

Le Comité est probablement le premier à avoir répondu à la proposition de l'EA/branche sur le climat. C'est vous aussi qui avez fait connaître le livre de y. Lenoir. Je vois aussi le danger de leur argumentaire pour redémarrer du nucléaire aussi j'ai écrit ce que j'ai vu à une certaine

de personnes.  
meilleurs sentiments

AG

# La serre, les gaz et ... la température des pôles

Petit travail de compréhension stimulé par la lecture du livre scientifique militant de Yves Lenoir : "Climat de Panique"

|  |           |
|--|-----------|
| <b>I. LE TRANSPORT D'ÉNERGIE PAR RADIATIONS ENTRE SURFACES FIXÉES DANS LE VIDE .. 2</b>    |           |
| L'ÉNERGIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE .....  | 2         |
| LE CORPS NOIR .....  | 3         |
| LE SOLEIL ET LA TERRE .....  | 5         |
| LE MONTAGE DE LA SERRE .....   | 8         |
| <b>II. LE TRANSPORT D'ÉNERGIE PAR LES VAPEURS ET GAZ..... 9</b>                            |           |
| L'ÉTAT GAZEUX, L'ÉTAT MOUVANT .....  | 9         |
| SPÉCIFICITÉ RADIATIVE DES VAPEURS ET GAZ .....   | 10        |
| STRUCTURE DE L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE .....  | 12        |
| PROPRIÉTÉS RADIATIVES DE SES GAZ, DE SA VAPEUR ET DE SES AÉROSOLS .....                    | 16        |
| <i>Molécules claires</i> .....   | 16        |
| <i>Molécules absorbantes</i> .....   | 17        |
| <i>Les aérosols</i> .....  | 20        |
| Les nuages .....   | 20        |
| Les aérosols sulfatés .....  | 23        |
| BILAN RADIATIF TERRESTRE .....   | 24        |
| <i>Bilan radiatif intersidéral</i> .....   | 24        |
| <i>L'effet de serre terrestre</i> .....  | 24        |
| <i>Le déficit radiatif de la troposphère</i> .....   | 28        |
| LES TRANSPORTS COUPLÉS DANS L'ATMOSPHÈRE .....   | 29        |
| TEMPÉRATURE MOYENNE DU GLOBE ET MÉGA-MODÈLES NUMÉRIQUES .....                              | 30        |
| <b>III. LA DYNAMIQUE DU TEMPS ET DU CLIMAT .....</b>                                       | <b>32</b> |
| <i>Les AMP, Anticyclones Mobiles Polaires</i> .....  | 32        |
| <i>Les épisodes de l'optimum climatique holocène et du dernier maximum glaciaire</i> ..... | 33        |
| <i>L'évolution récente du climat de l'hémisphère nord</i> .....                            | 35        |
| RÉFÉRENCES .....   | 38        |

# I. Le transport d'énergie par radiations entre surfaces fixées dans le vide

## • L'énergie électromagnétique

Le transport d'énergie peut se faire par conduction ou par convection. Ces modes dépendent d'une matrice matérielle, un solide affecté par des inégalités de température ou un fluide qui peut se déplacer et avec lui l'énergie. Il y a un troisième mode de transport de l'énergie, l'émission sous la forme de radiations électromagnétiques. Celles-ci transportent de l'énergie dans un espace dépourvu de matière. L'existence de ce rayonnement fait qu'aucun corps matériel n'est jamais totalement isolé.

Parce que les radiations émises peuvent résulter de changements de l'état nucléaire, électronique des atomes, vibrationnel et rotationnel des molécules, elles couvrent un large spectre de longueurs d'ondes.

Pour fixer les idées :

| changement   | rayonnement             | longueur d'onde, $\lambda$<br>$\mu\text{m}$ |
|--|-------------------------|---|
| conducteur électrique traversé par un courant alternatif | radio                   | > 100                                       |
| de niveaux rotationnels moléculaires                     | infra rouge long, I.R.  | 10 à 500                                    |
| de niveaux vibrationnels moléculaires                    | infra rouge court, I.R. | 0,76 à 10                                   |
| électronique périphérique d'un atome                     | lumière Visible         | 0,39 à 0,76                                 |
|  | ultra-violet, U.V.      | $10^{-2}$ à 0,39                            |
| électronique interne d'un atome dans le noyau d'un atome | X                       | $10^{-5}$ à $10^{-1}$                       |
|  | $\gamma$                | $10^{-7}$ à $10^{-4}$                       |

Le processus inverse, appelé absorption, se produit lorsque de l'énergie radiante est apportée à la surface du solide.

Les différents types de radiations sont distingués les uns des autres seulement par l'intervalle de longueur d'onde qu'elles couvrent. Dans le vide toutes ces formes d'énergie radiante voyagent à la vitesse de la lumière,  $c$ . La longueur d'onde,  $\lambda$ , qui caractérise une onde électromagnétique est reliée à la fréquence,  $\nu$ , par l'équation :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (\text{m}) \quad (1)$$

où  $\nu$  est en  $\text{s}^{-1}$  (hertz), et la vitesse de la lumière,  $c$ , est  $3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ .

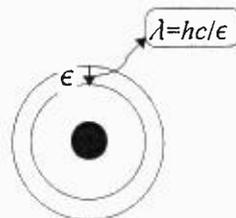
Parfois, il est utile de penser les radiations électromagnétiques d'un point de vue corpusculaire. On associe alors à une onde électromagnétique de fréquence  $\nu$  un photon, qui est une "particule" de charge et de masse nulles dotée d'une énergie  $\epsilon$  définie par :

$$\epsilon = h\nu \quad \Delta\epsilon = \Delta n h\nu \quad (\text{J}) \quad (2)$$

où  $h$  est la constante de Planck qui vaut  $6,622 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$  et  $n$  est un nombre entier.

Du tableau de données ci-dessus et des équation (1) et (2) on voit que lorsque la longueur d'onde d'une radiation électromagnétique décroît, l'énergie du photon correspondant augmente.

Pour  $\lambda = 0,1 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ J}$ , pour  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ; pour  $\lambda = 10 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-20} \text{ J}$ .



Dans la partie du spectre visible pour nos yeux, les différentes longueurs d'ondes sont associées avec la "couleur" de la lumière (sensation physiologique). L'ensemble est la lumière blanche.

|        |           |        |           |
|--------|-----------|--------|-----------|
| violet | 0,39-0,45 | jaune  | 0,58-0,60 |
| bleu   | 0,45-0,50 | orange | 0,60-0,62 |
| vert   | 0,50-0,58 | rouge  | 0,62-0,76 |

Quand un solide est chauffé, sa surface émet des radiations principalement dans l'intervalle 1 à 10  $\mu\text{m}$  qu'on appelle généralement radiations thermiques qui représentent donc une petite partie du spectre électromagnétique des radiations (mécanisme : vibrations moléculaires). Ces radiations infrarouges furent mises en évidence par W. Herschel en 1800 lorsqu'il constata, à l'aide d'un thermomètre, l'existence d'une énergie rayonnante invisible.

*"Comme la houle à la surface de l'océan, ces ondes peuvent être désordonnées mais, à l'instar des autres formes d'énergie, elles se transforment alors en chaleur. Ainsi l'énergie électromagnétique désordonnée est une forme de chaleur qui est au vide ce que le mouvement désordonné des atomes est à la matière; toutes les lois de la thermodynamique s'appliquent de la même façon à l'une ou l'autre de ces formes. la chaleur dans le vide est appelée rayonnement thermique."* (Dyson 1985, p.128).

Les radiations émises sont indépendantes de la nature du corps et dépendent seulement de sa température. Les caractéristiques de ce rayonnement sont universelles. Chaleur et rayonnement sont indissociablement liés. Le rayonnement n'est nul qu'à 0°K (−273,16°C).

La compréhension du transport radiatif fait appel à la théorie électromagnétique pour décrire les radiations, à la thermodynamique pour les relations des propriétés d'ensemble entre zones contenant des radiations, à la physique quantique pour la description des processus atomiques ou moléculaires et à la mécanique statistique pour les distributions spectrales.

### • Le "corps noir"

Dans la matière condensée (population dense d'atomes et molécules) les radiations peuvent résulter de changements d'états électroniques, vibrationnels et rotationnels des atomes et molécules dont les niveaux statistiques prennent toutes les valeurs possibles. Le rayonnement est dit à spectre continu.

On convient d'appeler "corps noir" un corps idéal qui absorbe 100% de la radiation incidente puis en restitue 100% (quelles que soient les fréquences et quelles que soient les températures). La loi de Kirchhoff, basée sur le bilan énergétique, veut qu'une substance émette autant qu'elle absorbe. A l'équilibre thermique, un tel corps émet un spectre continu de radiations caractérisé par une certaine distribution des intensités (qu'on appellera ici *exitance*, le nom varie suivant les auteurs). Cette radiation est définie isotrope et indépendante de la direction d'émission (elle est dite lambertienne).

Un "corps gris" est défini comme ayant les propriétés d'un corps noir mais avec une absorption/émission affectée d'un facteur,  $e$ , l'émissivité, de valeur inférieure à 1. Réciproquement, l'albédo =  $1 - e$ . Par exemple, le carbone pur approche du corps noir avec  $e = 0,945$ , alors que pour les métaux polis,  $e < 0,05$ . Pour les corps réel, l'absorption varie considérablement avec la fréquence (ex. le verre).

Le carbone était utilisé en filaments dans des ampoules électriques (2070°K). Ce sont aussi de minuscules particules de carbone (0,01-0,2 $\mu\text{m}$ ) portées à incandescence qui rendent la bougie ou le feu dans la cheminée éclairants avec un spectre complet (1470-1920°K).

