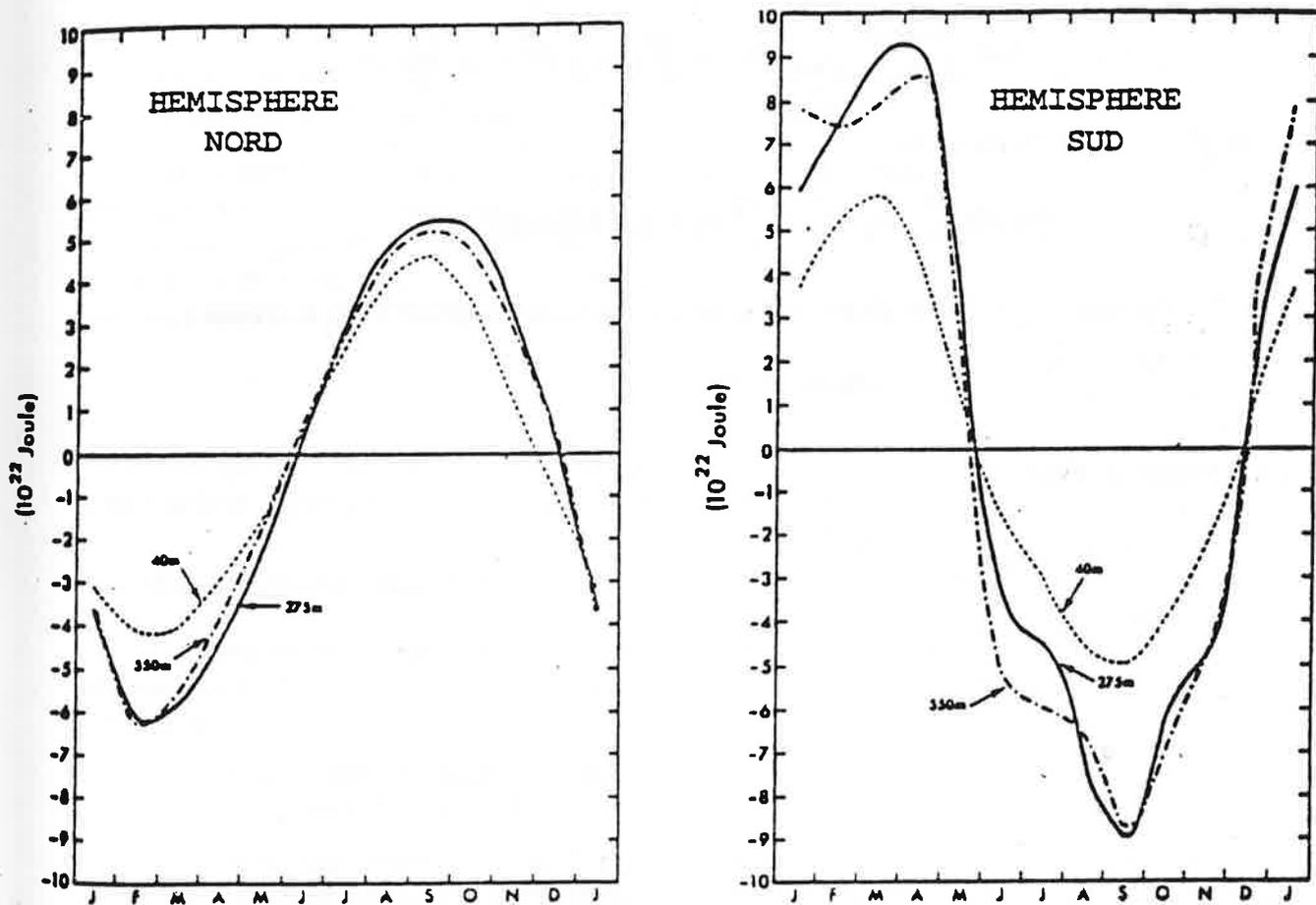


Fig. 5.2 – Cycle normal du stockage de chaleur dans les océans de l'hémisphère Nord (à gauche) et Sud (à droite) jusqu'à la profondeur de 40, 275, ou 550 m. Noter que le contenu thermique variable est principalement localisé entre la surface et 300 m de profondeur (d'après Levitus, *J. Physical Oceanography*, Vol. 14 (1984)).

– Annual cycle of heat storage by the northern hemisphere oceans (left panel) and southern hemisphere oceans (right panel), down to depths of 40, 275 and 550 m. Note that most of the variable heat storage is to be found between the surface and 300 m in depth (according to Levitus, *J. Physical Oceanography*, Vol. 14 (1984)).

5.3. Energie potentielle de l'interface océan-atmosphère

L'eau de mer étant, en première approximation, un fluide homogène (masse volumique quasi uniforme), l'énergie potentielle disponible par redistribution des masses d'eau est relativement petite. Noter cependant qu'elle est la source de l'énergie de la circulation thermohaline. Par contre, les mouvements qui donnent lieu à un déplacement vertical de la surface libre par rapport au niveau moyen de la mer (qui est aussi la surface géopotentielle de référence) sont accompagnés d'une augmentation significative de l'énergie gravitationnelle du fluide, correspondant à l'énergie potentielle des vagues.

Considérons donc un bassin de surface S et de profondeur uniforme D en-dessous du niveau de la surface libre au repos qui est pris comme origine $z = 0$ (Fig. 5.3). Soit $h(x,y,t)$ l'altitude instantanée de la surface libre. L'énergie potentielle gravitationnelle du fluide contenu dans le bassin est (en supposant la masse volumique du fluide constante et en négligeant la masse d'air déplacée) :

$$P = \iint dx dy \int_{-D}^{h(x,y,t)} \rho_o g z dz = \iint \frac{1}{2} \rho_o g (h^2 - D^2) dx dy$$

tandis que la masse du fluide est :

$$M = \iint dx dy \int_{-D}^h \rho_o dz = \iint \rho_o g (h + D) dx dy$$

Pour se rapporter à l'unité de surface (1 m^2), on introduit l'opérateur de moyenne :

$$\overline{(\quad)} = \frac{1}{S} \iint (\quad) dx dy$$

ce qui permet d'écrire :

$$\overline{P} = \frac{1}{2} \rho_o g (\overline{h^2} - D^2)$$

$$\overline{M} = \rho_o (\overline{h} + D)$$

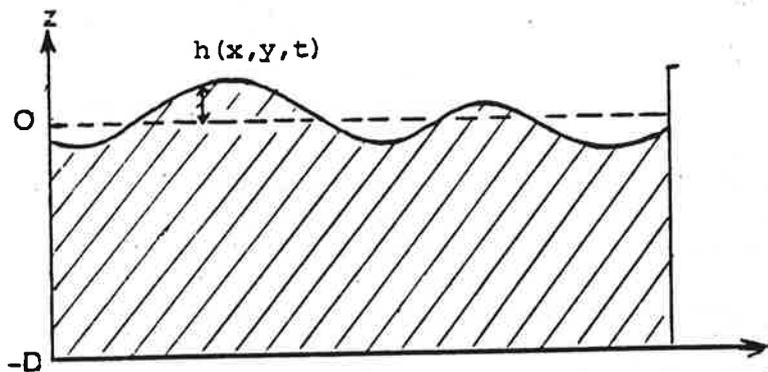


Fig. 5.3 - L'énergie potentielle disponible est proportionnelle à l'écart quadratique moyen entre la surface libre et son niveau au repos (tirets).

- The potential energy available is proportional to the mean square deviation of the surface from the mean (dashed line).

La masse du fluide reste évidemment constante et égale à la masse au repos. On en déduit que le niveau moyen coïncide avec celui de la surface libre au repos et par suite :

$$\bar{h} = 0$$

Par ailleurs, l'énergie potentielle gravitationnelle (qui dépend du choix du niveau de référence) est, dans l'état de repos (état « standard ») :

$$P_s = -\frac{1}{2}\rho_0 g D^2$$

L'énergie potentielle disponible A par unité de surface est donc indépendante de la profondeur du bassin, ce qui est un résultat attendu puisque cette énergie est localisée à l'interface océan-atmosphère :

$$A = \bar{P} - P_s = \frac{1}{2}\rho_0 g \overline{h^2} \quad (6)$$

où $\overline{h^2}$ est la variance des écarts de la surface libre par rapport au niveau moyen (c'est-à-dire la surface libre du fluide dans les conditions d'équilibre statique).

L'état de la mer est souvent caractérisé par la « hauteur des vagues », c'est-à-dire l'écart entre un creux et la crête suivante, ou mieux par $H_{1/3}$, c'est-à-dire la hauteur dépassée par au moins un tiers des vagues. Pour l'ensemble des océans, on peut estimer $H_{1/3} \approx 2$ m, ce qui correspond à un écart de la surface de la mer par rapport au niveau moyen de l'ordre de 0,7 m en moyenne quadratique. L'énergie potentielle des vagues est donc :

$$A = \frac{1}{2} \times 10^3 \times 10 \times 0,49 \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$$

Cette énergie est, comme on s'y attend, sensiblement plus petite que l'énergie cinétique de l'atmosphère, puisque c'est le vent qui donne naissance aux vagues.

5.4. Bilan radiatif planétaire

On entend par cette notion le bilan des flux radiatifs incident et émergent (émis ou diffusé par la Terre vers l'Espace) au sommet de l'atmosphère. On distingue deux domaines spectraux :

- le rayonnement solaire, dans le domaine ultra-violet, visible et proche infrarouge (longueurs d'onde : 0,2 à 6 μm),
- le rayonnement "tellurique", émis par la surface ou l'atmosphère terrestres, dans le domaine infrarouge « thermique » (4 à 120 μm).

Notons que les spectres des rayonnements solaire et tellurique sont voisins des spectres du corps noir à 5 900 K et à 300 K, respectivement, et se recouvrent encore notablement entre 2 et 6 μm .

Le flux de rayonnement solaire dans l'Espace à la distance d'une unité astronomique du Soleil (1 U.A. = distance moyenne du Soleil à la Terre) est la « constante solaire » :

$$S = 1370 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$$

Rayonnement solaire incident et rétro-diffusé

Le flux incident aux confins de l'atmosphère traversant un élément de surface horizontal varie considérablement dans le temps et dans l'espace parce que :

- a) La « constante solaire » subit des variations lentes (plusieurs années) ou rapides (quelques jours) en raison de changements de l'activité solaire. Ces variations sont cependant inférieures à 1 %.
- b) La distance Terre-Soleil varie au cours de l'année en raison de l'excentricité de l'orbite, la planète étant plus proche du Soleil en janvier et plus éloignée en juillet. Le flux incident à travers un élément de surface perpendiculaire à la direction du Soleil varie ainsi de 1325 W.m^{-2} en juillet à 1415 W.m^{-2} en janvier.
- c) L'angle d'incidence des rayons solaires varie rapidement en fonction de l'heure, de la saison et du lieu géographique.

Une fraction du rayonnement solaire intercepté par la Terre est diffusée vers l'Espace. Cette fraction est égale au produit du rayonnement solaire incident par un coefficient A, appelé **albédo**, qui peut varier dans une large gamme suivant la nature du diffuseur :

- A = 0,05 pour l'océan
- = 0,15 à 0,20 pour la végétation
- = 0,30 pour le sable nu (déserts)
- = 0,80 à 0,90 pour la neige fraîche
- = 0,30 à 0,95 pour les nuages (suivant leur épaisseur).

La grande variabilité du rayonnement diffusé par la surface de la Terre ou par l'atmosphère rend très difficile la détermination de valeurs moyennes précises du flux de rayonnement solaire net absorbé par la Terre, à partir de mesures instantanées discrètes réalisées par des instruments automatiques à bord de satellites. Vingt ans après le début de l'ère spatiale, les incertitudes sur cette quantité sont encore de plusieurs watts/m², même pour des moyennes assez étendues.

Rayonnement tellurique

Le rayonnement infrarouge émis par la surface de la Terre, l'atmosphère et les nuages, correspond au rayonnement d'un corps noir à une température variant entre 220 et 300 K, suivant la température de l'atmosphère, la nébulosité, la concentration en vapeur d'eau, etc. Le flux émis est donné par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$Q = \sigma T^4$$

où σ est la constante de Stefan égale à $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$. On pourra retenir cette formule sous la forme (dont on trouvera l'explication plus loin) :

$$Q = 240 \left(\frac{T}{255} \right)^4 \text{ W.m}^{-2} \quad (7)$$

Le rayonnement tellurique varie relativement peu avec la saison et dépend principalement de la latitude (dans la mesure où la température et la nébulosité sont essentiellement

liées à la latitude). Comparer les variations du rayonnement tellurique et du bilan radiatif moyen, annuel et pendant les trois mois d'hiver (Fig. 5.4).

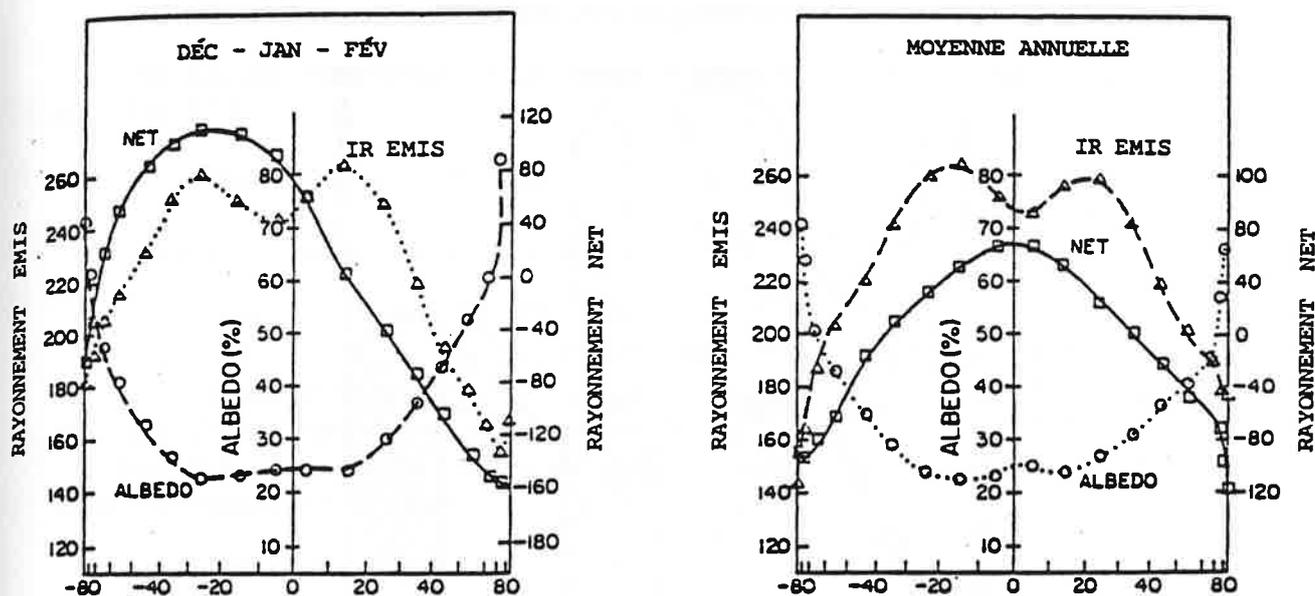


Fig 5.4 – Moyennes zonales et temporelles du flux de rayonnement émis, du flux net et de l'albédo. La moyenne annuelle est montrée à droite et la moyenne sur trois mois d'hiver (décembre-janvier-février) à gauche (d'après Stephens, Campbell & Vonder Haar, J. Geographical Research, Vol. 86 (1981).

– Zonal and temporal mean values of the radiation emitted, the net radiation flux and the albedo. The annual mean is shown on the right panel and the mean for three winter months, on the left panel (according to Stephens, Campbell & Vonder Haar, J. Geophysical Research, Vol. 86 (1981).

Le bilan radiatif planétaire global pris en moyenne sur une année est équilibré dans les limites de l'incertitude des mesures. Notant que la Terre (de rayon a) intercepte le rayonnement solaire, qui tombe sur un disque de surface πa^2 , alors que le rayonnement tellurique est émis par la surface $4 \pi a^2$ du globe, on peut écrire le bilan radiatif ou rayonnement net (RN) global annuel moyen, rapporté à l'unité de surface du globe, sous la forme :

$$RN = \frac{S}{4} (1 - A) - Q \approx 0 \quad (8)$$

où :

S = constante solaire moyenne dans l'Espace = 1370 W.m^{-2}

A = albédo moyen du globe = 0,30

Q = rayonnement tellurique moyen émergent à la limite de l'atmosphère.

Une application numérique élémentaire donne $Q = 240 \text{ W.m}^{-2}$, ce qui correspond à une température radiative équivalente (moyenne annuelle globale) de 255 K (soit $-18 \text{ }^\circ\text{C}$), comme l'indique la formule (7). Cette température serait celle de la surface de la Terre s'il n'y avait pas d'atmosphère (et si l'albédo planétaire restait néanmoins de 30 %).

On notera que cette température radiative équivalente, donnée par la loi de Stefan-Boltzmann, est sensiblement plus basse que la température moyenne à la surface de la planète. Ceci résulte du fait que la majeure partie du rayonnement tellurique émergent provient de l'atmosphère (Fig. 5.5) et non pas de la surface. Ceci constitue l'« effet de serre » de l'atmosphère, dont les conséquences climatiques sont évidemment très importantes.

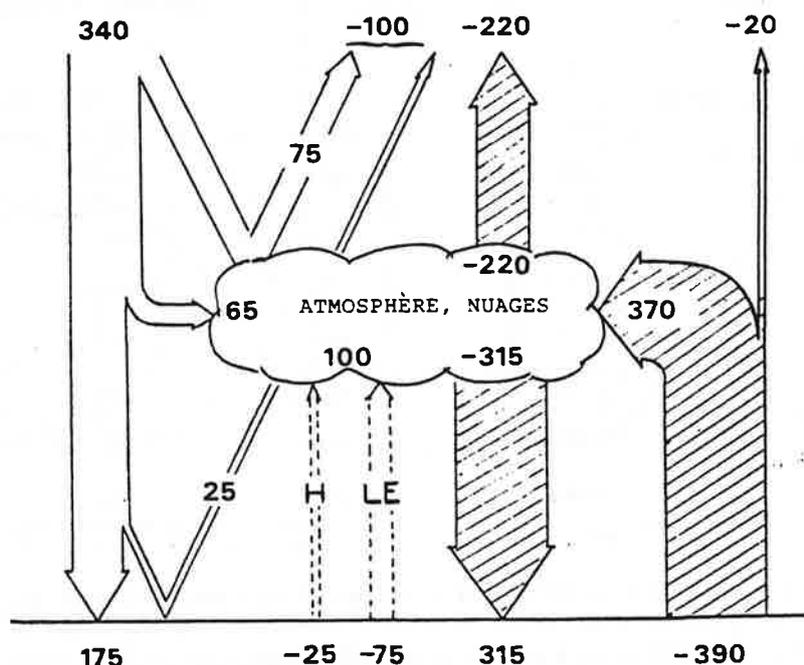


Fig. 5.5 - Transferts radiatifs moyens globaux à travers l'atmosphère (en W/m^2). Les flux infrarouges sont indiqués par les flèches hachurées ; H et LE sont respectivement les flux de chaleur sensible et latente.

- Mean global radiation transfer through the atmosphere (expressed in W/m^2). Infrared radiation is indicated by the hatched arrows. H and LE are the sensible and latent heat fluxes respectively.

5.5. Bilan radiatif à la surface de la Terre

L'atmosphère terrestre est relativement transparente au rayonnement solaire puisqu'un peu plus de la moitié de l'énergie incidente atteint la surface (en moyenne globale annuelle). D'un autre côté, la présence de nombreuses molécules absorbantes dans le domaine infrarouge (CO_2 , vapeur d'eau, ozone, méthane, etc.), ainsi que les nuages, font que l'atmosphère absorbe la quasi-totalité du rayonnement tellurique émis par la surface terrestre (Fig. 5.5). Inversement, l'atmosphère émet elle-même un rayonnement infrarouge important dans toutes les directions, c'est-à-dire tant vers l'espace que vers la surface de la Terre. L'atmosphère se comporte donc comme la verrière d'une serre. Cet « effet de serre » se traduit par un bilan radiatif en moyenne positif à la surface de la Terre.

Si A est l'albédo, B la fraction du rayonnement solaire incident absorbé par l'atmosphère, $IR\uparrow$ le rayonnement infrarouge émis par la surface terrestre et $IR\downarrow$ le rayonnement infrarouge descendant reçu de l'atmosphère, le rayonnement net à la surface de la Terre est :

$$(RN)_o = \frac{S}{4} (1 - A - B) + IR\downarrow - IR\uparrow \quad (9)$$

On trouve par l'observation que le rayonnement solaire net à la surface terrestre est, en moyenne globale annuelle :

$$\frac{S}{4} (1 - A - B) \approx 175 \text{ W.m}^{-2}$$

Par ailleurs, le rayonnement infrarouge net, toujours en moyenne globale annuelle, est (voir Fig. 5.5) :

$$IR\downarrow - IR\uparrow \approx -75 \text{ W.m}^{-2}$$

Il en résulte que le rayonnement net moyen (annuel et global) est environ :

$$(RN)_o \approx 100 \text{ W.m}^{-2}$$

D'autre part, le bilan énergétique des continents et des océans est (presque) équilibré en moyenne globale, sur la durée d'un cycle annuel. Le rayonnement net à la surface (positif), doit donc être compensé par les flux de chaleur sensible H et de chaleur latente LE entre la surface terrestre et l'atmosphère.

$$(RN)_o = H + LE \quad (10)$$

On voit que l'atmosphère reçoit de la chaleur par trois processus différents (trois « sources chaudes ») :

- Chauffage radiatif par absorption du rayonnement solaire incident et du rayonnement tellurique.
- Chauffage par chaleur sensible fournie par la surface à la couche limite atmosphérique.
- Dégagement de chaleur latente de condensation par précipitation de la vapeur d'eau dans la troposphère.