On appelle un "corps clair", l'exact opposé d'un corps noir, un corps qui ne peut ni absorber ni émettre aucune radiation.

Le taux de transport d'énergie radiative totale émise, ou flux d'énergie émise, et qu'on convient d'appeler *exitance* totale,  $M$ , entre deux surfaces "noires" dans le vide est proportionnel à la différence de la puissance quatrième de leur température absolue, c'est la loi de Stefan-Boltzmann qui est centrale au présent document :

$$M = \sigma T^4 \quad (\text{W m}^{-2}) \quad (3)$$

où  $T$  est la température absolue (degré Kelvin = °C + 273) et  $\sigma$  est la constante de Stephan-Boltzmann qui vaut  $5,6697 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ }^\circ\text{K}^{-4}$  (1W = 1J/s).

(3) dit que ce mécanisme de transfert d'énergie est infiniment plus efficace à haute température. Cela est très différent des autres processus de transport d'énergie pour lesquels le taux est simplement directement proportionnel à un gradient (puissance un).

"La conséquence pratique de cette racine quatrième est énorme. Supposons qu'un échantillon de matière à 600°K puisse rayonner la moitié de son énergie thermique en une heure; le même échantillon à 6000°K ne déposséderait que dix fois plus d'énergie, mais il la rayonnerait 10 000 fois plus vite. Ainsi en quatre dixième de seconde, il rayonnerait la même quantité d'énergie que l'échantillon précédent en une heure." (Dyson 1985, p. 129).

L'entropie,  $S$ , est la mesure mathématique du degré de désordre ( $N = 2^S$ , où  $N$  présente le nombre d'états équiprobables d'un système). Elle indique dans combien d'états différents peut se trouver un système. Le système a la même probabilité

d'être dans un quelconque de ces états, si bien que le désordre est une mesure de notre ignorance sur l'état dans lequel se trouve le système. "En schématisant on peut dire que l'entropie mesure le nombre de degrés de liberté indépendants d'un système." Exemple, liquide : haute entropie, cristal : basse entropie.

"La quantité d'énergie de rayonnement contenue dans un certain volume, pour une température donnée, est le principal facteur qui détermine la vitesse de transfert de la chaleur. Pour calculer cette vitesse nous devons connaître l'équation d'état du vide, laquelle est une loi fondamentale de la nature; elle donne la relation entre les quantités d'énergie et d'entropie pour des rayonnements désordonnés. Selon cette loi, l'entropie varie proportionnellement à la puissance 3/4 de l'énergie, ce qui explique que la température varie seulement comme la puissance 1/4 de l'énergie (c'est à dire comme la racine quatrième). Pour comprendre d'où vient cette puissance 3/4, il nous faudrait évoquer dans le détail la nature quantique du rayonnement : ce n'est pas notre propos. On peut simplement mentionner que l'espace vide possède un très grand nombre de degrés de liberté, en fait un nombre infini puisqu'il existe un continuum infini de longueurs d'onde pour les ondes électromagnétiques. En revanche, un objet matériel a un nombre fini de degré de liberté, qui dépend du nombre d'atomes qu'il contient. Cela signifie que dans le vide une quantité d'énergie donnée peut se répartir entre davantage de degrés de liberté, en produisant plus de désordre que dans la matière. Par conséquent, l'augmentation de température avec l'énergie est beaucoup plus lente dans le vide que dans la matière. Alors que dans le rayonnement thermique, la température varie comme la racine quatrième de l'énergie, la température varie proportionnellement à l'énergie dans les gaz ordinaires." (Dyson 1985, p. 129).

Il a été établi en 1900 que la distribution spectrale du flux d'énergie émise par une surface "noire", *exitance* spectrale,  $M_\lambda$ , s'opère le long de la gamme de fréquence en une sorte de courbe en cloche asymétrique. C'est la distribution de Planck, ou courbe de radiance spectrale :

$$M_\lambda = \frac{dM}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)} \quad (\text{W m}^{-3}) \quad (4)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann qui vaut  $1,3805 \cdot 10^{-23} \text{ J }^\circ\text{K}^{-1}$ .