Enfin, les valeurs numériques données dans le diagramme (Fig. 5.5) permettent d'apprécier l'ampleur de l'effet de serre de l'atmosphère. Si T_o est la température moyenne (globale annuelle) de la surface terrestre et T_R la température radiative équivalente de la Terre :

$$\frac{IR\uparrow}{Q} = \left(\frac{T_o}{T_R} \right)^4 = 1,63$$

Donc : $T_o = 1,13 T_R = 288 \text{ K}$

La température réelle au sol dépasse donc de 33°C la température d'équilibre radiatif qui serait celle de la planète en l'absence d'effet de serre.

5.6. Transports méridiens d'énergie

On déduit facilement des mesures du rayonnement terrestre effectuées à partir de satellites (Fig. 5.4) que le bilan annuel du rayonnement net par zone est positif aux latitudes subtropicales (30° Nord à 30° Sud) et négatif aux latitudes plus élevées. Il faut donc que l'énergie en excès dans les tropiques soit transportée vers les hautes latitudes. Les mesures radiométriques effectuées à l'extérieur de l'atmosphère permettent donc d'estimer, avec une précision convenable, le **transport méridien total** de chaleur par la circulation atmosphérique et par la circulation océanique.

En admettant que le bilan radiatif net (moyen annuel) est sensiblement symétrique par rapport à l'équateur (Fig. 5.4a), le transport méridional à travers le parallèle de latitude φ est simplement l'intégrale du rayonnement net reçu par la zone sphérique située entre les latitudes 0 et φ . Pour $\varphi = 30^\circ$, par exemple, la surface de cette zone est :

$$2 \pi a^2 \sin \varphi = 1,3 \times 10^{14} \text{ m}^2$$

Le bilan radiatif net entre 0 et 30° Nord est positif et égal à 45 W.m⁻² environ. Le flux total d'énergie à travers la latitude 30° Nord est donc :

$$\frac{dE}{dt} = \overline{RN} \times 2\pi a^2 \sin \varphi = 5,8 \cdot 10^{15} \text{ W} \tag{11}$$

Un calcul plus récent (Carissimo, Oort & Vonder Haar, 1985)* donne pour cette latitude 5,6 × 10¹⁵ W et, d'une manière générale, les valeurs portées sur le diagramme de la figure 5.6 pour l'hémisphère Nord. Ce transport est effectué concurremment par la circulation de l'atmosphère et par celle des océans.

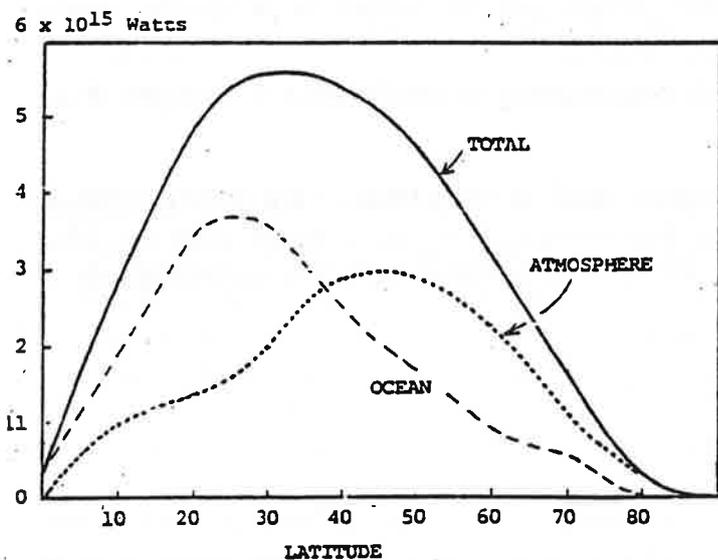


Fig. 5.6 - Flux méridiens d'énergie transportés par la circulation de l'atmosphère et celle des océans, à travers différents parallèles de latitude croissante (d'après Carissimo, Oort & Vonder Haar).

- Mean meridional fluxes of energy borne by atmospheric and oceanic circulations across different latitude belts (according to Carissimo, Oort & Vonder Haar).

Transport de chaleur par la circulation atmosphérique

Il faudra tenir compte, dans ce calcul, de la compressibilité de l'air et noter que le transport d'énergie serait nul si l'atmosphère était uniformément isentrope, quelle que soit la circulation.

(*) Carissimo et al., 1985, *J. Physical Oceanography*, 15 : 82-91

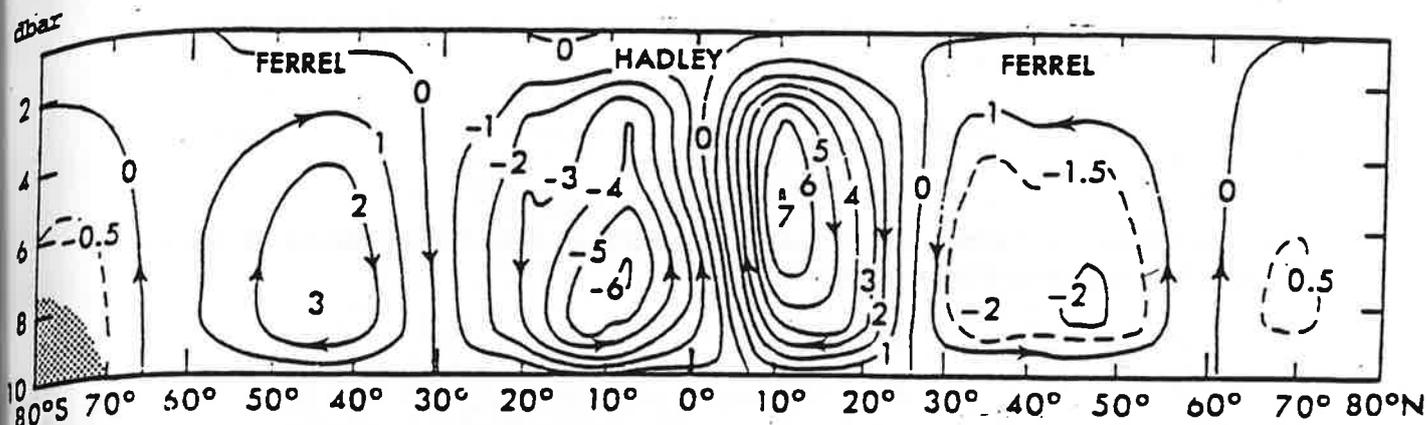


Fig. 5.7 - Circulation méridienne moyenne (zonale et annuelle) de l'atmosphère. Les débits sont exprimés en 10^{10} kg/s.
 - Zonal and annual mean meridional circulation of the atmosphere. Flow rates are indicated in units of 10^{10} kg/s.

Considérons par exemple la circulation méridienne moyenne de Hadley (Fig. 5.7), dans laquelle une parcelle d'air suit un circuit fermé de l'équateur vers les latitudes subtropicales et retour. Si la stratification de l'atmosphère était isentrope (stabilité neutre), ce circuit pourrait se dérouler sans aucun échange de chaleur et, par conséquent, sans transport net d'une latitude vers une autre. Dans ces conditions, la quantité $G = H + gz$ (où $H = I + p\alpha$ est l'enthalpie de 1 kg d'air) est un invariant lagrangien. En effet :

$$dH = dI + d(p\alpha) = dQ + \alpha dp$$

et par conséquent :

$$dG = dH + g dz = dQ + [\alpha dp + g dz] = 0$$

puisque $dQ = 0$ dans un processus isentrope, et le crochet est nul dans les conditions de l'équilibre hydrostatique. Pour un gaz parfait, la fonction d'état H ne dépend que de la température. Par définition :

$$dH = C_p dT$$

Comme C_p est constant dans l'intervalle de température qui nous intéresse, l'expression :

$$H = C_p T$$

est valide à une constante près. En utilisant l'invariance de G lorsqu'on passe, par une compression adiabatique, des conditions p, T au niveau z aux conditions p_0, θ (température potentielle) au niveau $z = 0$, on obtient finalement :

$$G = C_p T + gz = C_p \theta$$

Dans la réalité, la stratification n'est pas isentrope et la température potentielle de l'atmosphère croît avec l'altitude. Un mouvement tel que la circulation méridienne de Hadley ne peut donc se produire à grande échelle qu'à condition de fournir les quantités de chaleur appropriées (positive dans la branche ascendante et négative dans la branche descendante).

Cet accroissement de l'énergie d'une parcelle d'air de masse unité dans la branche ascendante du circuit donne l'expression du transport méridien d'énergie par la circulation atmosphérique à travers une latitude donnée :

$$\frac{dE}{dt} = \int_0^{2\pi a \cos\varphi} dx \int_0^{p_0} C_p \theta v \frac{dp}{g} \quad (12)$$

où v est la vitesse méridienne du courant atmosphérique. Pour la circulation de Hadley, assimilable à un écoulement stationnaire, on note que :

$$\int_0^{2\pi a \cos\varphi} dx \int_0^{p_0/2} v \frac{dp}{g} = \frac{dM}{dt}$$

est le flux de masse qui circule dans la boucle (environ $5 \times 10^{10} \text{ kg.s}^{-1}$ d'après la Fig. 5.7). D'autre part, la différence de température potentielle entre la branche inférieure du circuit et la branche supérieure est de l'ordre de $\theta_2 - \theta_1 \approx 20 \text{ K}$. Le transport par la circulation méridienne moyenne, maximum autour de la latitude $\varphi = 10^\circ$ Nord, est donc de l'ordre de (Fig. 5.8) :

$$\frac{dE}{dt} \approx C_p (\theta_2 - \theta_1) \frac{dM}{dt} = 10^{15} \text{ W}$$

En réalité, θ et v sont variables dans le temps et dans l'espace, et il convient, pour obtenir le transport méridien moyen annuel, de remplacer le produit θv par la moyenne temporelle et zonale, prise sur (au moins) un cycle annuel et sur toutes les longitudes. Ceci peut s'écrire :

$$\frac{dE}{dt} = \int_0^{2\pi a \cos\varphi} dx \int_0^{p_0} C_p [\bar{\theta} \cdot \bar{v} + \overline{\theta'v'}] \frac{dp}{g}$$

en distinguant le transport d'énergie par la circulation méridienne moyenne (estimée plus haut pour la cellule de Hadley) et le transport par les ondes, ou perturbations stationnaires ou transitoires. Ce dernier terme domine très largement dans la zone des perturbations baroclines, c'est-à-dire aux latitudes tempérées et polaires.

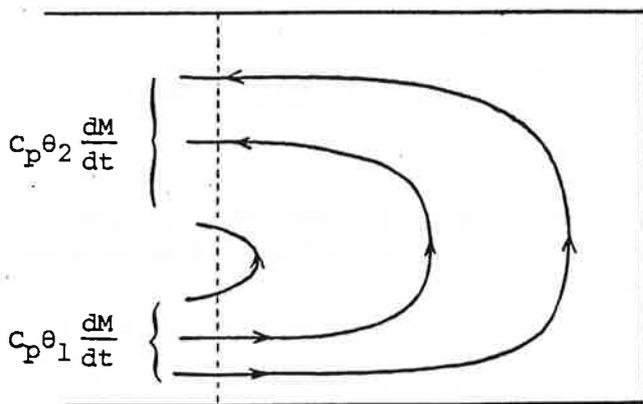


Fig. 5.8 - Transport d'énergie par la circulation méridienne.
- *Transport of energy by the meridional circulation.*

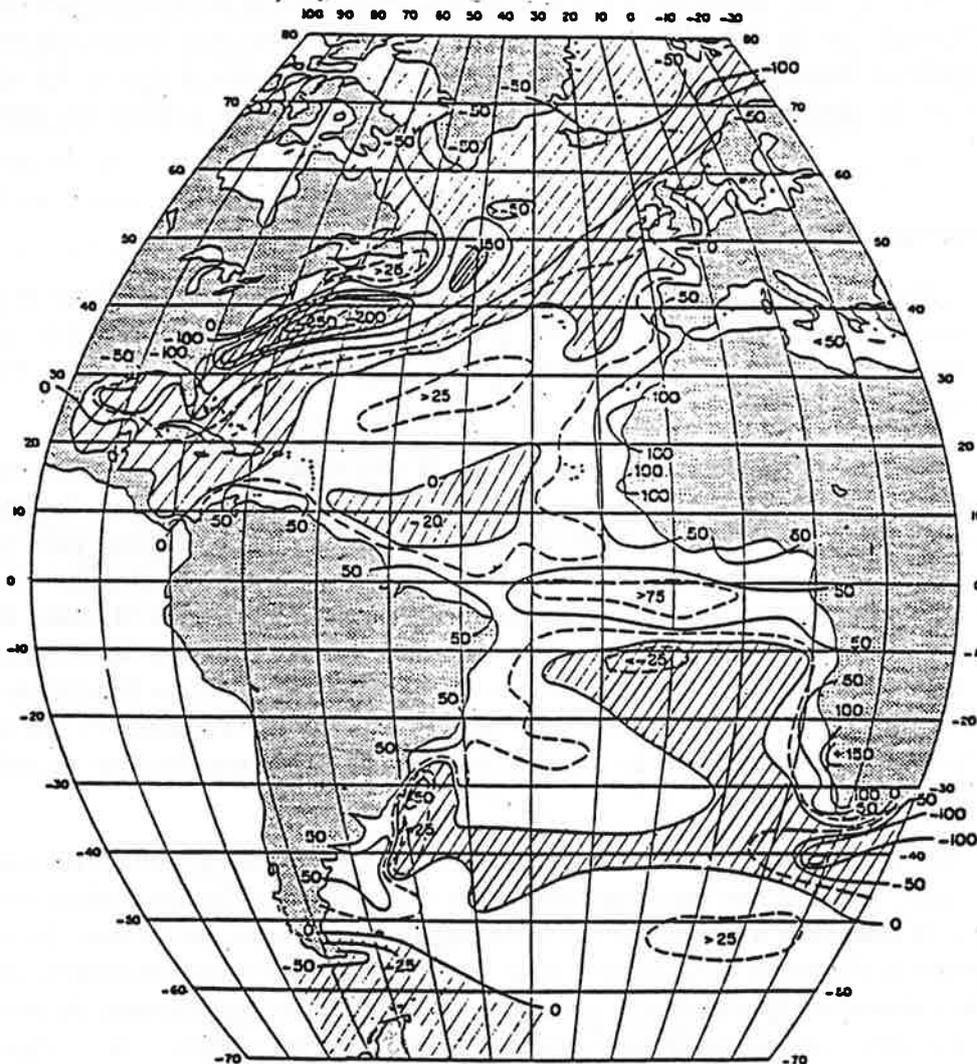


Fig. 5.9 – Flux de chaleur net à travers la surface de l'océan Atlantique (W/m^2). Les régions hachurées sont celles où ce flux est négatif, c'est-à-dire dirigé de l'océan vers l'atmosphère (d'après Bunker).

– Net (annual mean) heat flux at the surface of the Atlantic Ocean, in units of W/m^2 . Hatched areas correspond to the regions where this flux is negative i.e. where it moves from the ocean towards the atmosphere (according to Bunker).

Transport de chaleur par la circulation océanique

Le transport méridien de chaleur par l'ensemble des courants de l'océan mondial peut être estimé en prenant la différence entre le transport total (équation 11) et le transport atmosphérique (équation 12). On obtient ainsi les résultats représentés sur la figure 5.6.

Une estimation directe est impossible en l'état actuel des connaissances de la circulation océanique, en particulier de ses composantes transitoires qui produisent un transport de chaleur important dans la direction inverse du gradient de température (suivant un processus de « diffusion macro-turbulente »).

A l'échelle du bassin Atlantique, relativement mieux connu que les autres océans, Bunker (1980)* a tenté d'estimer, à partir des observations météorologiques faites par les navires, le flux net d'énergie reçu ou perdu par l'océan (rayonnement net à la surface + flux de chaleur latente et de chaleur sensible). Cette estimation, évidemment imparfaite, peut fournir le transport d'énergie par la circulation océanique si on admet (avec une bonne approximation) que le contenu thermique total de l'océan varie peu d'une année à l'autre. Le résultat (Fig. 5.9) illustre la grande variabilité spatiale des flux thermiques (même en moyenne annuelle).

Couplage dynamique entre l'atmosphère et des océans

D'après la figure 5.6, les transports d'énergie par la circulation atmosphérique et par la circulation océanique sont du même ordre de grandeur. Cette similitude n'est pas un fait fortuit, mais traduit l'existence d'une interaction dynamique et thermodynamique efficace entre les deux milieux.

On a vu (chapitre 3) que la vitesse zonale \bar{u} de la circulation générale de l'atmosphère est proportionnelle au gradient méridien de température $d\bar{T}/dy$. Du point de vue dynamique, on sait que la circulation générale est le résultat du transfert de moment cinétique effectué par la circulation méridionale de Hadley. La cellule de Hadley fonctionne à la manière du cycle thermodynamique d'un moteur avec une « source chaude » à haute pression et haute température à la surface terrestre et une « source froide » en altitude (par émission de rayonnement infrarouge) à une pression et une température plus basses. Cette circulation fonctionne à un régime d'autant plus fort que la différence de température entre l'équateur et les hautes latitudes est importante. Autrement dit, le gradient méridien de température contrôle le régime du moteur atmosphérique.

« D'autre part, la circulation océanique superficielle, engendrée par la friction du vent à la surface des océans, effectue une part significative du transport méridien de chaleur vers les hautes latitudes et tend ainsi à homogénéiser le champ de température de surface. Le couple océan-atmosphère se comporte donc comme un système régulé : une augmentation du régime de la circulation atmosphérique entraîne, avec un certain délai, une accélération du transport océanique et, par suite, une diminution du gradient $d\bar{T}/dy$, qui limite à son tour le régime du moteur atmosphérique. Cette succession de phénomènes constitue une **boucle de contre-réaction** qui caractérise le fonctionnement d'un **régulateur**.

On conçoit que ce système régulé naturel ne soit jamais parfaitement « réglé », mais oscille au contraire constamment autour d'un régime moyen avec des pseudo-périodes déterminées par la constante de temps de la réponse de la circulation des couches superficielles de l'océan à une sollicitation par la tension du vent (c'est-à-dire plusieurs mois). On doit donc chercher dans la dynamique du système couplé océans-atmosphère l'explication des **variations interannuelles** significatives que l'on peut mettre en évidence dans certains cas, et éventuellement le moyen de prévoir ces variations.

(*) Bunker J., 1980. Trends of variables and energy fluxes over the Atlantic Ocean from 1948 to 1972. *Monthly Weather Rev.* 108 : 720-732.

5.7. Cycle global de l'eau

Il est naturel d'envisager le transport de la vapeur d'eau en même temps que celui de l'énergie, puisque la chaleur latente de condensation (vaporisation) est une des principales sources de chaleur de l'atmosphère (Fig. 5.5). Malheureusement, la distribution de la vapeur d'eau, et surtout les précipitations, sont très variables dans le temps et dans l'espace, de sorte qu'il est encore impossible à ce jour d'en connaître avec précision la répartition. On se contentera donc du bilan global des principales composantes du cycle de l'eau (Fig. 5.10), qui a surtout une valeur indicative. On retiendra les valeurs suivantes :

- Océans (superficie $360 \times 10^6 \text{ km}^2$)
 précipitation moyenne actuelle : 1,03 m
 évaporation moyenne actuelle : 1,11 m
- Continents (superficie $150 \times 10^6 \text{ km}^2$)
 précipitation moyenne annuelle : 0,60 m
 évaporation moyenne actuelle : 0,40 m

Noter que l'évaporation globale moyenne annuelle (0,9 m, soit 900 kg.m^{-2} par an) exige un apport d'énergie, ou chaleur latente de vaporisation, égal à :

$$\frac{\text{masse} \times L}{1 \text{ année}} = \frac{900 \times 2,5 \times 10^6}{3,15 \times 10^7} = 70 \text{ W.m}^{-2}$$

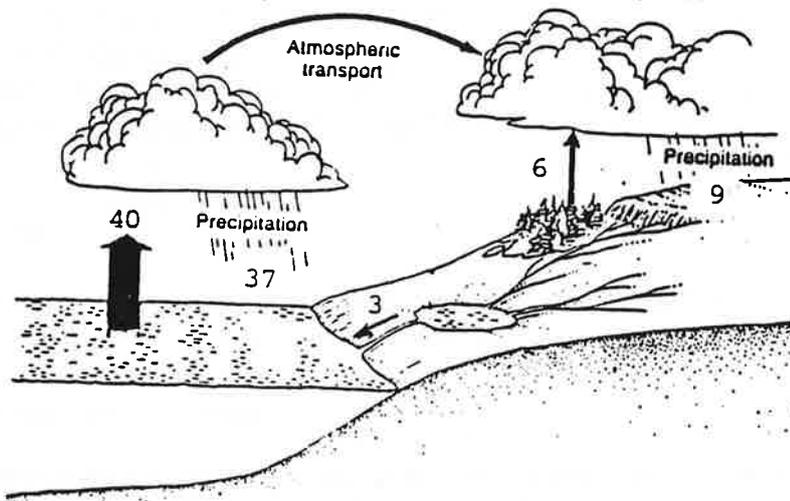


Fig. 5.10 - Cycle hydrologique global. Les flux sont intégrés sur l'étendue des océans et des continents et donnés en unités de $10^{13} \text{ m}^3/\text{an}$.

- Global hydrological cycle. Rates are integral values of the fluxes across the oceans and continental areas, expressed in units of $10^{13} \text{ m}^3/\text{year}$.

Chapitre 6

VARIATIONS CLIMATIQUES

6.1. Réalité des variations climatiques

On peut définir le « climat » comme l'effet cumulatif du « temps », c'est-à-dire des phénomènes météorologiques. Les paramètres climatiques sont ainsi définis comme le résultat d'une intégration ou d'un lissage des variables météorologiques. Malgré ce lissage, les variations observées des paramètres climatiques en un lieu donné sont largement dominées par la variabilité météorologique à toutes les échelles de temps, sauf les périodes très longues.

Si on admet, par exemple, que les perturbations météorologiques courantes aux latitudes tempérées engendrent des variations de température de l'ordre $\pm 3^\circ\text{C}$ (variance) avec une durée caractéristique de 3 jours, on conclut que la variance de la température moyenne mensuelle d'un certain mois de janvier, par exemple, est 3°C divisé par la racine carrée du nombre d'événements météorologiques indépendants pendant cette période, soit :

$$\frac{3}{\sqrt{10}} \approx 1^\circ\text{C}$$

Cette variance est très grande par rapport à l'amplitude des « signaux climatiques » attendus (de l'ordre d'une fraction de degré en cent ans pour la température moyenne de l'hémisphère Nord). On s'en tire un peu mieux en prenant la moyenne de plusieurs mois de janvier successifs. Ainsi, il est courant de calculer une moyenne climatique de janvier sur trente ans. Dans ce cas, la variance de la température moyenne devient :

$$\frac{3}{\sqrt{300}} \approx 0,16^\circ\text{C}$$

Encore ce résultat est-il optimiste dans la mesure où une part importante de la variance « météorologique » est le fait de phénomènes persistants pendant plusieurs jours, voire plusieurs semaines. Ceci réduit considérablement le nombre d'événements indépendants qui entrent dans la moyenne climatique.

En première approximation, on peut considérer que le climat de la Terre est constant dans la limite des incertitudes statistiques. On en jugera en comparant, par exemple, deux cartes du vent moyen à la surface de l'océan Atlantique, la première établie par l'astronome Halley en 1686 d'après les observations de la marine à voile de l'époque (Fig. 6.1) et la seconde, construite récemment d'après les observations des navires de commerce (Fig. 6.2). On reconnaîtra l'extraordinaire similitude des éléments caractéristiques : position de la **zone de convergence intertropicale** entre l'équateur et 10° Nord, existence d'un maximum de convergence (« calme et tornades ») vers 20° de longitude ouest, direction générale des vents alizés au nord et au sud de l'équateur, mousson ouest-africaine dans le golfe de Guinée. En un mot, climatologues anciens et modernes décrivent le même régime de circulation atmosphérique.

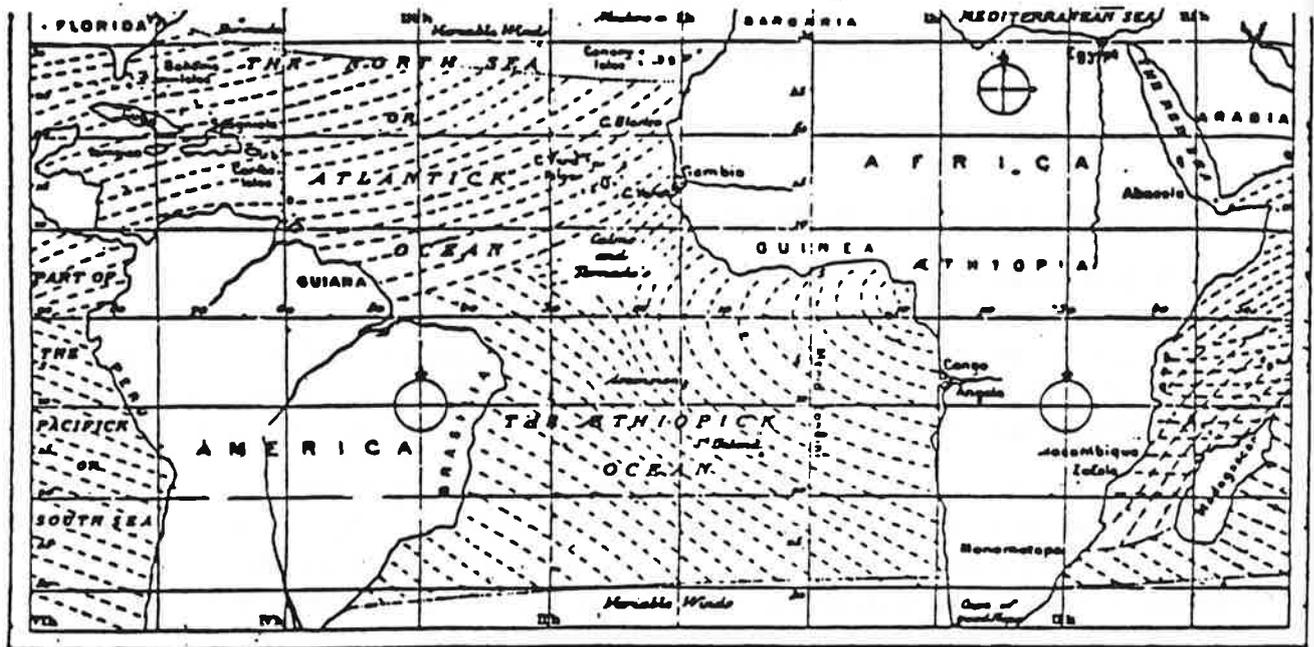


Fig. 6.1 - Carte climatologique du vent à la surface de l'océan Atlantique établie par Halley en 1686.
- Climatological map of surface winds over the Atlantic Ocean, established by Halley in 1686.

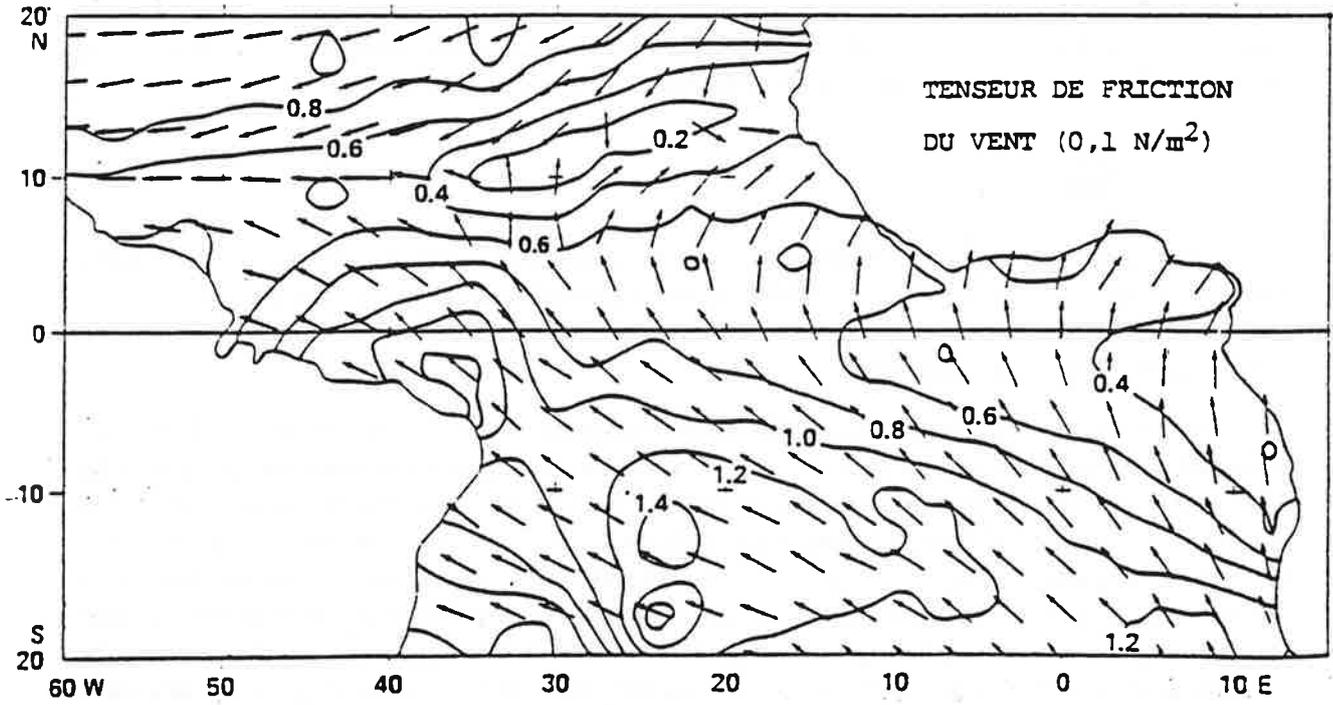


Fig. 6.2 - Observations récentes : moyennes mensuelles du tenseur de friction du vent sur la surface de la mer en août.
- Recent observations of surface winds stress (climatological mean for the month of August).

Cependant, un traitement statistique soigneux, faisant intervenir soit des séries temporelles très longues de mesures cohérentes, soit un très grand nombre d'observations distribuées sur un domaine étendu, si possible global ou hémisphérique, permet de calculer des valeurs climatiques (moyennes) précises avec un intervalle de confiance assez étroit pour mettre en évidence, d'une manière fiable, des **tendances** décennales ou séculaires. C'est ainsi que l'on estime, par exemple, que la température moyenne globale corrigée des effets saisonniers (lissage sur une période annuelle) s'est élevée de 0,4 °C depuis 1880 (Fig. 6.3). On notera que cet échauffement incontestable, mais encore inexpliqué, est plus sensible dans l'hémisphère Nord que dans les tropiques ou l'hémisphère Sud.

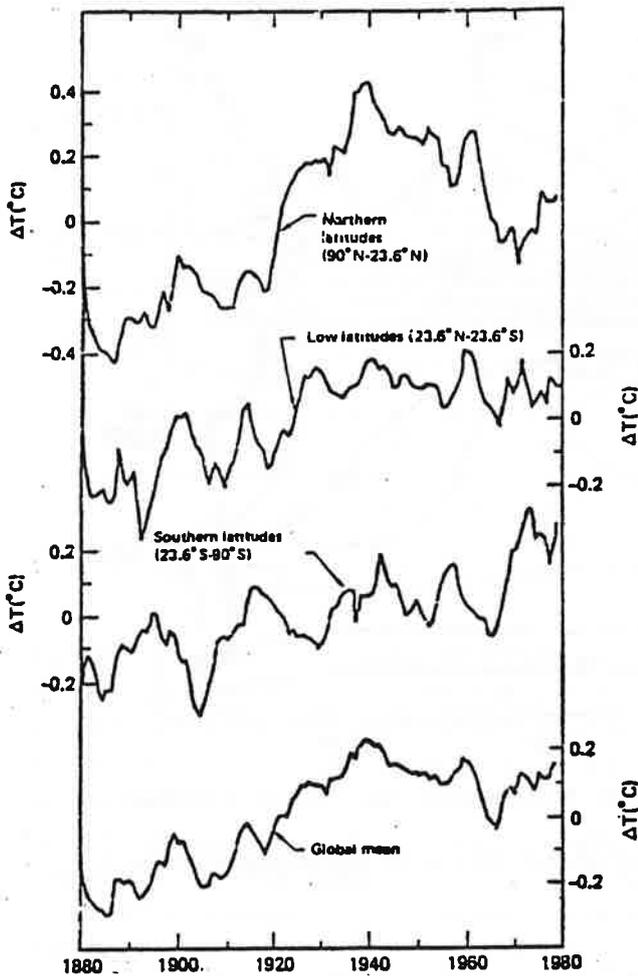


Fig. 6.3 – Anomalie de la température de l'air au niveau de la mer par rapport à la moyenne séculaire de cette température pour différentes latitudes (d'après Hansen *et al.*).

– Mean surface air temperature anomaly over the Ocean, compared to the long-term (one century) average value for different latitude zones and the global domain (according to Hansen *et al.*).

Des variations climatiques à relativement court terme (quelques années) sont constatées dans la zone tropicale, où la variabilité météorologique est beaucoup plus faible qu'aux latitudes tempérées et les éléments caractéristiques plus concentrés dans l'espace. Considérons par exemple la distribution annuelle des pluies (estimée) sur l'océan Pacifique. On note un maximum très marqué des précipitations au voisinage de 10° Nord, correspondant à la latitude pratiquement stationnaire d'une zone de convergence étroite (Fig. 6.4). On conçoit qu'un changement relativement modeste du régime de circulation produise un déplacement persistant et sensible de cette bande étroite où les précipitations sont très importantes, ce qui peut éventuellement changer d'une manière drastique le régime des pluies en un point fixe. C'est ce qu'on observe effectivement dans la série des précipitations mensuelles moyennes sur l'île de Canton, au milieu du Pacifique (Fig. 6.5). Noter les variations spectaculaires du régime des pluies en décembre-janvier, avec une (quasi) période de 2 années. Ce

phénomène est d'ailleurs tout le contraire d'une particularité locale. Le régime des pluies sur l'île de Canton, au voisinage de la ligne de changement de date, est étroitement corrélé aux anomalies de la pression atmosphérique observées à Darwin, Australie, 6 000 km plus à l'Ouest. Il s'agit là d'un cas exemplaire de **téléconnexion climatique**, résultant d'un phénomène d'échelle planétaire connu sous le nom d'**oscillation australe**.

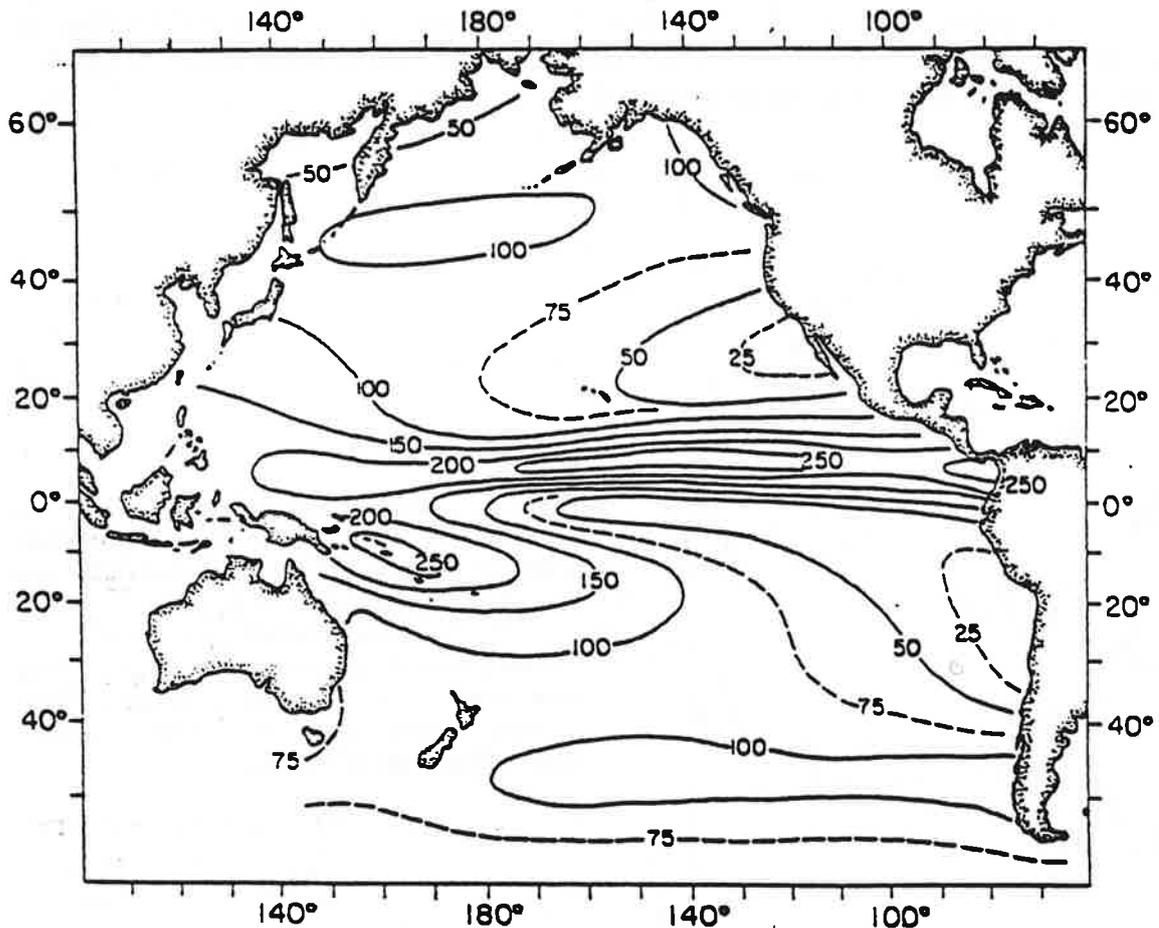


Fig. 6.4 – Distribution moyenne annuelle des précipitations sur l'océan Pacifique (exprimées en cm d'eau précipitée).
– *Distribution of the mean annual rainfall over the Pacific Ocean (expressed in cm of precipitated water).*

Sur des échelles de temps beaucoup plus longues (10^4 à 10^6 années), les indices géologiques et paléoclimatologiques prouvent que la planète a été soumise à des changements climatiques considérables, qui se sont manifestés par de vastes augmentations de l'étendue des glaciers, de la calotte glacière arctique et sans doute antarctique (glace flottante). La Fig. 6.6 résulte de la datation, par analyse isotopique, de coraux fossiles trouvés à différentes profondeurs devant la côte Atlantique du continent africain et devant la côte Pacifique de l'Amérique du Sud. Comme on sait que les coraux vivent toujours immédiatement au-dessous du niveau moyen de la mer, l'existence de coraux jusqu'à 150 m de profondeur ne peut être expliquée que par une variation globale du niveau moyen de la mer, l'hypothèse de mouvements tectoniques locaux étant exclue par la similitude des deux courbes). On voit que le **volume total** des océans a considérablement varié au cours des derniers 150 000 ans, avec des minimums correspondant à un abaissement de 150 m au cours du dernier paroxysme glaciaire.

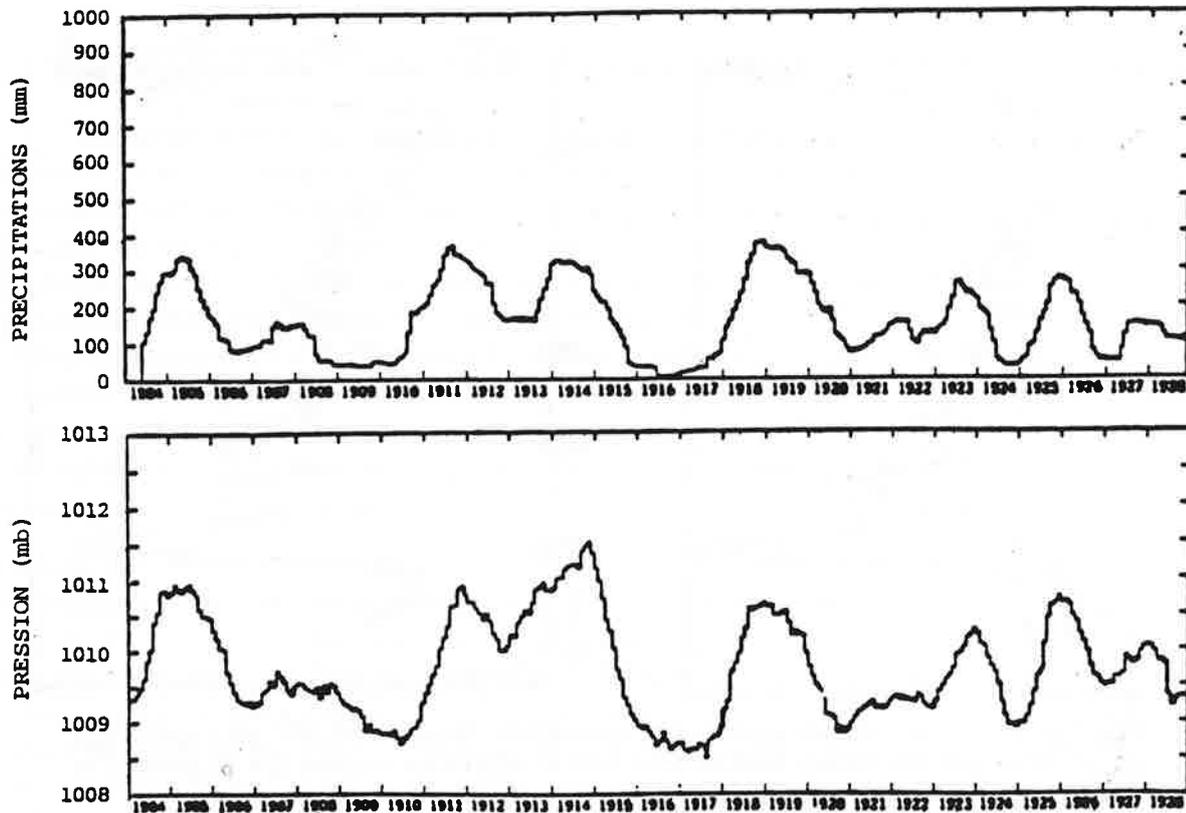


Fig. 6.5 - Comparaison entre les moyennes annuelles glissantes des précipitations mensuelles sur l'île de Canton au centre de l'océan Pacifique (en haut) et l'anomalie de pression atmosphérique à Darwin, Australie, pendant la période 1904-1928 (en bas).

- Comparison of the 12-month running means of monthly total rainfall on Canton Island in the middle of the Pacific Ocean (upper panel) and the atmospheric pressure anomaly at Darwin, Australia, during the period 1904-1928 (lower panel).