Le corps noir de Planck était une cavité fermée dans la matière dotée d'un minuscule orifice pour l'observation au spectromètre (on peut montrer qu'une cavité, dans la pratique une sorte de four aux parois épaisses, a quasiment le comportement d'un corps noir à la température des parois; un tel "corps noir" est utilisé pour étalonner les appareils de détection infrarouge par exemple). Le travail de Planck reprenait celui de Rayleigh-Jeans qui avait établi une règle de la distribution spectrale dans l'infrarouge, mais règle qui aboutissait à un échec (valeur infinie) si on l'utilisait vers les courtes longueurs d'ondes. Planck a trouvé le bon modèle en utilisant un artifice de calcul, l'assignation de valeurs discrètes d'énergie en posant l'équation (2) (on retrouve bien  $h$  dans (4) qu'on peut aussi bien écrire en fonction de  $\nu$ ). Le calcul rend compte des valeurs expérimentales avec la valeur donnée à  $h$ . Sans en mesurer alors les conséquences, il introduisait du discontinu dans une interaction pour la première fois en physique : le seuil de fréquence correspond à un seuil d'énergie. C'est le succès de la formule de Planck à expliquer la distribution spectrale du corps noir qui va être le point de départ du développement de la théorie quantique. Un corps photoélectrique (question étudiée au même moment par le jeune Einstein) par exemple ne réagira qu'à compter d'une certaine fréquence, et pas avant, quelle que soit l'intensité du rayonnement. D'où l'idée du "grain" (photon) portant une certaine charge d'énergie et relié à la fréquence par (2) dont va se saisir, et que va défendre, le jeune Einstein. C'est le départ de la théorie quantique : on doit échanger un "petit quelque chose" pour qu'il y ait interaction. La lumière arrive comme des petits éclairs discontinus et de même force. C'est peu après aussi que N. Bohr propose le modèle "planétaire" de l'atome avec ses électrons, modèle quantique (cf. schéma p. 2).

Intégration de (4) sur toutes les longueurs d'onde aboutit à (3).

Plus la température est élevée, plus la longueur d'onde émise le plus intensément (sommet de la courbe en cloche) est déplacée vers les longueurs d'ondes courtes. Inversement, plus sa température est basse, plus la longueur d'onde la plus émise se déplace vers des longueurs d'ondes longues. C'est la loi de déplacement de Wien qui peut être extraite de (4) :

$$\lambda_{\max} = \frac{2,897 \cdot 10^{-3}}{T} \quad (\text{m}) \quad (5)$$

avec :

$$M_{\lambda_{\max}} = 1,286 \cdot 10^{-5} T^5 \quad (\text{W m}^{-3}) \quad (6)$$

Les 3/4 de l'énergie globale émise par un corps noir est située dans la bande spectrale qui s'étend de  $\lambda_{\max}$  à l'infini, et 1/4 avant  $\lambda_{\max}$  (Gaussorgues 1981, p.32). On peut montrer également que 95,6% du rayonnement du corps noir se produit entre  $0,5 \lambda_{\max}$  et  $5 \lambda_{\max}$ . Enfin, on peut montrer que l'efficacité lumineuse dans le spectre visible est maximale pour le corps noir à  $6500^\circ\text{K}$  (au delà il se décale vers les UV).

(6) montre que la valeur de l'*exitance* maximale est plus dépendante encore de la température (puissance 5) que ne l'est l'*exitance* totale (la courbe devient de plus en plus pointue avec l'augmentation de la température

comme le montre la Fig. 1 p. 7 sachant que l'*éclairement* est une courbe d'*exitance* modifiée d'un facteur correctif sur l'axe  $y$  de l'intensité).

Ces équations montrent que le rayonnement envoie des informations sur l'état thermique d'un corps.

Le rayonnement isotrope qui baigne l'univers correspond à l'émission thermique d'un corps noir à la température de 2,7°K ( $\lambda_{max} = 1000\mu\text{m}$ , ondes radio). L'azote liquide à 77°K (-196°C) a son  $\lambda_{max}$  à 38 $\mu\text{m}$  et celui d'un corps à 0°C est à 10,6 $\mu\text{m}$ . Le rayonnement du corps noir ne commence à se voir (la partie avant du spectre atteint le visible) qu'au delà de 600°C (rouge sombre, son  $\lambda_{max}$  est 3 $\mu\text{m}$ ).

Pour le filament tungstène de nos lampes électriques (2800°K),  $\lambda_{max}$ -corps noir est à 1 $\mu\text{m}$ , c'est à dire encore en dehors du visible, dans l'infrarouge proche. On est éclairé par la partie du spectre visible qui est incluse dans la partie avant de la courbe en cloche mais le rendement lumineux est mauvais et il y a dissipation de la plus grande partie de la puissance en chaleur. Le spectre réel du tungstène est tout de même un petit peu meilleurs dans le visible par rapport au référentiel corps noir à la température donnée.

La *luminance*,  $L$ , est le taux de radiation émise par unité "d'angle solide",  $\Omega$ , le stéradian. L'angle solide,  $\Omega$ , généralise dans l'espace 3D la notion d'angle, une sphère représentant  $4\pi$  stéradians. L'*exitance*,  $M$ , est le taux de radiations émises dans toutes les directions à l'avant d'une surface, donc sur une demi-sphère. On a :

$$L = \frac{dM}{d\Omega} \quad \text{et} \quad L_\lambda = \frac{dM_\lambda}{d\Omega}$$

On peut montrer que dans le cas d'un corps isotrope (lambertien, corps noir), par l'intégration du taux de radiations sur la demie sphère, on a la relation très simple :

$$L = \frac{M}{\pi} \quad (\text{W m}^{-2} \text{Sr}^{-1}) \quad \text{et} \quad L_\lambda = \frac{M_\lambda}{\pi} \quad (\text{W m}^{-3} \text{Sr}^{-1}) \quad (7)$$

## • Le soleil et la terre

Le soleil peut être considéré en approximation comme un corps noir avec une température effective de l'ordre de 5800 °K. Il est donc proche de la température qui donne l'efficacité maximale dans le visible.

Cette énergie "noble" a plusieurs usages : éclairage naturel, biochimique par la photosynthèse, électrique par l'effet photovoltaïque et thermique par absorption.

On calcule avec (5) que l'intensité maximale (sommet de la courbe de Planck) est celle de la longueur d'onde 0,5  $\mu\text{m}$  (4,99  $10^{-7}$  mètre, limite du vert et du bleu). Le pic réel observé est autour de 0,48 $\mu\text{m}$ , dans le bleu (Salby 1996, p.209). Ainsi c'est d'abord et avant tout l'ensemble du spectre visible qui est émis par le soleil (46% de son énergie), même s'il émet des X-mous aux infrarouges. Avec (3), on calcule qu'il a une *exitance* totale de 6,42  $10^7$   $\text{W/m}^2$  ( $M_s$  soleil), et avec (6) que sa valeur  $M_{\lambda_{max}}$  est 8,44  $10^7$   $\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$  (8,44  $10^{13}$   $\text{W m}^{-3}$ ). Par ailleurs, de (7), sa *luminance* totale est 2  $10^7$   $\text{W m}^{-2} \text{Sr}^{-1}$  et sa *luminance* spectrique maximale,  $L_{\lambda_{max}}$ , est 2,7  $10^7$   $\text{W m}^{-2} \text{Sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$  (2,7  $10^{13}$   $\text{W m}^{-3} \text{Sr}^{-1}$ ).

La température au coeur du soleil pourrait être de 20 millions de degrés. Ce n'est pas un corps noir. Mais les photons  $\gamma$  émis au coeur du soleil ne peuvent en sortir. La plupart de l'énergie solaire qui atteint la terre provient de la photosphère, la pellicule supérieure de la "surface" du soleil où a lieu une série d'absorptions/émissions. Et son rayonnement est *assimilable* à celui d'un corps noir de température d'environ 5800°K.

Les équations ci-dessus concernent la source. Du récepteur, la terre, la surface de la source est décrite par l'angle fait en joignant son contour au point d'observation sur le récepteur. C'est l'angle solide d'observation,  $\Omega$ , qui est le rapport d'une surface (en l'occurrence  $\pi R^2$ ) sur le carré d'une distance. C'est une projection conique mais quand la distance est grande par rapport à la surface, on peut confondre calotte sphérique et surface.

Le flux par unité de surface, l'*Eclairement* total,  $E$ , reçu perpendiculairement à l'axe du pinceau incident, est proportionnel à la *luminance* totale du soleil et à l'angle solide du soleil :

$$E = L_s \Omega_s = L_s \left( \frac{\pi R_s^2}{r^2} \right) = M_s \frac{R_s^2}{r^2} \quad (\text{W m}^{-2}) \quad (8)$$

$R_s$ , le rayon du soleil est 7  $10^8$  m,  $r$ , la distance moyenne soleil-terre est 1,5  $10^{11}$  m (donc  $\Omega_s \approx 6,84 \cdot 10^{-5}$  Sr).

Autre méthode : l'angle solide  $\Omega_s = \pi \theta^2$ , où  $\theta$  est le rayon angulaire, rayon apparent, du soleil. Celui-ci est d'environ 16' d'arc, soit 4,65  $10^{-3}$  radians. Ce qui donne  $\Omega_s \approx 6,8 \cdot 10^{-5}$  Sr.

L'*éclairement*,  $E$ , ainsi calculé pour la terre avec (8) est 1397  $\text{W/m}^2$ . Le chiffre officiel admis est 1367  $\text{W/m}^2$ . Parce que cet *éclairement* semble varier très peu, on l'appelle "**constante solaire**".

Le flux de chaleur  $\Phi_{St}$  reçu par la terre en provenance du soleil est  $E \times$  surface apparente de la terre, soit ( $R_t=6,378 \cdot 10^6$  m) 1,79  $10^{17}$  W.

On peut à l'inverse utiliser l'angle solide sous lequel le soleil voit la terre,  $\Omega_t$ , puis intégrer sur la surface apparente du soleil. On calcule  $\Phi_{St} = L_S \Omega_t \times \pi R_s^2$ . ( $\Omega_t = \pi R_t^2 / r^2 = 5,68 \cdot 10^{-9}$  Sr), soit  $1,75 \cdot 10^{17}$  W.