La Fig. 6.7 est une autre image du même phénomène, caractérisé cette fois par le changement de la température à la surface de l'océan Atlantique depuis le dernier âge glaciaire (18 000 ans avant l'époque actuelle). La carte de la température superficielle de l'océan il y a 18 000 ans a été obtenue en analysant la distribution des microfossiles dans des carottes de sédiments marins prélevés en différents endroits au fond de l'océan. Une fois résolu le difficile problème de la chronologie, la distribution des microfossiles, correspondant aux populations de microalgues du plancton végétal vivant à la surface à la même époque, peut être reliée à la température superficielle de l'océan qui a favorisé le développement préférentiel de ces espèces (projet CLIMAP). La carte montre l'extension des eaux froides d'origine polaire au cours de la dernière glaciation. (Noter la déformation du contour littoral qui résulte de l'abaissement du niveau de la mer.)

En résumé, il existe au moins deux types de « signaux climatiques » :

- Des variations relativement rapides (durée caractéristique : 1-10 ans) ayant l'allure d'oscillations autour d'un régime moyen, variations probablement dues à la **dynamique interne** du système océan-atmosphère.
- Des changements climatiques **persistant** sur des périodes beaucoup plus longues (10^3 à 10^4 années), mais cependant **réversibles** à l'échelle de 10^5 années (cycles glaciation-déglaciation). Ces changements sont probablement causés par des **facteurs externes** (astronomiques par exemple), mais sont aussi profondément modulés par la dynamique du système atmosphère-océan-glaces.

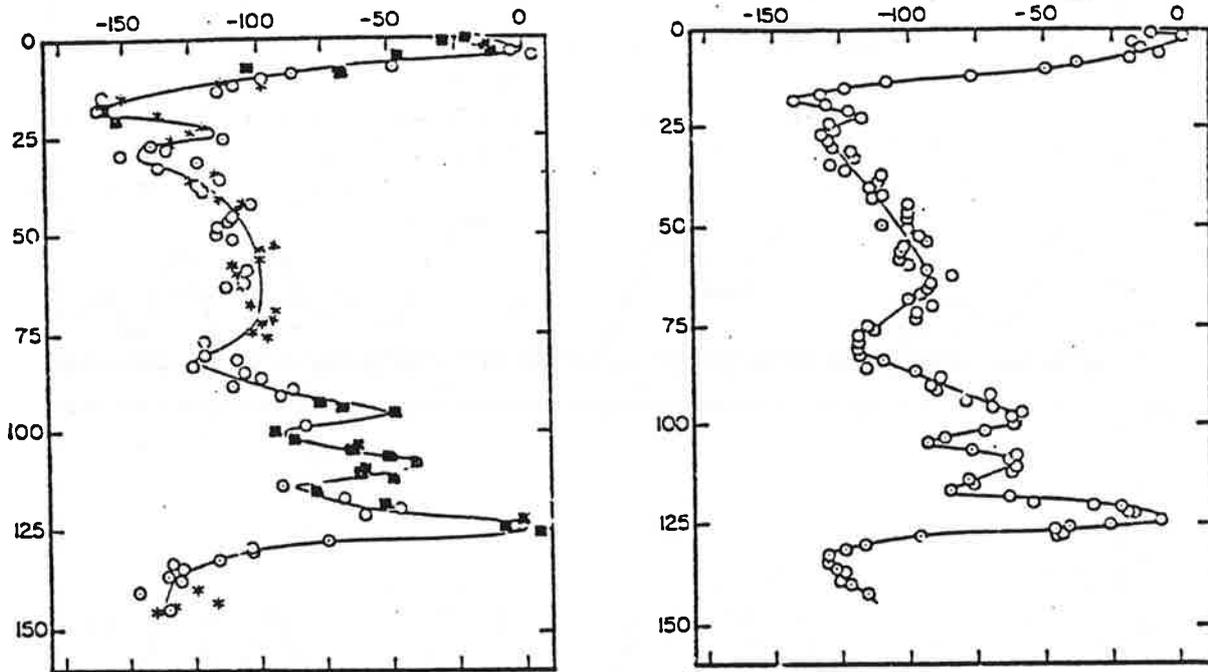


Fig. 6.6 – Variations du niveau de la mer au cours des derniers 150 000 ans d'après l'âge et la profondeur des coraux fossiles dans l'océan Atlantique tropical Est (à gauche) et dans l'océan Pacifique équatorial Est (à droite) (d'après Shackleton).

– Changes in the mean sea level during the last 150 000 years as deduced from dating of fossil corals at various depths in the Eastern tropical Atlantic (left panel) and Eastern Equatorial Pacific (right panel) (according to Shackleton).

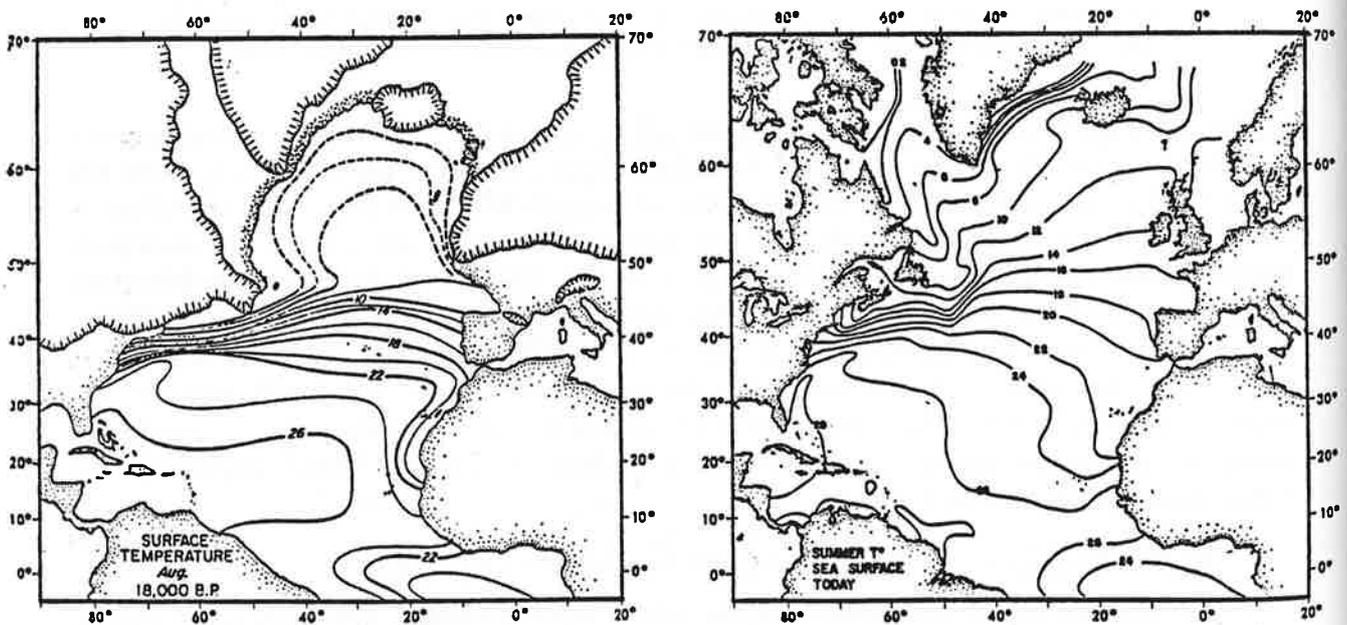


Fig. 6.7 – Température moyenne d'été de la surface de l'océan Atlantique, d'après les observations actuelles (à droite) et reconstitution de la carte de température 18 000 ans avant l'époque présente (à gauche), d'après la distribution des microfossiles dans les sédiments marins (données du projet CLIMAP).

– Mean summer sea-surface temperatures in the North Atlantic, as observed today (right panel) and as shown by the paleoclimatological map for 18 000 years before present (left panel). The reconstruction of past surface temperatures is based on the distribution of various species of microfossils in deep ocean sediments (from Project CLIMAP).

6.2. Les variations interannuelles et oscillation australe

Le changement le plus frappant du « climat » atmosphérique est celui qui sépare l'été de l'hiver. En certains lieux (par exemple, New-York), le cycle annuel des saisons présente des conditions sub-polaires pendant l'hiver et quasiment tropicales pendant l'été. Si importantes qu'elles soient, ces variations saisonnières ne peuvent cependant pas être légitimement assimilées à des variations climatiques, parce qu'au cours d'un cycle annuel le système océan-atmosphère reste trop éloigné d'un état de régime stationnaire. En raison du stockage et du déstockage continus d'énergie par les différentes composantes du système, la Terre dans son ensemble est toujours en déséquilibre radiatif. S'il est vrai que les variations saisonnières fournissent des exemples suggestifs des changements possibles des processus océaniques ou atmosphériques, il faut considérer au minimum des **variations interannuelles** pour voir apparaître un signal climatique.

L'étude des variations climatiques à court terme (1 à 10 ans) présente un grand intérêt scientifique parce que ces phénomènes se déroulent à l'époque actuelle et sont en principe complètement accessibles aux moyens d'observation modernes, capables de fournir une description quantitative précise et complète à l'échelle globale. On conçoit donc la possibilité d'arriver à une explication scientifique satisfaisante des fluctuations interannuelles, alors que l'étude de phénomènes anciens oblige à « faire l'impasse » sur de nombreux aspects. En outre, les variations climatiques interannuelles ont des conséquences météorologiques et économiques importantes, dont la compréhension et la prévision auraient une grande importance pratique.

Le plus connu parmi ces phénomènes est constitué par une anomalie importante de la température de surface de l'océan Pacifique tropical, qui se traduit par nombre de perturbations météorologiques dans ce bassin et également dans l'océan Indien. Il s'agit du phénomène El Niño, qui se produit au large des côtes de l'Amérique du Sud.

La figure 6.8 représente la température climatique normale de la surface de l'océan Pacifique. On note une différence importante, au voisinage de l'équateur, entre le Pacifique Ouest fort chaud (29-30°C) et le Pacifique Est plutôt froid (20-25°C). Ce gradient très marqué est dû à la présence du courant froid de Humboldt remontant du sud le long des côtes de l'Amérique latine. Pendant le déroulement d'un phénomène El Niño, ce gradient disparaît à une époque précise de l'année (au voisinage de Noël, d'où le nom espagnol) comme on le voit sur la carte de la température superficielle pendant un événement El Niño (Fig. 6.9). Les conséquences météorologiques sont sévères :

- Déplacement méridional du régime des pluies tropicales, avec inondations dans les régions normalement désertiques du Pérou et sécheresse exacerbée en Australie.
- Développement de cyclones tropicaux dans le Pacifique Sud-Est (Tahiti), région qui en est normalement exempte.
- Elévation du niveau moyen de la mer et naissance d'une forte houle ravageant les rivages de l'Amérique du Nord et du Sud.

L'anomalie affecte également la structure thermique et la circulation de l'océan : elle supprime pour une grande part la remontée des eaux froides (upwelling tropical) et des substances nutritives du fond vers la surface au large du Pérou, et cause une interruption de la production primaire du plancton qui entraîne la disparition de nombreuses espèces de



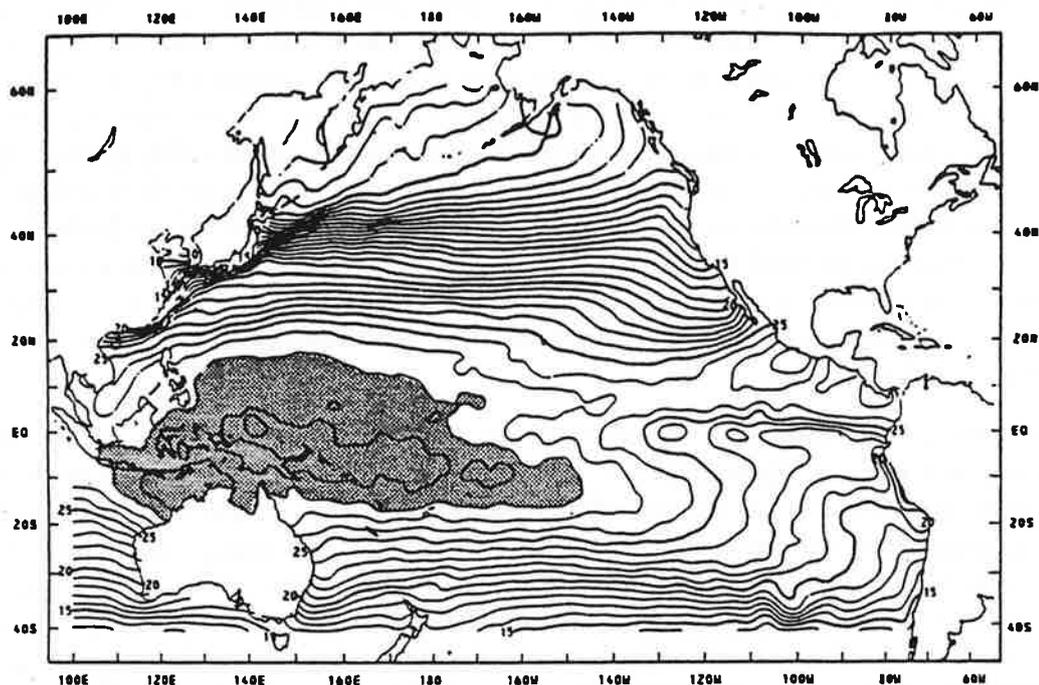


Fig. 6.8— Carte de la température climatologique moyenne (°C) de la surface de l'océan Pacifique pour le mois de décembre (les zones à température supérieure à 28 °C sont ombrées).

— *Mean sea-surface temperature (°C) of the Pacific Ocean for December (areas with temperatures over 28 °C are shaded).*

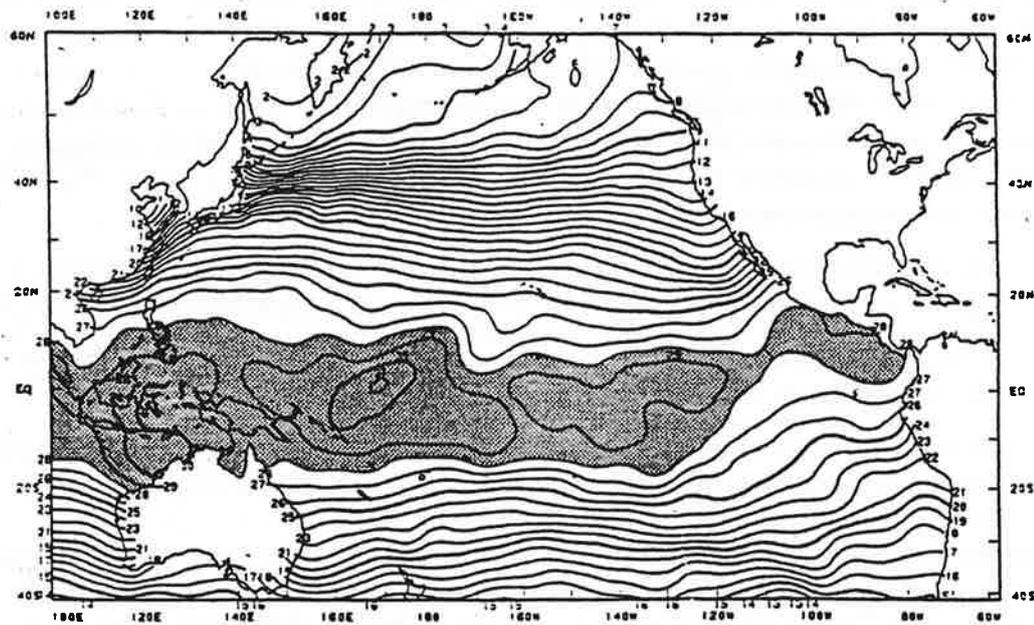


Fig. 6.9— Même carte que la précédente pour le mois de décembre 1982 pendant un phénomène El Niño.

— *Same as Fig. 8, but for the month of December 1982 during an El Niño event.*

poissons (ceux-ci meurent ou vont chercher pitance ailleurs). Le phénomène El Niño de 1972 a eu un effet foudroyant sur les ressources halieutiques du Pérou, qui a vu le rendement de la pêche des anchois diminuer d'un facteur 10.

Interprétation

On sait maintenant que le phénomène El Niño est le résultat de l'interaction des océans tropicaux (particulièrement, l'océan Pacifique) et de l'atmosphère à l'échelle globale. Le phénomène est d'ailleurs associé à l'**oscillation australe**, vaste réaménagement des masses d'air de l'atmosphère qui se traduit par des écarts de pression alternés et en opposition de phase entre le Pacifique Est (centre : Tahiti) et le reste de la planète (Fig. 6.10).

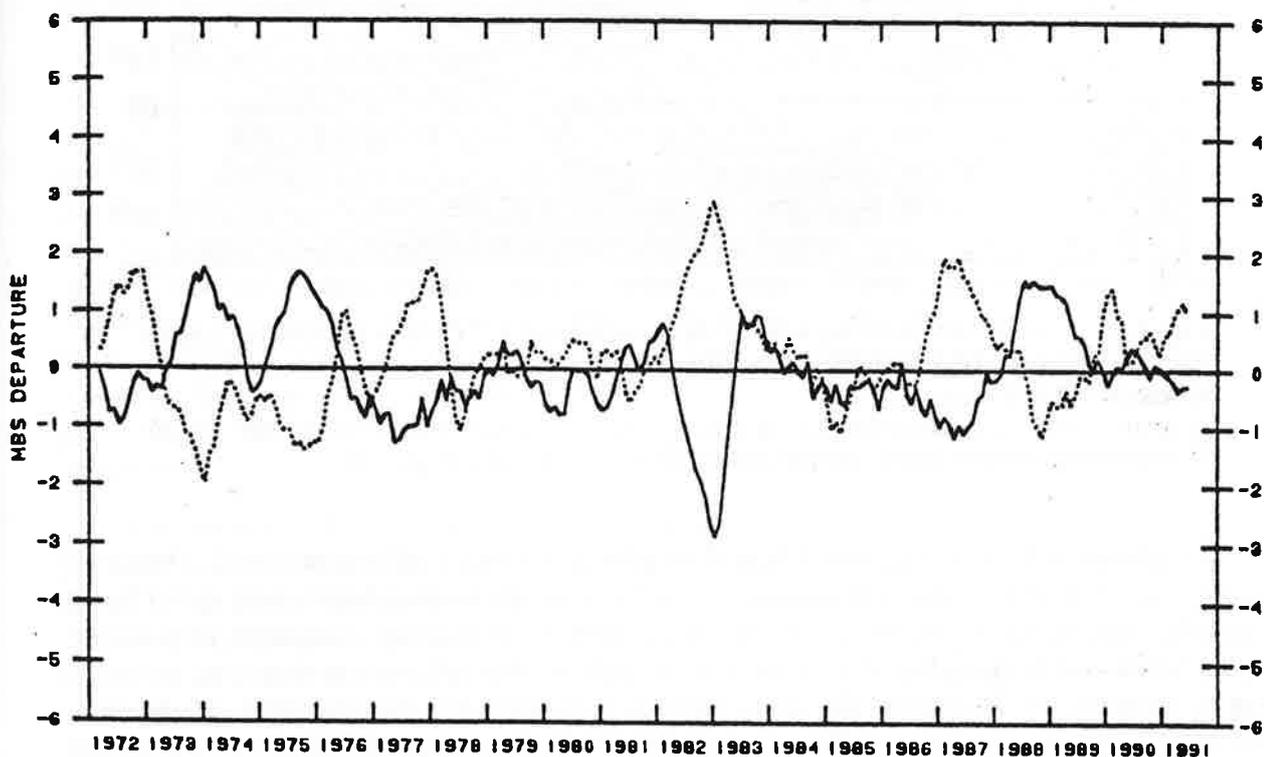


Fig. 6.10 - Anomalie saisonnière de la pression atmosphérique à Tahiti (trait continu) comparée à celle observée à Darwin sur l'océan Indien (tirets).

- Seasonal anomaly of atmospheric pressure at Tahiti (solid line) compared to the pressure anomaly on the Indian Ocean (dashes).

Le renversement du signe de l'oscillation australe se traduit par un déplacement de la branche ascendante de la circulation de Walker, normalement centrée sur le « continent maritime » de l'Indonésie, vers le Pacifique central, avec un changement du régime des pluies : sécheresse sur la Chine, l'Indonésie et surtout l'Australie, pluies diluviennes sur Canton Island et apparition d'eaux superficielles très chaudes au voisinage de la longitude 180°. Cette circulation atmosphérique anormale cause une forte convergence à basse altitude et une forte réduction, voire le renversement des vents alizés (Fig. 6.11). Les vents anormaux causent une gigantesque « vague » ou onde de Kelvin à l'échelle de l'océan Pacifique, avec une amplitude de l'ordre de 0,5 m, qui se propage d'Ouest en Est.

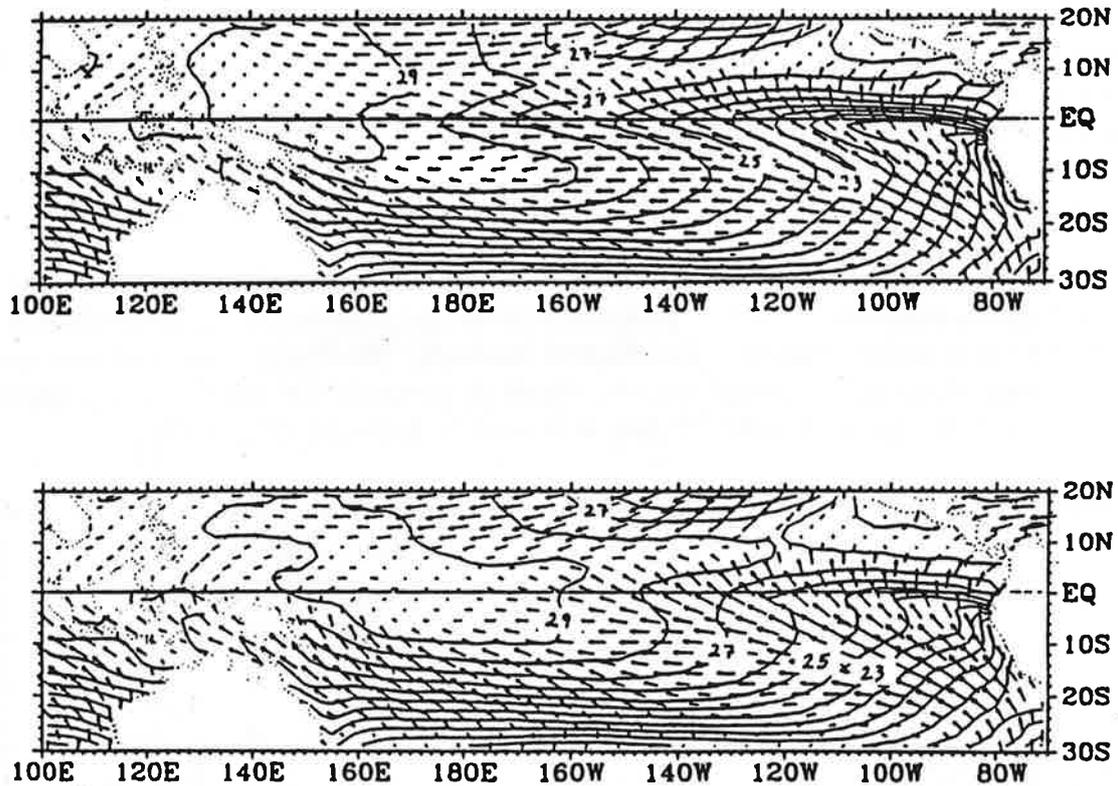


Fig. 6.11 - Carte moyenne du vent et de la température ($^{\circ}\text{C}$) à la surface de l'océan Pacifique pour la période juillet-novembre en année normale (en haut) et pendant les anomalies El Niño (en bas).

- July to November wind and sea-surface temperature ($^{\circ}\text{C}$) of the Pacific Ocean during normal years (top panel) and El Niño years (lower panel).

Le niveau de la mer (rapporté à la surface géopotentielle de référence dans le champ de gravité terrestre) est normalement plus bas sur le bord Est du bassin (Amérique) qu'à l'Ouest (Australie-Indonésie), en raison de la friction exercée d'une manière quasiment permanente par les vents alizés d'Est. Cet abaissement de la surface libre est compensé par un amincissement prononcé de la couche chaude superficielle de l'océan : son épaisseur est de 25 m seulement à l'Est contre 200 m à l'Ouest. La propagation d'une onde de Kelvin vers les côtes de l'Amérique se traduit par une montée de la surface libre (+ 0,5 m) et un abaissement marqué de la thermocline (- 50 m ou plus) qui bloque la remontée d'eau profonde froide et favorise le réchauffement de la température de la surface de la mer (Fig. 6.9).

Ce processus dynamique est assez bien compris actuellement pour envisager la prévision de El Niño 6 à 12 mois à l'avance, dès que sont observés les signes précurseurs sur l'océan Pacifique. Par contre, la cause originelle, qui déclenche le phénomène à intervalles irréguliers de 2 à 5 ans, n'a pas encore été élucidée d'une manière irréfutable. L'oscillation australe pourrait avoir son origine dans une anomalie (aléatoire ?) de la circulation atmosphérique au moment du déclenchement de la mousson indienne vers le mois de mai. Mais il est probable également que le développement d'une oscillation d'amplitude significative est soumis à une condition thermodynamique, à savoir le stockage d'une quantité suffisante de chaleur dans le « bassin d'eau chaude » qui stagne autour de l'archipel indonésien (Fig. 6.8). La prévision de l'oscillation australe et du phénomène El Niño qui s'ensuit est l'objet du programme d'étude international TOGA (Tropical Ocean and Global Atmosphere), qui se déroule sur une période de dix ans (1985-1995).

6.3. Histoire climatique de la planète

Plus mystérieuse, et d'autant plus passionnante, est l'histoire des variations climatiques qui ont affecté l'atmosphère et les océans au cours des périodes géologiques passées. Cette histoire est progressivement découverte par la **paléoclimatologie**, science fondée sur l'étude d'une variété d'indicateurs, plus ou moins qualitatifs et plus ou moins directs, des changements passés.

Depuis les **derniers 1 000 000 d'années** (probablement 2×10^6 ans), la Terre a connu des alternances quasi périodiques de glaciations et d'âges interglaciaires (semblables aux conditions actuelles). Cette information nous est donnée principalement par l'interprétation d'indices géologiques, assez flous dans le passé lointain mais fort clairs pour le passé plus récent et, notamment, depuis l'avant-dernière glaciation, qui a eu lieu il y a 125 000 ans.

Le dernier cycle glaciaire-interglaciaire couvre **125 000 années**. Il est caractérisé par une succession de refroidissements entrecoupés de rémissions et culmine par un paroxysme glaciaire 18 000 années avant l'époque présente (Fig. 6.12). Les informations quantitatives sur cette période sont assez fournies, notamment grâce à l'analyse chimique et isotopique de la glace prélevée sous la forme de longues « carottes » jusqu'à la base même de la calotte glaciaire antarctique. On sait que les fluctuations récentes de la température moyenne de l'atmosphère sont manifestées par des variations du rapport isotopique $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ de la neige qui tombe dans l'antarctique. Or le rapport $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ de la glace prélevée à différentes profondeurs (donc formée à partir de précipitations de neige à différentes époques) est corrélé à la concentration en gaz carbonique des bulles d'air fossiles scellées dans le même échantillon de glace (Fig. 6.12). Toutefois, la relation de cause à effet entre les deux phénomènes reste à déterminer.

La période relativement récente de l'**Holocène**, couvrant la dernière déglaciation (-15 000 à -10 000 ans) et le dernier « optimum climatique » (-6 000 ans avant la période actuelle), sont relativement bien documentées par une variété d'indicateurs paléontologiques (notamment plancton et pollens fossiles) et même historiques, puisque notre espèce, *Homo sapiens*, existe sous la forme actuelle depuis 70 000 ans. Les résultats de CLIMAP (voir par exemple Fig. 6.7) permettent de reconstituer des cartes paléoclimatiques détaillées où l'on découvre la très grande fertilité de l'Afrique pendant l'optimum climatique de l'Holocène : la désertification, la quasi-disparition du lac Tchad et l'extension du Sahara sont des phénomènes relativement récents.

Les **dernières 1 000 années**, documentées par de nombreux textes écrits relatant une grande variété d'observations (par exemple celles des navigateurs Vikings), sont caractérisées par deux périodes relativement froides, les « petits âges glaciaires » du 14^e et du 17^e siècle, pendant lesquels la température moyenne annuelle de l'hémisphère nord est descendue de 1 °C environ. Les tableaux des maîtres hollandais nous renseignent sur la popularité du patinage sur glace à cette époque.

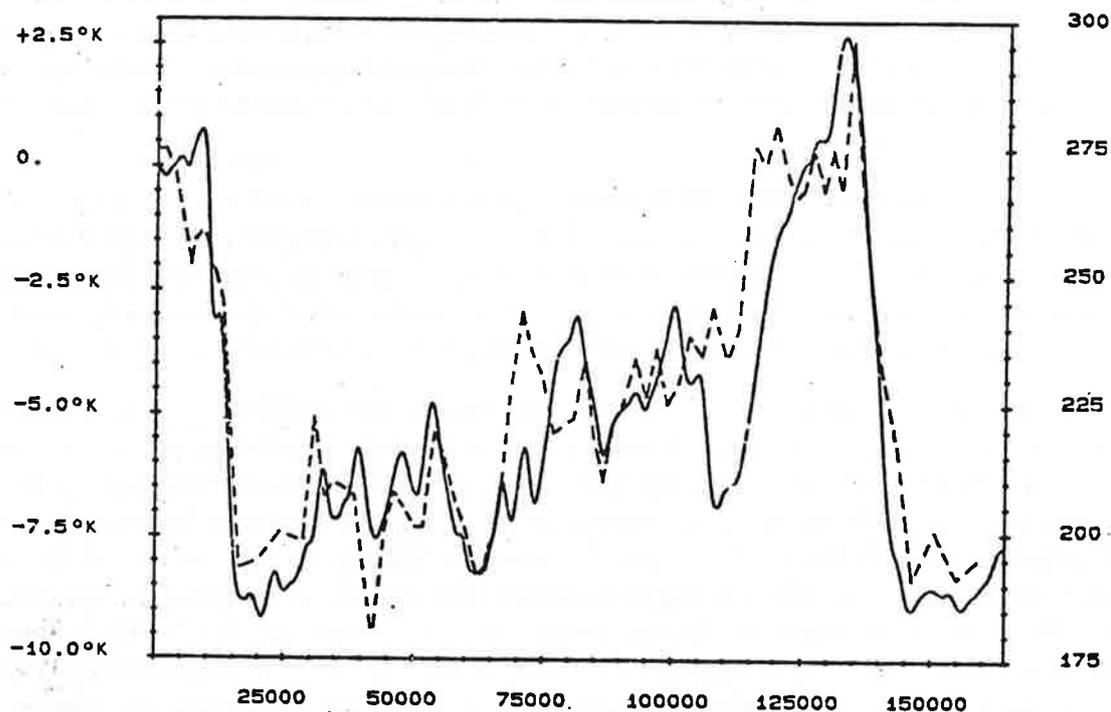


Fig. 6.12 – Variations préhistoriques de la concentration du gaz carbonique atmosphérique, d'après la composition des bulles d'air piégées dans la glace antarctique, en relation avec la température globale moyenne estimée d'après le rapport isotopique $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$. La concentration de gaz carbonique (tirets) est donnée en ppm sur l'échelle de droite. L'écart de température par rapport au présent (trait plein) est indiqué sur l'échelle de gauche. On a porté en abscisse le nombre d'années avant l'époque présente, déduite de la profondeur de carottage (d'après Lorius & Reynaud).

– *Paleo-climatological variations of the atmospheric concentration of carbon dioxide, deduced from the composition of air bubbles trapped in Antarctic ice, in relation to the mean temperature, estimated from the isotopic ratio $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$. The carbon dioxide concentration (dashes) is given in ppm on the right-hand scale. The number of years before present is deduced from the depth at which core sampling was performed (according to Lorius & Reynaud).*

Interprétation

L'explication quantitative de ces phénomènes n'est pas connue. Il semble toutefois acquis que leur cause première est le changement (relativement faible) des conditions d'ensoleillement de la planète, résultant de différentes variations séculaires des paramètres orbitaux de la Terre, avec des périodes de 20 à 100 000 ans :

- obliquité de l'orbite : période égale à 20 000 ans
- précession des équinoxes : période de 40 000 ans
- excentricité de l'orbite : période de 100 000 ans

Cette explication est donc conforme à l'hypothèse formulée au début du siècle par l'astronome serbe Milankovic. Toutefois, ce **forçage extérieur** est trop faible (et trop régulier) pour expliquer directement la complexité des cycles glaciaires, ni surtout l'ampleur du phénomène. Le forçage radiatif primaire est vraisemblablement amplifié et modifié par de

processus terrestres multiples. Au premier ordre, il apparaît que la dynamique des calottes polaires arctique (Amérique-Groenland-Eurasie) et antarctique a joué un rôle déterminant. Cette dynamique permet des **bifurcations** entre différents régimes d'écoulement caractérisés par des valeurs spécifiques du taux d'accrétion de la neige et d'ablation (fusion superficielle ou formation d'icebergs). Elle est contrôlée par le climat (température, précipitations), mais aussi par l'élasticité de la croûte terrestre qui soutient le fardeau des calottes glaciaires.

Au second ordre, de très nombreux mécanismes amplificateurs ou régulateurs ont pu se développer dans l'océan ou dans l'atmosphère pour modifier la réponse climatique. On peut imaginer par exemple un changement du régime de circulation de l'océan mondial, affectant la production primaire de phytoplancton et, par voie de conséquence, la concentration en CO₂ et l'effet de serre atmosphérique. L'objet de la recherche climatique est de quantifier tous ces processus élémentaires et d'en simuler l'interaction par des modèles numériques appropriés. On peut penser qu'il s'agit là d'un effort bien vaste pour résoudre un problème somme toute académique. Il n'en est rien, car notre intérêt est aiguillonné par une motivation tout à fait pratique : prévoir les **changements climatiques qui pourraient résulter des activités humaines**, dont l'effet direct atteint désormais l'ordre de grandeur du forçage astronomique que nous croyons être la cause primaire des glaciations successives de la Terre.

Processus	Bilan d'énergie global moyen
Effet de serre total de l'atmosphère	150 W.m ⁻²
Rayonnement net à la surface terrestre	100 W.m ⁻²
Phénomènes El Niño (moyenne globale)	1 W.m ⁻²
Photosynthèse	- 0,2 W.m ⁻²
Variation d'excentricité de l'orbite de la Terre	0,5 W.m ⁻²
Effet de serre causé par un doublement de la concentration du CO ₂	4,3 W.m ⁻²
Evaporation à partir des zones irriguées	- 0,3 W.m ⁻²
Production directe d'énergie	0,015 W.m ⁻²
Effet radiatif des aérosols	
• volcaniques (durée de vie : 1 an)	- 0,5 W.m ⁻²
• industriels (durée de vie : 1 semaine)	- 0,5 W.m ⁻²

6.4. Déplacement de l'équilibre climatique

Le fait que des variations modestes de facteurs tels que l'ensoleillement puisse engendrer des changements climatiques majeurs donne à penser que d'autres modifications de l'environnement, notamment celles causées involontairement par l'humanité, pourraient bien produire également des effets climatiques sérieux. On note en particulier que la concentration du gaz carbonique dans l'air, ainsi que celles d'autres « gaz à effets de serre », augmente constamment du fait des activités humaines (dans le cas du CO₂ : combustion des carburants fossiles, pétrole, gaz naturel et charbon).

De fait, l'augmentation constatée de la charge atmosphérique en gaz carbonique n'est que la moitié à peu près du gaz dégagé par la combustion des 6 × 10⁹ tonnes de carbone consommées par an. Le reste est absorbé principalement par les océans. Effectivement, le cycle du carbone dans l'environnement terrestre est fort complexe puisqu'il fait intervenir la photosynthèse terrestre ou marine (phytoplancton), des réactions géochimiques telles que la

précipitation des carbonates dans l'océan et leur sédimentation au fond de la mer ou, au contraire, la décomposition des roches, les émissions de CO₂ d'origine volcanique et, évidemment, la combustion des réserves de carbone.

Malgré les incertitudes qui pèsent sur notre connaissance du cycle du carbone, notamment sur la « fraction atmosphérique » du dégagement annuel total (qui demeure dans l'atmosphère), il est certain que la concentration du CO₂ dans l'air continuera d'augmenter dans l'avenir prévisible, ainsi probablement que celle des autres gaz absorbants. On s'attend donc à un déséquilibre croissant du bilan radiatif planétaire et un réajustement des températures de l'atmosphère et de la surface terrestre pour compenser (en partie) ce déséquilibre.

Théorie élémentaire

En moyenne, sur toute la surface du globe, l'équilibre radiatif planétaire peut être exprimé par l'équation :

$$\frac{S}{4}(1-A) = \sigma T_s^4 - G \quad (1)$$

Le premier membre de cette équation représente la fraction du rayonnement solaire absorbée par la planète : S est le rayonnement solaire dans l'espace, A est l'albédo moyen de la Terre et le facteur 1/4 est le rapport d'aspect d'une sphère (la surface d'une sphère est 4 fois la section du faisceau de rayons solaires qu'elle intercepte). Le second membre est le rayonnement tellurique (infrarouge) dissipé dans l'espace : le premier terme est l'expression du rayonnement émis par la surface (température moyenne T_s) d'après la loi de Stefan-Boltzmann, et le second terme G est l'*effet de serre*, c'est-à-dire la fraction du rayonnement tellurique « retenue » par l'atmosphère (Fig. 6.13).

L'effet de serre global moyen G de l'atmosphère terrestre, environ 150 W.m⁻² dans les conditions climatiques actuelles, résulte de l'absorption du rayonnement tellurique par la vapeur d'eau (90 W.m⁻²), par les autres gaz absorbants mineurs, gaz carbonique, méthane, oxyde nitreux, ozone, composés chloro-fluoro-carbonés (30 W.m⁻²), et enfin par les nuages, principalement les cirrus (30 W.m⁻²).

L'équilibre climatique exprimé par (1) peut être perturbé par un apport direct d'énergie (par exemple, dégagement d'énergie par les réacteurs nucléaires) ou encore, d'une manière plus significative, en altérant l'un ou l'autre terme de l'équilibre radiatif, par exemple l'albédo planétaire A ou l'effet de serre G. Les variations séculaires naturelles des paramètres orbitaux de la Terre, de même que les fluctuations de l'activité du Soleil, peuvent également changer la « constante solaire » S. Dans tous les cas, la perturbation est caractérisée par un apport d'énergie supplémentaire ou « forçage » ΔF. Un nouvel état d'équilibre climatique peut être atteint avec une température globale moyenne légèrement différente T_s + ΔT_s à la surface de la Terre. La condition de ce nouvel équilibre est :

$$\Delta F - \left(\frac{S}{4} \frac{dA}{dT_s} + 4\sigma T_s^3 - \frac{dG}{dT_s} \right) \Delta T_s = 0 \quad (2)$$

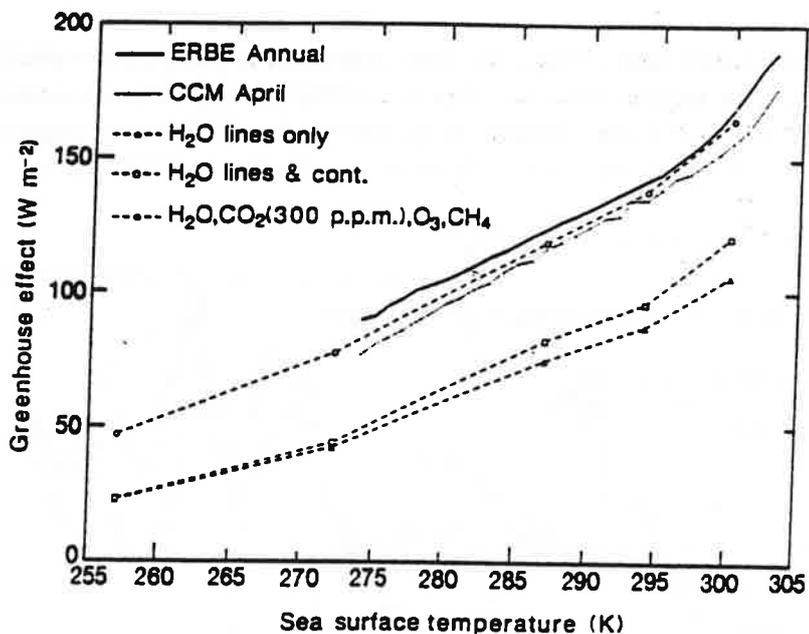


Fig. 6.13 - Effet de serre G de l'atmosphère en air clair : observé (ERBE), estimé par un modèle de circulation atmosphérique (CCM) ou résultat de différents calculs de transfert radiatif dans une colonne d'air. G est une fonction croissante de la température à la surface.

- Atmospheric greenhouse effect G in clear air, as observed (ERBE), estimated by an atmosphere circulation model (CCM) or computed by various one-dimensional radiation transfer formulations. G is an increasing function of surface temperature.

En première approximation, on négligera les variations de l'albédo et de l'effet de serre qui peuvent résulter d'un changement de la couverture nuageuse dans le nouveau climat, de même que l'effet sur l'albédo de changements de l'étendue des neiges et des glaces. Dans ce cas, $dA/dT_s = 0$, et la variation dG/dT_s résulte exclusivement d'un réajustement du transfert vertical du rayonnement infrarouge tellurique dans une colonne d'air clair (sans nuages). Le transfert radiatif dépend du profil vertical de température et, surtout, du contenu en vapeur d'eau (lui-même essentiellement déterminé par la température). Il est possible de calculer le réajustement du transfert radiatif en air clair au moyen de modèles plus ou moins sophistiqués et/ou réalistes (Fig. 6.13).