De la même manière, l'éclairement spectral est :

$$E_\lambda = L_{\lambda s} \left( \frac{\pi R_s^2}{r^2} \right) = M_{\lambda s} \frac{R_s^2}{r^2} \quad (\text{W m}^{-3}) \quad (9)$$

Par exemple, pour la longueur d'onde reçue le plus intensément ( $\lambda_{\max} \approx 0,5 \mu\text{m}$ ),  $E_{\max}$ , on obtient  $1838 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$  ( $1,8 \cdot 10^9 \text{ W m}^{-3}$ ). La fig. 1 montre la courbe  $E_\lambda$  pour le système soleil-terre.

Dans le calcul de l'éclairement,  $E$  ("constante solaire"), la source est vue de l'avant d'une surface perpendiculairement à l'axe du pinceau de *luminance*. C'est un paramètre important pour l'utilisation de l'énergie solaire (satellites...). Si l'on veut distribuer l'éclairement de cette surface unitaire fictive, apparente, (disque,  $\pi R_t^2$ ), sur la surface terrestre réelle qui est  $4\pi R_t^2$  (sphère) afin d'établir une "moyenne" (la rotation terrestre assure la répartition) cet éclairement doit donc être réparti sur une surface 4 fois plus grande. L'éclairement solaire "moyen" de la terre est donc de  $342 \text{ W/m}^2$  ( $1367 \div 4$ ). C'est le chiffre utilisé dans les manuels de climatologie lorsqu'ils présentent le bilan radiatif simplifié de la terre.

Globalement, la surface de la terre se comporte "en corps gris" (pour le spectre solaire,  $\lambda < 4 \mu\text{m}$ ,  $e \approx 0,70$ ). Les bilans énergétiques réels, mesurés notamment par satellites indiquent que 50% de l'énergie solaire qui arrive au sommet de l'atmosphère terrestre est absorbée par la surface, liquide ou solide, directement ou suite à de la diffusion, et par là transformée en chaleur (le reste, 20%, est absorbé par certaines molécules et aérosols de l'atmosphère). Cette surface terrestre est émettrice ( $e \approx 0,9$  pour  $\lambda > 4 \mu\text{m}$ ).

Pour cette surface terre, à une température de  $15^\circ\text{C}$  ( $288^\circ\text{K}$ ), la courbe de Planck est assez raplatie et son sommet situé à l'aplomb de  $10 \mu\text{m}$  (fig. 1). 95% de son rayonnement est donc situé entre 5 et  $50 \mu\text{m}$ . De (3), son *exitance* totale "moyenne",  $M_t$ , est  $390 \text{ W m}^{-2}$ .

Le flux de chaleur rayonnée est  $\Phi_t = M_t \times \text{surface totale de la terre} = M_t (4\pi R_t^2)$ , soit  $1,99 \cdot 10^{17}$  W.

Comme la terre n'évolue pratiquement pas en température, il faut que le flux reçu ( $\Phi_{St} = 1,79 \cdot 10^{17}$  W) compense le flux rayonné ( $\Phi_t = 1,99 \cdot 10^{17}$  W).

-  $E$  et  $\Phi_{St}$  sont en réalité un peu plus grand car le diamètre apparent de la terre est plus grand pour le soleil à cause de : a) la réfraction atmosphérique, b) de l'absorption directe d'énergie solaire par cette atmosphère.

-  $M_t$  et  $\Phi_t$  sont en réalité plus petits car a) la terre n'est pas un corps noir parfait, b) l'atmosphère limite les déperditions de chaleur.

Cela est le sujet de la deuxième partie.