On peut aussi observer ce phénomène dans l'atmosphère terrestre, dans la mesure où les valeurs de G mesurées en air clair à différentes latitudes et différentes saisons peuvent être directement reliées à la température T_s de la surface aux mêmes endroits. Sans doute, les variations saisonnières ne sont-elles pas identiques à un changement climatique général affectant simultanément toute la planète. Cependant, la constante de temps des nuages convectifs (1 heure) et la durée de résidence d'une molécule d'eau dans l'atmosphère (1 semaine) sont suffisamment brèves pour que la température et l'humidité dans une colonne d'air aient le temps de s'ajuster aux conditions variables de la surface au cours du cycle annuel des saisons. Les mesures du rayonnement infrarouge émergent au sommet de différentes colonnes d'air sans nuages confirment cette intuition (Fig. 6.13). Les observations radiométriques effectuées par la mission spatiale ERBE permettent de déduire une relation empirique entre G et T_s (degrés Kelvin) :

$$\frac{G}{\sigma T_s^4} = -0,66 + 0,00342 T_s \quad (3)$$

Dans le cas d'un changement climatique, la variation de la température globale moyenne restera modérée (quelques degrés seulement) et le coefficient numérique au second membre variera peu : 0.33 ± 0.01 . Il est donc tentant d'exprimer le flux de rayonnement tellurique au sommet de l'atmosphère (second membre de la relation (1)) sous la forme :

$$|Q| = \sigma T_s^4 - G = Cte \times \sigma T_s^4$$

Dans ce cas, la relation (2) se simplifie pour donner :

$$\frac{\Delta F}{|Q|} = \frac{|\Delta Q|}{|Q|} = \frac{4 \Delta T_s}{T_s}$$

ou encore :

$$\begin{aligned} \Delta F &= \lambda_0 \Delta T_s \\ \lambda_0 &= \frac{4|Q|}{T_s} = \frac{4 \times 240}{288} = 3,33 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \end{aligned}$$

Ceci est l'approximation consistant à traiter la Terre et son atmosphère comme un *corps gris* pour le rayonnement infrarouge, avec une émissivité inférieure à 1. Cette approximation n'est pas très fidèle et il est préférable d'estimer dG/dT_s en utilisant directement la relation empirique (2). On obtient :

$$\begin{aligned} \Delta F &= \lambda_1 \Delta T_s \\ \lambda_1 &= 4\sigma T_s^3 - \frac{dG}{dT_s} = 2,3 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \end{aligned} \quad (3)$$

Cette dernière valeur n'est pas invraisemblable. On a trouvé au cours d'une étude récente que le déséquilibre radiatif global ΔF en l'absence de nuages, calculé par 14 modèles de circulation atmosphérique différents avec une élévation de température ΔT_s imposée, était en moyenne :

$$\frac{\Delta F}{\Delta T_s} = 2,13 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

Ce résultat de simulations numériques n'a cependant pas valeur de preuve.

« Feedback » neige-albédo

Un réchauffement général de la planète aurait pour conséquence de diminuer, en toutes saisons, l'étendue des surfaces couvertes de neige et/ou de glace. La figure 6.14 est une preuve de cette anticorrélation entre l'étendue des neiges et des glaces de l'hémisphère Nord (moyenne glissante sur 12 mois pour éliminer l'effet saisonnier) et la température moyenne extra-tropicale. Or la neige a un albédo élevé, notablement plus grand que celui du sol qu'elle recouvre (ou, dans le cas des glaces flottantes, les surfaces d'eau libre). A une élévation de température primaire ΔT_s sont donc associés un retrait des neiges et des glaces, une

diminution de l'albédo moyen de la planète et une augmentation correspondante du flux de rayonnement solaire absorbé par la Terre, ce qui a pour conséquence d'amplifier le déséquilibre radiatif primaire : on définit ce phénomène comme un processus de « réaction » ou « feedback » positif (amplificateur).

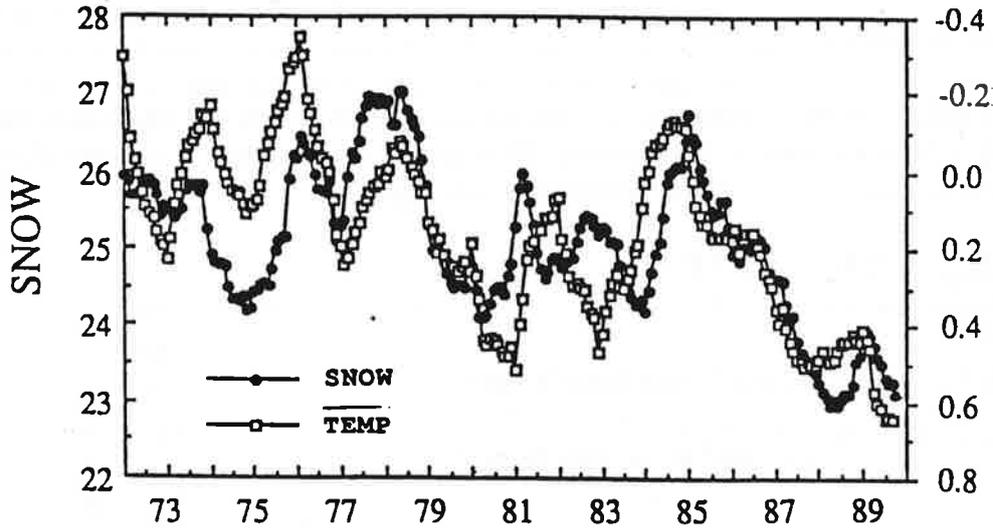


Fig. 6.14 - Variations comparées de l'étendue des neiges (millions de km²) et de la température moyenne (°C) à la surface des continents de l'hémisphère Nord (moyennes temporelles glissantes sur 12 mois).

- Twelve-month mean of snow cover (million km²) and average surface air temperature over northern hemisphere lands.

Budyko avait intuitivement attribué au *feedback neige-albédo* un rôle essentiel dans les cycles de glaciation-déglaciation successifs : l'emprise accrue des neiges et des glaces pendant la glaciation augmente sensiblement l'albédo planétaire et maintiendrait ainsi une température froide. On sait maintenant que d'autres processus, qui entraînent un changement marqué de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère (Fig. 6.12), ont un impact prépondérant.

La figure 6.14 montre que la moyenne annuelle de la surface enneigée B de l'hémisphère Nord est d'environ 25 millions de km², soit 10 % de la surface de l'hémisphère (la limite des neiges se place donc à une latitude telle que $\sin \varphi = 0,9$). Par ailleurs, la sensibilité climatique de ce paramètre est :

$$\frac{\Delta B}{\Delta T_s} = - 5.10^6 \text{ km}^2 (\text{K}^{-1})$$

ou encore, en exprimant la variation comme une fraction de la surface totale de la Terre :

$$\gamma = \frac{\Delta B}{4\pi a^2 \Delta T_s} = - 0,01 \text{ K}^{-1}$$

Un phénomène semblable pourrait, en principe, se produire dans l'hémisphère Sud. En fait, l'étendue de la glace de mer autour du continent antarctique varie peu d'une année à l'autre. On retiendra donc cette valeur de γ pour la planète entière.

Dans l'hémisphère nord, l'albédo moyen de la planète ($A_0 = 0,30$) sera donc remplacée par l'albédo A_n de la neige (qui peut atteindre 0,80) dans une bande zonale de surface $4 \pi a^2 \gamma \Delta T_s$ à la limite des neiges. En fait, le changement d'albédo est souvent atténué par la présence d'une couverture nuageuse et, de plus, la végétation et les accidents du terrain diminuent A_n . Pour toutes ces raisons, $A_n - A_0$ ne doit guère dépasser 0,20. La variation résultante de l'albédo global moyen est ainsi :

$$\Delta A = \gamma (A_n - A_0) \Delta T_s$$

Il reste à estimer le flux solaire moyen reçu au cours de 24 heures par une bande zonale à la latitude φ . Un raisonnement géométrique élémentaire montre que le *rapport d'aspect* d'une telle bande zonale vis-à-vis du rayonnement solaire est :

$$\frac{2a^2 \cos^2 \varphi d\varphi}{2\pi a^2 \cos \varphi d\varphi} = \frac{\cos \varphi}{\pi}$$

de sorte que le flux solaire moyen à cette latitude vaut :

$$\frac{S \cos \varphi}{\pi} = \frac{S}{\pi} \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} = 190 \text{ W.m}^{-2}$$

Finalement, en moyenne globale, l'apport supplémentaire d'énergie par m^2 est donné par :

$$\frac{S \cos \varphi}{\pi} (A_0 - A_n) \gamma \Delta T_s \approx 0,4 \Delta T_s \text{ W.m}^{-2}$$

Compte tenu de cet effet, la relation (3) entre le forçage ΔF et la réponse climatique devient :

$$\Delta F + 0,4 \Delta T_s - \lambda_1 \Delta T_s = 0$$

c'est-à-dire :
$$\frac{\Delta F}{\Delta T_s} = \lambda_2 \approx 2,3 - 0,4 = 1,9 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \quad (4)$$

Impact des nuages sur le climat actuel

Il est possible d'estimer l'impact des nuages sur le bilan radiatif global de la planète en observant, à partir de satellites, les flux de rayonnement solaire rétro-diffusé (albédo) et de rayonnement infrarouge émis au sommet de l'atmosphère, en séparant les valeurs mesurées dans les colonnes d'air clair des valeurs obtenues au-dessus d'une couverture nuageuse. La différence entre les flux solaires et infrarouges effectivement observés et la moyenne pondérée des valeurs instantanées mesurées en air clair, est appelée **forçage radiatif par les nuages** sur le climat actuel. En fait, le terme est impropre puisque les nuages sont une partie intrinsèque du système climatique, et non pas une perturbation imposée par une cause externe. Cette nomenclature s'est néanmoins imposée dans l'usage courant.

Il est facile de voir (Fig. 6.15) que le forçage radiatif (négatif) du rayonnement solaire par les nuages est presque exactement compensé par le forçage positif du rayonnement tellurique. Le premier effet est principalement dû aux nuages bas (*stratus*) très chargés d'eau et par conséquent très fortement diffusifs dans le domaine visible. Ces *stratus* très blancs (albédo 0,8 ou 0,9) rejettent la majeure partie du rayonnement solaire mais, étant relativement chauds, modifient assez peu le flux de rayonnement infrarouge vers l'espace. Globalement, ces nuages bas ont donc pour effet de refroidir la planète. L'inverse est vrai pour les nuages de glace (*cirrus*) à haute altitude, dont l'effet de serre domine largement l'effet de rétrodiffusion du rayonnement solaire. Les *cirrus* réchauffent donc la planète.

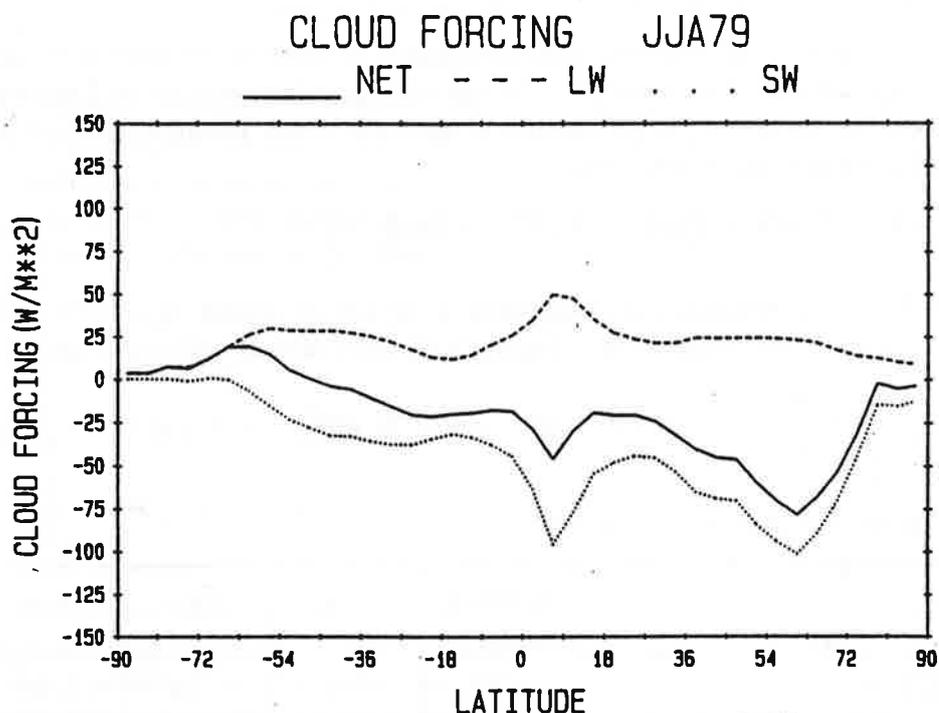


Fig. 6.15 - Effet des nuages sur le bilan radiatif planétaire ($W.m^{-2}$) pendant les mois de juin, juillet, août 1979, en fonction de la latitude : rayonnement solaire (pointillés), rayonnement tellurique (tirets) et rayonnement net (trait plein).

- Zonally average short-wave (dotted), long-wave (dashed) and net (solid line) cloud radiative forcing ($W.m^{-2}$) during the northern summer, 1979.

Impact sur le rayonnement solaire

Toutes catégories de nuages confondues, on peut simplifier le problème en définissant une fraction nuageuse $f = 0,50$ à $0,60$ (suivant la définition de ce qui constitue une « couverture nuageuse ») et un albédo caractéristique A_c des nuages différente de l'albédo moyen A_s de la surface de la Terre en l'absence de nuages. Selon les mesures de la mission spatiale NIMBUS :

$$A_c \approx 0,45$$

$$A_s \approx 0,15$$

$$f \approx 0,50$$

Dans ces conditions, le rayonnement solaire net absorbé par la Terre (premier membre de la relation (1)) vaut :

$$R = \frac{S}{4} [1 - f A_c - (1-f)A_s] \quad (5)$$

Le « forçage » par les nuages de la composante solaire du bilan radiatif net sera donc :

$$C_{sol} = f \frac{\partial R}{\partial f} = -f \frac{S}{4} (A_c - A_s) = -51 \text{ W.m}^{-2}$$

Impact sur le rayonnement tellurique

De même, l'étude des données climatologiques a conduit Budyko à proposer une relation empirique entre le rayonnement infrarouge émergent au sommet de l'atmosphère |Q|, la température de la surface T_s et la fraction nuageuse f. Cette formule, adaptée pour tenir compte des résultats récents, peut s'écrire :

$$-Q = 2,3 (T_s - 170) - 1,6f(T_s - 248) \quad (6)$$

Notons que cette relation est compatible avec (3) et donne Q = 239 Wm⁻² pour T_s = 288 K et f = 0,50. On en déduit le « forçage » du rayonnement tellurique par les nuages :

$$C_{IR} = f \frac{\partial Q}{\partial f} = 1,6f(T_s - 248) = 32 \text{ W.m}^{-2}$$

Une revue des résultats récents donne

Source	Fraction nuageuse	C _{sol}	C _{IR}	C _{net}
NIMBUS-7*	0.52	- 51	24	- 27
ERBE**	0.50	- 48	31	- 17
Moyenne de 17 modèles atmosphériques***	0.54	- 51	31	- 20

(*) Ardanuy, Stowe, Gruber & Weiss, 1991. - *J. Geophys. Research*, 96 : 18537-18549.

(**) Morrison, Minnis, Barkstrom, Ramanathan, Cess & Gibson, 1990. - *J. Geophys. Research*, 95 : 18687-18703.

(***) Cess et al., 1990. - *J. Geophys. Research*, 95 : 16601-16615.

« *Feedback* » climatique des nuages

La connaissance relativement précise du rôle des nuages dans le bilan radiatif global de la Terre dans les conditions climatiques actuelles ne nous renseigne pas sur le changement du « forçage radiatif » qui résulterait des ajustements complexes de la distribution et des propriétés des nuages causés par un éventuel changement climatique. Il faudrait notamment prendre en compte non pas seulement le changement de la fraction nuageuse totale f , mais séparément le changement des *stratus*, des *cirrus*, etc. Quoi qu'il en soit, en admettant qu'un refroidissement global important, par exemple $\Delta T = -33\text{K}$, éliminerait la quasi-totalité des nuages, on pourrait estimer :

$$\frac{\partial f}{\partial T_s} \approx \frac{f}{\Delta T} = \frac{0,50}{33} = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$$

On en déduirait qu'une augmentation de la température de la surface ΔT_s devrait entraîner une décroissance (en valeur algébrique) du « forçage radiatif net » des nuages, c'est-à-dire une contribution négative au bilan énergétique de la planète. Si tel était le cas, le réajustement de la couverture nuageuse aurait un effet stabilisateur (*feedback* négatif ou « contre-réaction ») sur l'évolution du climat :

$$\Delta F + \frac{C_{\text{net}}}{f} \frac{\partial f}{\partial T_s} \Delta T_s - \lambda \Delta T_s = 0$$

ou encore ($C_{\text{net}} = -17 \text{ W.m}^2$, $f = 0,50$) :

$$\frac{\Delta F}{\Delta T_s} \approx \lambda_2 + 0,5 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

Mais, d'autre part, les estimations fondées sur différents modèles numériques, faisant intervenir une couverture nuageuse variable, donnent presque toutes un effet opposé, c'est-à-dire un *feedback* positif. Il n'est malheureusement pas possible de relier simplement le changement du forçage radiatif des nuages aux variations de la température superficielle T_s . Il suffit de considérer la figure 6.15 pour comprendre que la distribution des nuages et leurs effets radiatifs dépendent tout autant, sinon plus, des phénomènes dynamiques de la circulation atmosphérique que de la température de l'air. Faute d'informations plus précises, on se contentera pour le moment d'une fourchette de valeurs :

$$\frac{\Delta F}{\Delta T_s} \approx 2 \pm 0,5 \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-1}$$

6.5. Forçages radiatifs, naturels et anthropogéniques

Phénomènes astronomiques

On a vu plus haut que, en raison de l'excentricité de l'orbite de la Terre autour du Soleil, le flux instantané du rayonnement solaire intercepté par la Terre s'écarte sensiblement de la « constante solaire » standard S_0 correspondant à la distance moyenne du Soleil à la Terre. Depuis les travaux de Milankovicz, on sait que différentes perturbations de l'orbite terrestre produisent des variations cycliques de l'excentricité, avec une quasi-période de l'ordre de 100 000 ans, entre les valeurs limites $e = 0,0005$ et $e = 0,0608$. Un calcul simple mais relativement long montre que la moyenne annuelle du rayonnement solaire intercepté par la Terre dépend de l'excentricité de sorte que la « constante solaire » est donnée par :

$$S \approx S_0 (1 + 0,5e^2)$$

Il en résulte un forçage radiatif global quasi périodique ($\frac{1}{2} e^2 \approx 0,002$) :

$$\Delta F = \frac{1}{4} \Delta S (1 - A) \approx 0,5 \text{ W.m}^{-2}$$

A lui seul, ce phénomène ne saurait expliquer l'alternance des glaciations et déglaciations successives de notre planète. Mais à ces variations globales faibles sont associés des changements cycliques régionaux autrement plus significatifs (de l'ordre de 10 W.m^{-2} aux hautes latitudes Nord et Sud), qui se succèdent au rythme de la précession des équinoxes (période 40 000 ans) et surtout de l'obliquité de l'axe de rotation de la Terre par rapport au plan de l'orbite (période : 20 000 ans). On a toutes raisons de penser que ces variations cycliques de l'insolation sont la cause primaire de l'alternance des phases glaciaires et tempérées pendant au moins le dernier million d'années avant l'époque actuelle.

Par ailleurs, il est maintenant acquis que le Soleil est une étoile variable. Les mesures radiométriques récentes, effectuées dans l'espace, montrent une corrélation évidente entre la « constante solaire » S et l'activité solaire variable au cours d'un cycle de 11 ans (Fig. 6.16). L'amplitude de la variation enregistrée pendant la dernière décennie est $\Delta S = 1.2 \text{ W.m}^{-2}$.

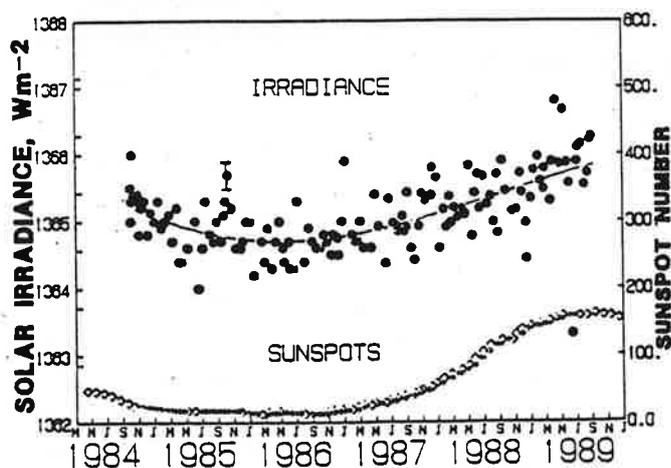


Fig. 6.16 - Variations comparées de la « constante solaire » et de l'activité du soleil mesurée par le nombre de taches observées.

- Solar irradiance compared to solar activity, characterized by the number of sunspots.

L'étude photométrique d'un groupe d'étoiles de même type que le Soleil montre que la plupart sont variables comme le Soleil, mais que certaines sont quiescentes. De même, les données historiques sur l'activité solaire, manifestée par le nombre de taches qui apparaissent sur l'astre, montrent que le Soleil est passé il y a trois siècles par une phase quiescente (Fig. 6.17). Il est remarquable que cette période prolongée de Soleil calme, connue sous le nom de minimum (d'activité) de Maunder, a coïncidé avec le « Petit Âge Glaciaire », un épisode froid récent du climat planétaire. Si on voulait croire à une relation de cause à effet entre une réduction temporaire de la luminosité moyenne du Soleil (de l'ordre de $\Delta S \approx -0,6 \text{ W.m}^{-2}$) correspondant au minimum de Maunder et le refroidissement du Petit Âge Glaciaire, on pourrait en déduire la sensibilité du système climatique. Toutefois, le forçage radiatif correspondant à cette variation possible du rayonnement solaire ($\Delta F \approx 0,1 \text{ W.m}^{-2}$) est certainement trop petit pour avoir engendré le refroidissement observé (de l'ordre de 1°C).

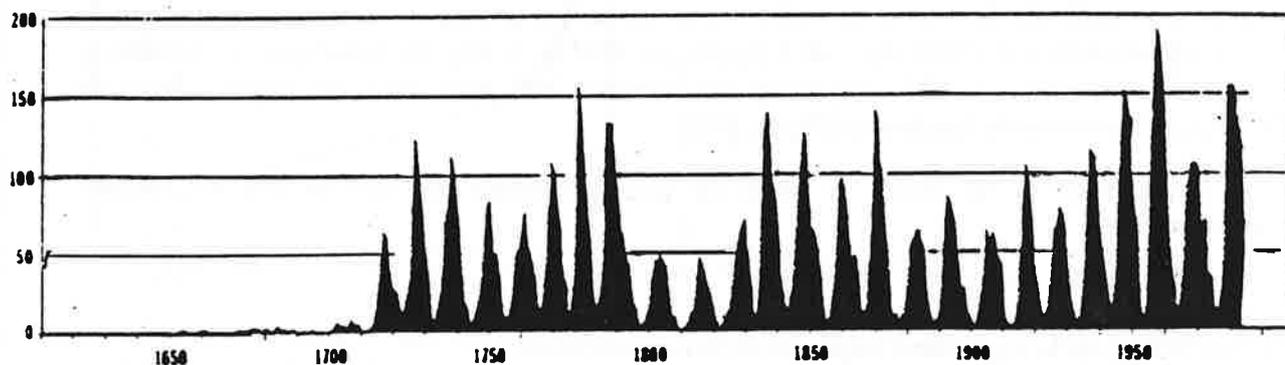


Fig. 6.17 – Evolution du nombre de taches solaires depuis le XVII^e siècle (d'après Eddy, 1988).

– Record of the number of sunspots since the invention of the telescope (after Eddy, 1988).

Effets des aérosols

Les particules solides ou liquides en suspension dans l'atmosphère (aérosols) augmentent la turbidité de l'air et, du point de vue du bilan radiatif planétaire, changent l'albédo moyen de la Terre. Suivant la nature de ces particules et l'albédo de la surface sous-jacente, l'effet peut être aussi bien positif que négatif. Cependant, il existe une classe particulièrement importante d'aérosols, les sulfates issus de l'oxydation de l'anhydride sulfureux SO_2 émis par de nombreuses sources naturelles et artificielles (combustion du soufre contenu dans les carburants fossiles). En dehors de leur rôle dans la formation de « pluies acides », ces sulfates constituent une couche diffusante qui renvoie vers l'espace une fraction du rayonnement solaire incident.

Les spécialistes peuvent estimer la concentration de ces particules de sulfates dans la troposphère au moyen de modèles physico-chimiques où il est tenu compte des sources naturelles et artificielles de SO_2 à la surface, des réactions chimiques d'oxydation et des processus de *lessivage* qui éliminent l'aérosol en quelques jours. On trouve que l'effet global des sulfates en suspension est une petite contribution négative au bilan radiatif planétaire (les aérosols refroidissent la planète). De plus, le modèle permet de distinguer l'effet des émissions anthropogéniques de SO_2 de celui des émissions naturelles. On estime ainsi que les aérosols d'origine industrielle diminuent de 1 W.m^{-2} environ le flux solaire absorbé par l'hémisphère Nord (mais n'affectent pratiquement pas l'hémisphère Sud). Globalement, la création d'aérosols diffusants d'origine industrielle pourrait donc (sous bénéfice de vérification expérimentale) produire un forçage radiatif négatif, de l'ordre de $\Delta F_a \approx -0,5 \text{ W.m}^{-2}$, qui vient en diminution du forçage positif créé par l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre.

Gaz à effet de serre (GES)

L'absorption du rayonnement tellurique par l'atmosphère (effet de serre G) est une fonction croissante non seulement de la température et de la teneur en vapeur d'eau, mais aussi de la concentration des composants gazeux mineurs de l'atmosphère CO₂, CH₄, etc., dont les molécules absorbent également le rayonnement infrarouge.

On calcule que, dans les conditions pré-industrielles, alors que la concentration des molécules de gaz carbonique dans l'air était de 280 parties par million (ppm), la contribution de ce composant mineur à l'effet de serre de l'atmosphère était d'environ 24 W.m⁻². Or, depuis le début de l'ère industrielle, la combustion de quantités croissantes de carburants fossiles (charbon, pétrole et gaz naturel) et le dégagement correspondant de gaz carbonique perturbent le bilan, normalement équilibré, des échanges de carbone entre l'atmosphère, la végétation terrestre et l'océan. Il en résulte l'accumulation de CO₂ dans l'atmosphère au rythme de 3 milliards de tonnes de carbone par an, ce qui correspond à une augmentation de la concentration du gaz carbonique de 1,5 ppm par an (Fig. 6.18). En conséquence, la concentration atmosphérique du CO₂ approche actuellement 360 ppm, soit une augmentation de 28 % depuis le début de l'industrie (Fig. 6.19).

L'augmentation de l'effet de serre du gaz carbonique est donnée par la formule approximative :

$$\Delta G_{CO_2} \approx 6,3 \Delta \text{Log} [CO_2] \text{ W.m}^{-2} \quad (7)$$

où Log [CO₂] est le logarithme népérien de la concentration.

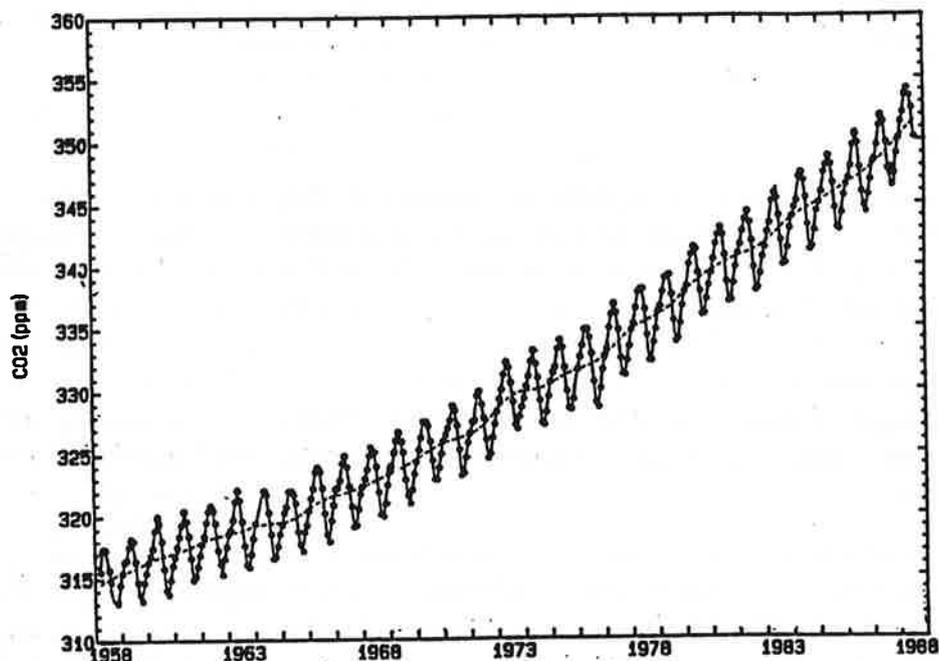


Fig. 6.18 – Concentration du gaz carbonique dans l'air (parties par million) mesurée à la station de Mauna Loa (Hawaï).

– Atmospheric concentration of carbon dioxide (part per million) measured at the Mauna Loa station (Hawaii).

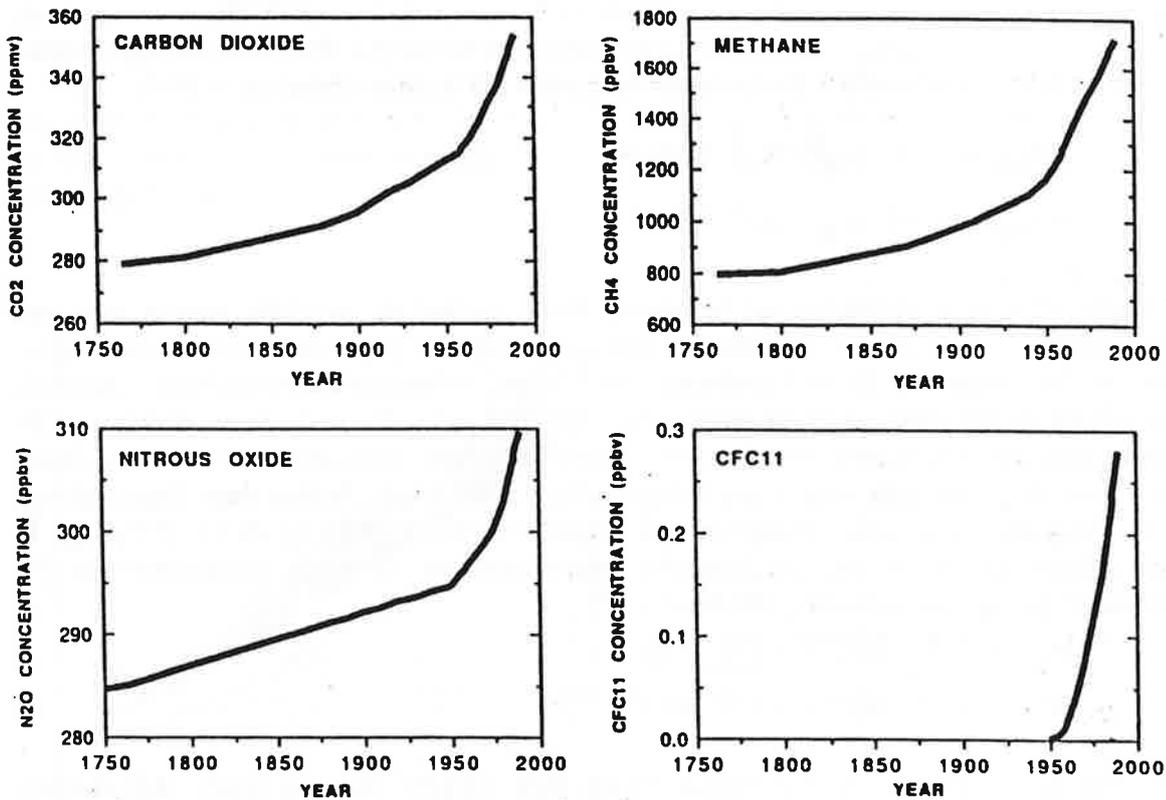


Fig. 6.19 - Augmentation des concentrations des quatre gaz « à effet de serre » les plus importants depuis le début de l'ère industrielle.

- Concentrations of the four main « greenhouse » gases since the beginning of industrialization.

Dans les conditions présentes, ce forçage radiatif atteint :

$$\Delta G_{CO_2} \approx 6,3 \text{Log} \left(\frac{360}{280} \right) = 1,4 \text{ W.m}^{-2}$$

Pour un doublement de la quantité de gaz carbonique dans l'air, le forçage radiatif serait :

$$\Delta G_{CO_2 \times 2} \approx 6,3 \text{Log} 2 = 4,3 \text{ W.m}^{-2}$$

Noter que ΔG augmente relativement lentement à mesure que (CO_2) croît, parce qu'il y a déjà beaucoup de gaz carbonique dans l'atmosphère et qu'il ne reste plus beaucoup d'énergie dans les régions du spectre susceptibles d'être absorbées par les molécules CO_2 . On dit que les raies du gaz carbonique dans le spectre d'absorption de l'atmosphère sont saturées. Il n'en est pas de même des autres GES : méthane, oxyde nitreux, et surtout fréons, dont l'augmentation contribue sensiblement plus à l'effet de serre que le même nombre de molécules de CO_2 . Ainsi, on minimiserait l'augmentation du forçage radiatif en assurant la combustion ou l'oxydation du méthane dégagé dans l'atmosphère de manière à remplacer, molécule pour molécule, CH_4 par CO_2 . En l'état actuel des choses, l'augmentation des activités agricoles (culture du riz) et l'élevage de ruminants, ainsi sans doute que l'usage croissant d'engrais azotés et la décomposition anaérobie de quantités croissantes de débris organiques dans les

décharges se traduit par une augmentation rapide de la teneur de l'air en méthane et en oxyde nitreux (Fig. 6.19). Le forçage radiatif correspondant est donné par les formules approximatives suivantes (concentrations [] exprimées en parties par million (ppm) ou $\times 10^{-6}$) :

$$\begin{aligned} \Delta G_{\text{CH}_4} &\approx 1,14 \Delta \sqrt{[\text{CH}_4]} \text{ W/m}^2 \\ \Delta G_{\text{N}_2\text{O}} &\approx 4,43 \Delta \sqrt{[\text{N}_2\text{O}]} \text{ W/m}^2 \end{aligned} \quad (8)$$

Enfin, l'industrie chimique est la source d'une variété de produits gazeux très peu réactifs, donc susceptibles de s'accumuler dans l'atmosphère pour une période prolongée. C'est le cas des composés chloro-fluoro-carbonés (fréons) et bromo-fluoro-carbonés (halons), dont le temps de résidence dans la stratosphère est de l'ordre d'une centaine d'années. Ces molécules sont très absorbantes pour le rayonnement tellurique, d'où une contribution à l'effet de serre hors de proportion avec leurs concentrations encore très faibles dans l'atmosphère. Pour les deux fréons les plus abondamment utilisés, CFC-11 (CFCl_3) et 12 (CF_2Cl_2), le forçage radiatif est donné par les formules approximatives suivantes (concentrations [] exprimées en parties par milliard (ppb) ou $\times 10^{-9}$) :

$$\begin{aligned} \Delta G_{11} &\approx 0,24 \Delta [\text{CFC - 11}] \text{ W/m}^2 \\ \Delta G_{12} &\approx 0,30 \Delta [\text{CFC - 12}] \text{ W/m}^2 \end{aligned} \quad (9)$$

L'analyse chimique des minuscules bulles d'air piégées dans la glace des calottes polaires a permis de doser les concentrations des GES dans l'atmosphère de la Terre au cours des siècles et des millénaires passés, et de comparer ces valeurs à la composition de l'atmosphère actuelle. On a trouvé notamment :

Gaz à effet de serre	Maximum glaciaire (- 18 000 ans)	Période pré-industrielle (1850)	Période actuelle (1990)
CO_2 (ppm)	190	280	360
CH_4 (ppm)	0,35	0,79	1,65
N_2O (ppm)	0,224	0,288	0,30
CFC-11 (ppb)	-	-	0,2
CFC-12 (ppb)	-	-	0,3

On en déduit que :

- L'effet de serre combiné du gaz carbonique (24 W.m^{-2}) et des autres gaz à effet de serre naturels avant le début de l'industrialisation était d'environ 27 W.m^{-2} .
- L'augmentation de cet effet de serre naturel ou « forçage radiatif » correspondant à la composition actuelle de l'atmosphère vaut approximativement $2,2 \text{ W.m}^{-2}$.
- La transition du dernier paroxysme de glaciation (- 18 000 ans) à l'époque moderne pré-industrielle a été accompagnée d'une augmentation de la teneur en CO_2 , CH_4 et N_2O correspondant à une augmentation de l'effet de serre de $2,8 \text{ W.m}^{-2}$.

Le forçage du climat planétaire introduit en moins d'un siècle par les activités humaines est donc déjà d'un ordre de grandeur comparable à celui qui a accompagné la dernière déglaciation, au cours d'une période de réchauffement qui a duré une dizaine de milliers d'années. Il est illusoire d'imaginer que ce forçage radiatif récent dû aux GES d'origine humaine, qui ne peut que s'amplifier au cours du prochain siècle (Fig. 6.20), n'aura pas d'effet significatif sur le climat de la planète.

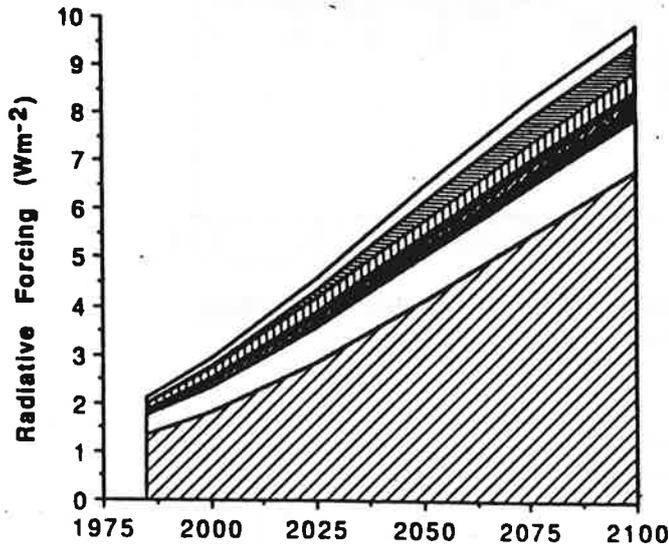


Fig. 6.20 - Evolution possible du forçage radiatif ($W.m^{-2}$) produit par les différents gaz à effet de serre en raison de l'accroissement des activités humaines.

- Possible future changes in radiative forcing by various greenhouse gases ($W.m^{-2}$), as a result of increasing human activities.

6.6. Réponse transitoire du climat

Si l'on s'en tient à l'estimation probable du coefficient $\lambda \approx 2 W.m^{-2}.K^{-1}$ qui exprime la sensibilité du système climatique à un forçage radiatif, on calcule que l'augmentation de l'effet de serre causée par les activités humaines depuis une centaine d'années ($2,2 W.m^{-2}$) devrait produire, à l'équilibre, un réchauffement global de l'ordre de $1^{\circ}C$. Il est évident (Fig. 6.2 et Fig. 6.21) qu'un tel réchauffement n'est pas observé. Il n'y a là aucune contradiction : compte tenu de sa vaste inertie thermique, la réponse du système climatique complet, atmosphère + océan + glaces, ne peut suivre qu'avec un certain retard la croissance du forçage radiatif imposé.

Pour simplifier la formulation mathématique, on peut schématiser le changement constaté et l'évolution prédite du forçage radiatif d'origine anthropogénique (Fig. 6.20) par une croissance linéaire commençant en 1965 (Fig. 6.22). Suivant ce scénario, un forçage radiatif équivalent au doublement de la teneur en gaz carbonique serait réalisé en 2025, c'est-à-dire en soixante ans. On calcule aisément que l'inertie thermique de l'atmosphère est tout à fait insuffisante pour retarder sensiblement son ajustement à un nouveau régime climatique, puisque la constante de temps donnée par :

$$\frac{C_p \Delta T_s (p_o / g)}{\lambda \Delta T_s} = 5.10^6 \text{ s}$$

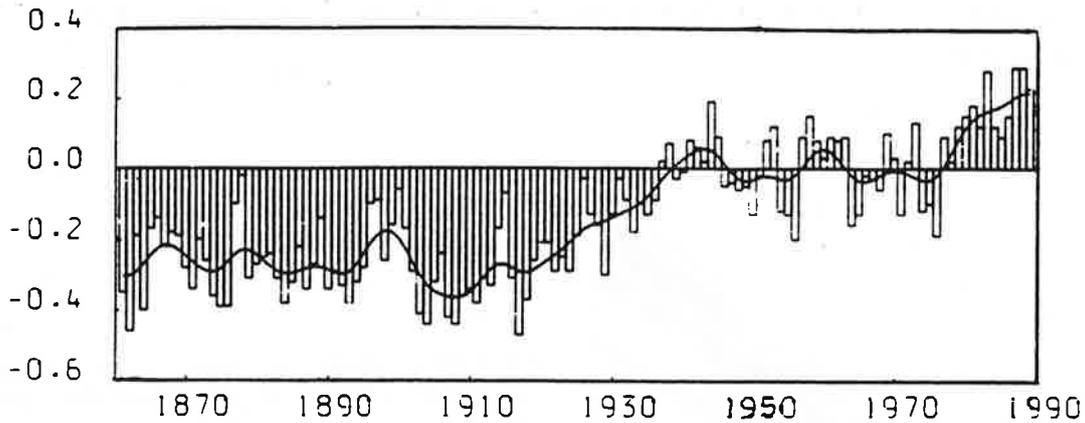


Fig. 6.21 – Evolution de la température globale moyenne de l'air près de la surface.
– *Global mean surface-air temperature.*

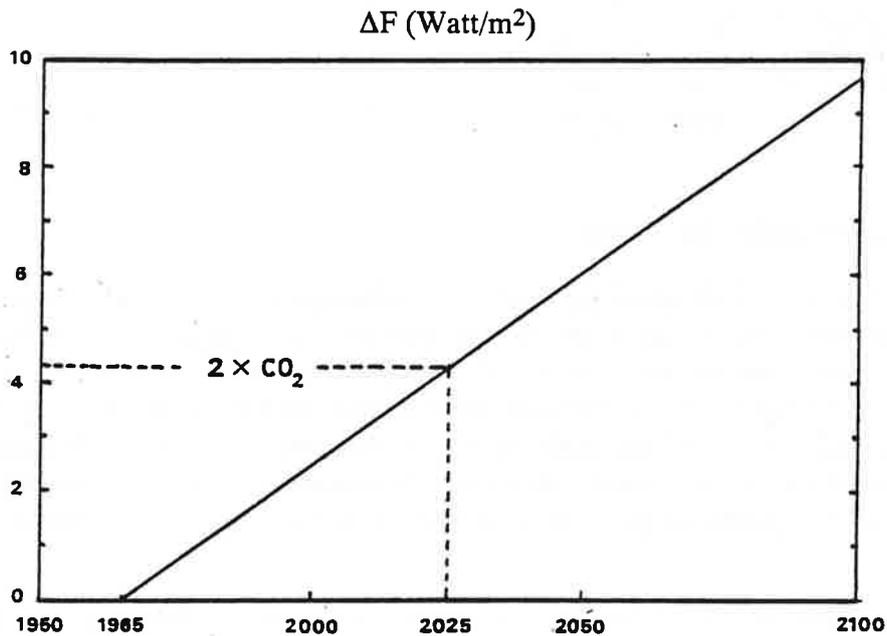


Fig. 6.22 – Evolution possible du forçage radiatif d'origine anthropogénique (schéma).
– *Possible anthropogenic change in radiative forcing (schematic).*

est de l'ordre de deux mois. D'autre part, le temps d'ajustement thermique de l'océan est beaucoup plus long, de sorte que le système climatique soumis à un forçage radiatif croissant est *hors d'équilibre*. L'élévation ΔT_s de la température moyenne globale est insuffisante pour compenser complètement ΔF et une partie ΔJ du flux d'énergie net au sommet de l'atmosphère est simplement stockée dans l'océan :

$$\Delta F - \lambda \Delta T_s = \Delta J \tag{10}$$

Le problème consiste à estimer ΔJ en utilisant un modèle approprié de l'océan global.