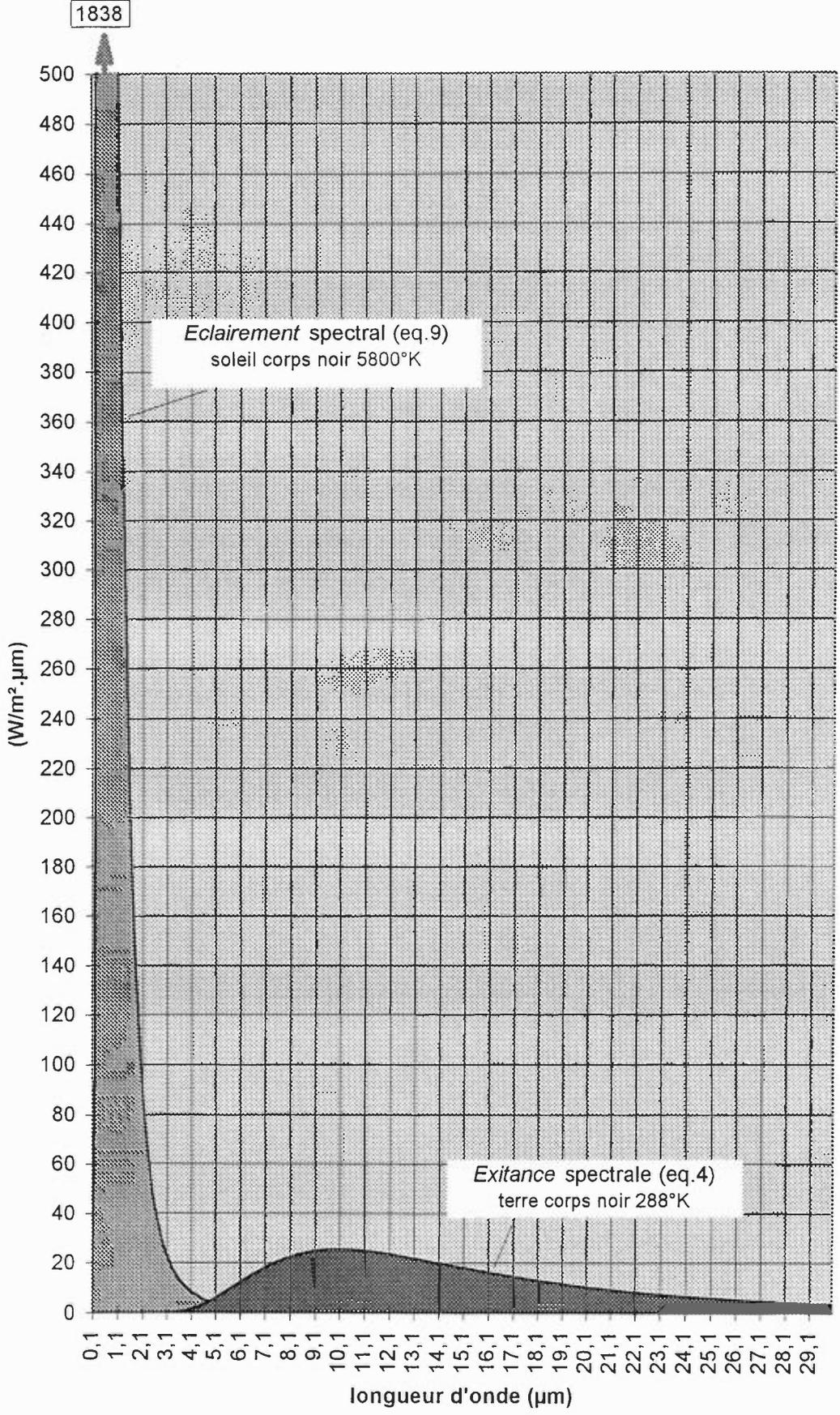
Il reste que, de nuit par temps clair, la différence négative entre le rayonnement reçu et le rayonnement émis est responsable du refroidissement nocturne, particulièrement intense dans les régions à climat sec et aux altitudes élevées, capable d'assurer la congélation d'une importante quantité d'eau chaque nuit dans les régions tropicales arides.

La figure 1 montre ensemble la courbe d'éclairement spectrale,  $E_{\lambda St}$  (eq.9), de la terre par le soleil, et la courbe d'*exitance* spectrale de la surface de la terre,  $M_{\lambda t}$  (eq.4), correspondantes à l'application chiffrée présentée ci-dessus. Ce qui est surtout frappant, est que les domaines sont parfaitement délimités : en dessous de  $4 \mu\text{m}$ , on a à faire aux radiations solaires, au dessus de  $4 \mu\text{m}$  à celles d'origine terrestre. L'atmosphère se trouve entre ces deux sources.

Dés lors qu'on a à faire à la terre, les "moyennes" radiatives calculées plus avant, outre leur simplification théorique, masquent une réalité très complexe. La distribution spatiale et spectrale du rayonnement émis vers l'espace est très variable dans le temps, en raison des variations diurnes et saisonnières de l'apport solaire, et des circulations océaniques et surtout atmosphériques, des variations locales et temporelles de la densité de l'eau atmosphérique (vapeur et aérosols)...

Fig. 1

### Eclairement et exitance de la terre



## • Le montage de la serre

Les verres sont transparents (coefficient de transmission, 0,85 à 0,90) entre 0,3 et 3 à 4  $\mu\text{m}$  au delà de quelle longueur d'onde leur comportement est proche de celui du corps noir (spectre continu).

Par exemple dans nos ampoules électriques d'éclairage. On a vu plus haut, p. 5, que leur rendement lumineux n'est pas très bon, on peut préciser que le verre absorbe toutes les radiations du filament de tungstène  $>3\text{-}4 \mu\text{m}$ .

La "semi-transparence" de ce matériau solide siliceux ( $\text{SiO}_2$ ) est remarquable puisqu'elle est assez bien centrée sur l'émission solaire (fig. 1). Un espace peut donc être fermé aux intempéries et son rayonnement interne en bonne partie fait prisonnier, mais bénéficiant de l'essentiel de l'énergie solaire incluant l'éclairage qu'il apporte entre 0,39 et 0,76  $\mu\text{m}$  (fenêtres).

L'expression "effet de serre" vient de l'analogie avec la serre végétale qui fait usage de ces propriétés qui permet de capter le rayonnement solaire, incluant les longueurs d'ondes utilisées par la photosynthèse, tout en gardant en grande partie ses émissions internes ( $>4\mu\text{m}$ ) par temps froid. La serre est un endroit clos, avec une surface interne absorbante et un toit en verre.