Modèle à couche superficielle homogène

Le modèle le plus simple consiste à assimiler l'océan à la seule couche superficielle mélangée, en négligeant les échanges de chaleur avec les couches plus profondes. Dans ce cas, la température de la couche superficielle, bien « ventilée » et mélangée verticalement, est uniforme et suit exactement l'élévation de la température globale moyenne à la surface de la Terre. Introduisant la capacité calorifique C d'une colonne d'eau de 1 m^2 de section dans cette couche mélangée, on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta F &= \lambda \Delta T_s + C \frac{d\Delta T_s}{dt} \\ \Delta F &= 0 \quad \text{pour } t \leq 0 \\ \Delta F &= a t \quad \text{pour } t > 0 \end{aligned} \tag{11}$$

Il est facile de vérifier que le problème (11) admet une solution particulière pour l'élévation de température ΔT_s :

$$\Delta T_s^0 = \frac{a}{\lambda} \left[t - \frac{C}{\lambda} \right] \tag{12}$$

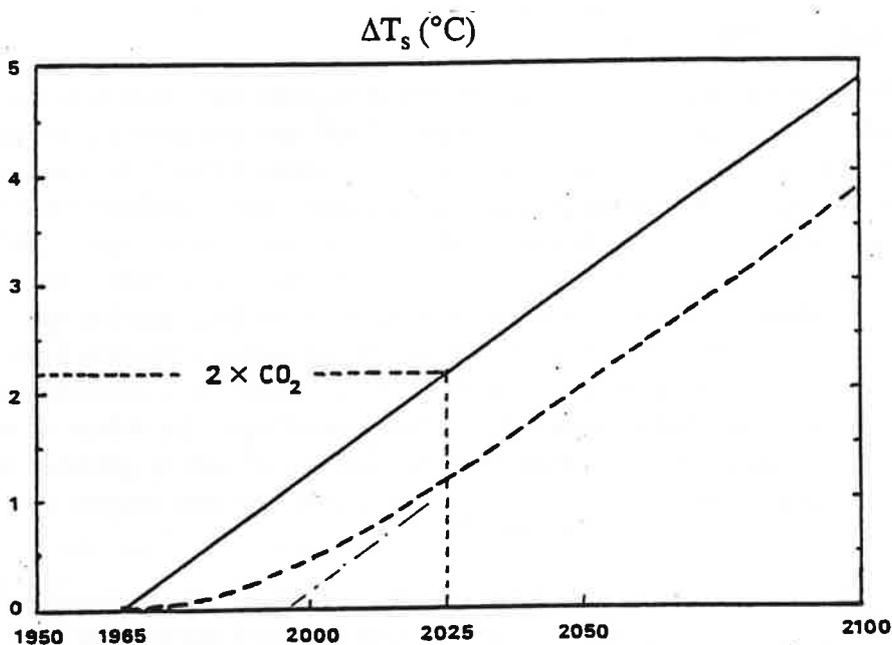


Fig. 6.23 - Réponse retardée d'un modèle de l'atmosphère couplée à une couche océanique mélangée pour le forçage radiatif indiqué sur la figure 22.
 - Delayed response of an atmosphere and ocean mixed layer model to the radiative forcing shown in Fig. 22.



La solution complète du problème :

$$\Delta T_s = \frac{a}{\lambda} \left[t - \frac{C}{\lambda} + \frac{C}{\lambda} \exp\left(-\frac{\lambda t}{C}\right) \right]$$

satisfait la condition initiale $\Delta T_s = 0$ et également $d\Delta T_s/dt = 0$ pour $t = 0$. En outre, le terme exponentiel décroît rapidement vers zéro, de sorte que ΔT_s converge vers une *solution asymptotique*, qui n'est autre que la solution particulière (12). On pourra aussi écrire cette solution sous la forme :

$$\Delta T_s^0 = \frac{\Delta F(t - \tau)}{\lambda}$$

c'est-à-dire précisément le même ajustement de température que celui que l'on calculerait pour maintenir l'équilibre radiatif de l'atmosphère seule, mais avec un retard (Fig. 6.23) : $\tau = C/\lambda$.

Si on admet par exemple une profondeur moyenne $D \approx 300$ m pour la couche océanique mélangée où pénètre le flux de chaleur ΔJ , on trouve (c_0 est la chaleur spécifique de l'eau $4185 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$) :

$$C = \rho_0 c_0 D = 10^3 \times 4185 \times 300 = 1,25 \cdot 10^9 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$$

$$\frac{C}{\lambda} \approx \frac{1,25 \times 10^9}{2} = 6,25 \cdot 10^8 \text{ s} \approx 20 \text{ ans}$$

Modèle à circulation convective

Le mélange turbulent de la couche océanique superficielle, engendré par l'effet dynamique du vent et des vagues, est un processus diffusif qui fait pénétrer en profondeur les propriétés de l'eau de surface. Sous l'effet de ce processus diffusif, le contraste thermique manifesté par la thermocline devrait progressivement s'atténuer pour disparaître et la température de la masse d'eau océanique devenir homogène, au bout de quelques milliers d'années seulement. L'existence d'une thermocline parfaitement marquée et stable est la preuve qu'il existe presque partout une circulation ascendante, un *upwelling* général qui s'oppose à la diffusion de la thermocline vers le bas. On sait que cet *upwelling* compense la formation d'eau profonde, c'est-à-dire la plongée des eaux de surface froides et relativement salées qui se produit dans l'Atlantique Nord et autour du continent antarctique. En dehors de ces régions où se développent des mouvements convectifs profonds, la circulation générale de l'océan est donc caractérisée par un *upwelling* général dont la vitesse verticale moyenne w est estimée à 4 mètres par an.

Comme l'épaisseur de la couche mélangée au-dessus de la thermocline demeure constante, l'*upwelling* se traduit par le remplacement annuel d'une tranche de 4 mètres d'eau superficielle à la température $T_s + \Delta T_s$ (en équilibre avec les conditions régnant à la surface) par une épaisseur égale d'eau issue des profondeurs, totalement isolée depuis des centaines d'années de tout effet de réchauffement atmosphérique. Ceci est équivalent, pendant l'intervalle de temps dt , à l'absorption par l'océan du contenu thermique d'une couche d'épaisseur $w dt$ prélevée à la surface, c'est-à-dire déjà réchauffée de ΔT_s par rapport à l'état climatique non perturbé. Ces considérations se traduisent par la formulation suivante :

$$\Delta F = \lambda \Delta T_s + w \rho_0 c_0 \Delta T_s \quad (13)$$

avec :

$$w\rho_0c_0 \approx \frac{4 \times 4,185 \times 10^6}{3,15 \times 10^7} \approx 0,5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$$

En d'autres termes, l'effet global de la circulation océanique est de séquestrer une fraction $w\rho_0c_0/\lambda$ du flux d'énergie supplémentaire ΔF dû à l'augmentation de l'effet de serre, ou encore de diminuer temporairement l'ajustement de température (tant que l'eau affectée par le réchauffement superficiel ne réapparaît pas à la surface) par un facteur :

$$\frac{\lambda}{\lambda + w\rho_0c_0} \approx \frac{2}{2 + 0,5} = 0,8$$

En réalité, les deux effets représentés schématiquement par les équations (11) et (13) se combinent pour produire une réponse du système atmosphère + océan à la fois *réduite* (d'un facteur 0,7 à 0,8) et retardée de 20 à 30 ans (au plus) par rapport au réchauffement instantané de l'atmosphère seule (Fig. 6.24). En admettant par exemple que le déplacement de l'équilibre climatique correspondant à un doublement de la teneur en gaz carbonique serait $\Delta T_s = 2,2 \text{ }^\circ\text{C}$ ($\lambda \approx 2 \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-1}$), on calcule un réchauffement instantané proche de $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$ en 1995. Cette valeur, encore faible, est parfaitement compatible avec les données climatiques récentes et reste de l'ordre de grandeur de la variabilité climatique naturelle. Par contre, à échéance d'une trentaine d'années, le taux de réchauffement global pourrait atteindre $0,3 \text{ }^\circ\text{C}$ par décennie, valeur jamais encore réalisée au cours des variations climatiques passées.

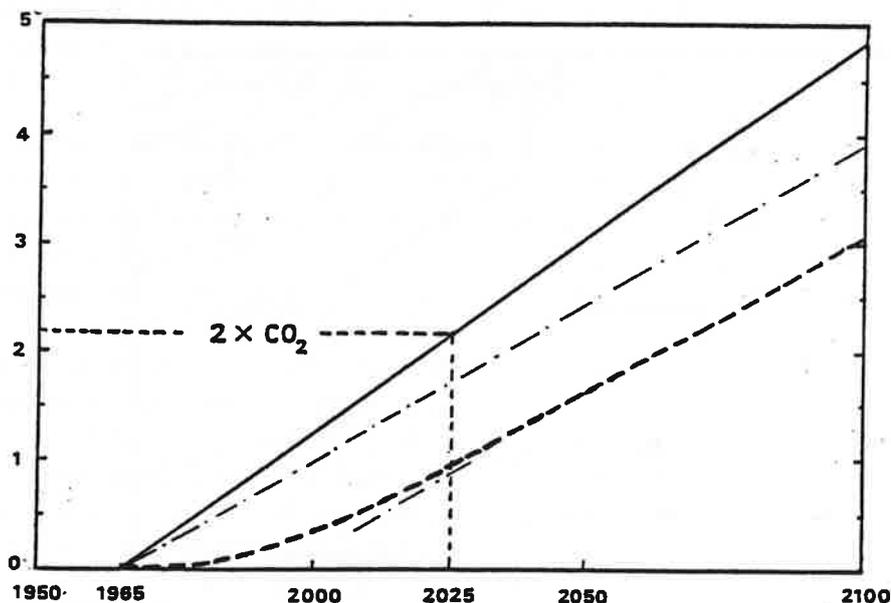


Fig. 6.24 - Réponse d'un modèle d'océan diffusif-convectif au forçage radiatif de l'atmosphère indiqué sur la figure 22.

- Response of a diffusive-convective ocean model to the atmospheric radiative forcing shown in Fig. 22.

Modèles 3-D de circulation océanique

Les travaux des théoriciens ne se sont évidemment pas arrêtés là. Bien que les modèles de la circulation océanique globale n'aient pas encore la finesse nécessaire pour représenter d'une manière tout à fait réaliste le relief sous-marin ni résoudre les tourbillons et méandres de la circulation océanique, des expériences numériques significatives ont déjà été réalisées avec des modèles tridimensionnels couplés de l'océan et de l'atmosphère, simulant la réponse transitoire du système climatique à un forçage radiatif croissant. Les résultats (Fig. 6.25) font apparaître des contrastes géographiques considérables entre différentes régions de la Terre. Ainsi, la résurgence continue de l'eau profonde aux latitudes moyennes de l'hémisphère Sud doit retarder, pour une centaine d'années au moins, le réchauffement de la surface de l'océan austral induit par l'augmentation de l'effet de serre. Par contre, le réchauffement de l'hémisphère Nord est plus conforme (en moyenne zonale) à la réponse calculée par les méthodes très simples décrites plus haut.

Dans le détail, les phénomènes sont plus complexes. En particulier, les simulations prédisent un ralentissement de la circulation méridionale globale de l'océan, dont on sait qu'elle réchauffe l'Atlantique Nord par un apport constant de chaleur provenant du Pacifique et de l'océan Austral. Ce transport méridional du Sud vers le Nord pourrait faiblir sensiblement au cours du prochain siècle sous l'effet du réchauffement planétaire et surtout du « rafraîchissement » de l'eau de mer qui ralentirait la formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord. Pour cette raison, le réchauffement calculé dans le bassin Atlantique Nord est moindre que sur le Pacifique et, *a fortiori*, au cœur des grandes étendues continentales.

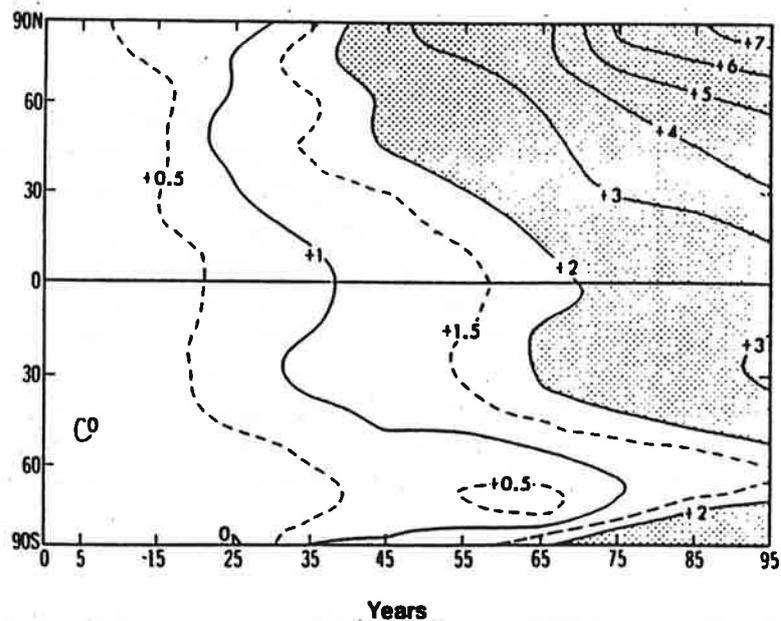


Fig. 6.25 - Evolution calculée de la moyenne zonale de la température à la surface de la Terre (moyenne glissante sur dix ans) sous l'effet d'un forçage radiatif croissant (doublement du CO₂ en 70 ans).

- Change in the zonally averaged decadal-mean surface-air temperature in response to increasing greenhouse forcing (CO₂ doubling in 70 years).

6.7. Elévation du niveau des mers

On sait que la transition du dernier paroxysme glaciaire à l'état climatique « optimum » actuel a été accompagnée d'une élévation très importante du niveau des mers, d'au moins 120 mètres (Fig. 6.6), principalement à cause de la disparition quasi totale des calottes de glaces qui recouvraient la partie Nord des continents américain et euro-asiatique. On peut aisément imaginer que le réchauffement de la planète entraînera une réduction supplémentaire de la masse de glace stockée sur les continents et une augmentation correspondante du volume des océans, c'est-à-dire la montée du niveau moyen des mers. Cette éventualité est d'autant plus inquiétante que le volume d'eau stockée sous forme de glace sur le continent antarctique correspond à une couche de 70 m d'épaisseur répartie sur toute la surface des océans (7 m pour la calotte glaciaire du Groenland).

Le fait est que le bilan de masse de la calotte glaciaire du Groenland est déterminé par la fonte des glaces : un réchauffement général se traduira nécessairement par un déficit de ce bilan et un retrait de la calotte glaciaire. Les glaciologues estiment à 0,5 mm, par an et par degré de réchauffement, l'élévation possible du niveau moyen des mers résultant de la fonte accélérée de la calotte glaciaire du Groenland et des glaciers de type alpin.

D'autre part, les conditions climatiques qui règnent sur le continent antarctique font que la fonte des glaces y est tout à fait négligeable : le bilan de masse de la calotte glaciaire antarctique est essentiellement limité par la décharge d'icebergs dans la mer. Bien entendu, ces icebergs flottants finissent par fondre aussi, mais, comme le montre le principe d'Archimède, leur transformation en eau remplit juste le volume d'eau qu'ils déplaçaient auparavant, sans changer le volume total de l'océan. Un réchauffement somme toute limité de l'atmosphère ne peut pas changer sensiblement le taux de formation des icebergs ni le lent fluage de la glace vers le rivage du continent Antarctique.

Au contraire, les conditions « désertiques » de l'*inlandsis* Antarctique (où les précipitations sont tout au plus de 50 mm par an, moins en moyenne qu'au Sahara) sont manifestement imposées par les très basses températures qui y règnent. Un réchauffement général permettant le transport de quantités plus importantes de vapeur d'eau par l'atmosphère se traduira donc par une augmentation des chutes de neige et l'accumulation d'une masse croissante d'eau soustraite aux océans. Le réchauffement du climat doit donc être accompagné d'une croissance de la masse de la calotte glaciaire antarctique et une baisse des océans. Il est encore impossible d'estimer précisément l'incidence de cet effet sur le niveau moyen des mers, mais on estime qu'il pourrait compenser la fonte de la glace du Groenland et des glaciers de type alpin (avec une large marge d'incertitude). Pour cette raison, on pense actuellement que l'effet le plus significatif d'une augmentation de l'effet de serre sera la dilatation thermique de l'océan global à masse constante.

Curieusement, on note que, pour un forçage radiatif donné (déterminé par la quantité de GES ajoutée dans l'atmosphère), la dilatation de l'océan et la montée correspondante du niveau des mers seront d'autant plus grandes que le réchauffement de la surface sera faible. Ceci résulte évidemment de la relation (10) : plus petit est ΔT_s , plus grand est le flux de chaleur ΔJ absorbé par l'océan. L'examen de la figure 24 montre que d'ici à 2025 le flux ΔJ (proportionnel à la différence entre les courbes en trait plein et tirets de la Fig. 6.24) variera relativement peu, dans un intervalle compris entre 40 et 60 % du forçage radiatif correspondant au doublement du gaz carbonique :

$$\Delta J \approx 1,7 \text{ à } 2,6 \text{ W.m}^{-2} (\pm 15 \%)$$

En outre, la dilatation linéaire d'une colonne d'eau océanique dépend peu de la répartition (inconnue) de ce flux de chaleur entre différentes profondeurs. Si on prend en effet un coefficient de dilatation thermique moyen A (négligeant la variation de ce coefficient en fonction de la température et de la salinité), on trouve que le flux de chaleur ΔJ pénétrant dans une colonne de section 1 m^2 et de profondeur D produit une élévation de température ΔT qui satisfait l'équation :

$$\Delta J = \rho_o c_o D \frac{d\Delta T}{dt}$$

D'autre part, ΔT produit une dilatation linéaire qui se traduit directement par une élévation du niveau des mers :

$$\frac{dh}{dt} = A D \frac{d\Delta T}{dt}$$

et par suite :
$$\frac{dh}{dt} = \frac{A}{\rho_o c_o} \Delta J$$

En adoptant, pour la région où se dépose la chaleur en excès apportée par le flux ΔJ , un coefficient de dilatation thermique $A = 1,7 \times 10^{-4} \text{ (K}^{-1}\text{)}$ (correspondant à une température moyenne voisine de $10 \text{ }^\circ\text{C}$), on calcule, pour la période 1990 à 2025, une élévation de la mer :

$$\Delta h \approx \frac{A t \Delta J}{\rho_o c_o} = \frac{1,7 \times 10^{-4} \times 1,1 \times 10^9 \times 2,2}{4185 \times 10^3} = 0,098 \text{ m}$$

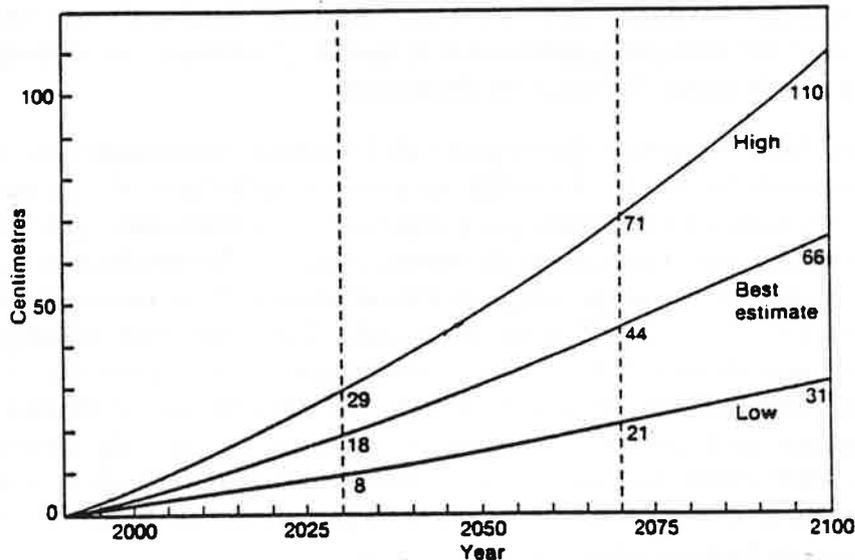


Fig. 6.26 - Elévation du niveau moyen des mers calculé sur la base du scénario d'augmentation de l'effet de serre indiqué sur la figure 20.

- Global sea-level rise computed on the basis of effect increase scenario shown in Fig. 20.

soit environ 10 cm. La figure 6.26 montre que l'élévation du niveau des mers calculée avec le scénario d'augmentation de l'effet de serre indiqué par la figure 6.20 et un modèle d'océan diffusif-convectif est comparable à l'estimation donnée ci-dessus. On retiendra premièrement que le phénomène, relativement lent à démarrer, est néanmoins préoccupant car on peut s'attendre à ce qu'il continue en s'amplifiant pendant longtemps. Deuxièmement, on voit que la marge d'incertitude de ces estimations est très grande, principalement à cause de notre connaissance très imparfaite des phénomènes polaires, aussi bien climatologiques (prédiction des chutes de neige) que glaciologiques (évolution des calottes glaciaires).