Du point de vue bilan radiatif, on peut faire le vide à l'intérieur de la serre, cela ne changera rien, ce dont on parle dans cet effet est un montage statique, un échange radiatif entre surfaces fixées.

Le verre absorbe peu de rayonnements solaires. Par contre il émet comme un corps noir en IR. C'est un peu le comportement de la neige. Cela implique que sa température d'équilibre radiatif intrinsèque (s'il était isolé dans l'espace) en rapport à l'éclairement solaire doit être basse par rapport à celle de la surface terrestre.

C'est la surface intérieure de la serre, elle presque seule, qui va absorber l'énergie solaire ( $<4\mu\text{m}$ ). Elle émet en infrarouge long en fonction de sa température (eqs. 3 à 6).

L'augmentation de la température de la surface intérieure à la serre, l'effet de serre, découle de la loi de Kirchhoff, qui veut qu'une substance émette autant qu'elle absorbe. Comme le verre absorbe la radiation infrarouge émise par la surface et ré-émet en infrarouge notamment vers cette surface, celle-ci, tant qu'elle reçoit toujours le même rayonnement solaire, doit émettre plus pour conserver un bilan énergétique nul. Pour cela l'équation (3) montre qu'une augmentation de sa température est un moyen efficace d'augmenter puissamment son émission. Le verre en reçoit plus et re-émet plus, et vers l'intérieur, et vers l'extérieur, cela jusqu'à ce que les radiations infrarouges rejetées par la surface extérieure du verre balancent juste les radiations solaires absorbées par la surface intérieure de la serre.

La serre émet (jour et nuit) en IR vers l'extérieur via cette surface extérieure du verre. Mais pendant le temps de la journée où elle reçoit le rayonnement solaire, la surface intérieure est amenée à un état beaucoup plus chaud et émissif que si elle n'avait pas de couvercle de verre à propriété de corps noir en infrarouge long. Ce montage simple peut-être très efficace.

Les capteurs solaires utilisés dans l'habitat fonctionnent sur le même principe.

## II. Le transport d'énergie par les vapeurs et gaz

### • L'état gazeux, l'état mouvant

Les définitions du Petit Robert, Gaz : "corps fluide indéfiniment expansible occupant tout le volume dont il dispose", et à vapeur d'eau : "...-utilisation industrielle de la vapeur comme force" laissent bien entendre les changements réalisés en quittant les montages statiques de surfaces fixées pour l'état gazeux.

Les échanges radiatifs sont omniprésents comme dans les systèmes de surfaces fixées et permettent de comprendre bien des phénomènes observés. Les équations de la première partie restent la base. Mais dans ce milieu on ne peut plus appréhender les échanges radiatifs isolément.

Le point de départ est l'équation des gaz parfaits, et applicable à l'air et la vapeur d'eau. L'état  $p\nu$  (facteur de la pression et du volume spécifique) est défini par la température :

$$p\nu = RT \quad \text{ou} \quad p = \rho RT \quad (10)$$

avec  $\rho$ , densité =  $1/\nu$  et  $R$ , ici la constante spécifique du gaz considéré, qui est par ex.  $287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$  pour l'air sec.

(10) exprime que si l'on touche à la température d'un gaz, on touche à sa pression ou son volume spécifique/densité...

Introduire l'état gazeux, c'est donc amener la pleine expression de la thermodynamique qui, comme son nom l'indique, traite des relations entre phénomènes thermiques et dynamiques (mécaniques). La thermodynamique est le lien entre la circulation et les transferts d'énergie.

a) Un système peut échanger de l'énergie avec son environnement en réalisant un travail :

$$w = - \int_{\nu_1}^{\nu_2} p d\nu \quad (\text{J})$$

où  $w$  est le travail spécifique (dans cette dernière équation on peut substituer à  $p$  sa valeur de l'éq. 10).

spécifique veut dire que le paramètre a été divisé par la masse ce qui donne des expressions qui ne dépendent pas de la dimension du système. Il en est de même de l'éq. (10) dérivée du célèbre  $pV=nR*T$

b) Ou le système peut échanger de l'énergie avec son environnement en transférant de la chaleur, ce qui représente un échange thermique. Cela peut être par échanges radiatifs ou condensation d'eau.

Le **premier principe** de la thermodynamique ("Conservation de l'énergie") veut que le changement d'énergie interne,  $\Delta U$ , soit égal à la somme de l'opposé du travail réalisé par le système,  $-pd\nu$ , et de la chaleur transférée dans le système,  $q$ . Avec introduction de  $C_p$ , la chaleur spécifique à pression constante, et  $C_v$ , la chaleur spécifique à volume constant, on peut montrer que le premier principe peut être exprimé sous deux formes équivalentes (Salby 1996, p. 68) :

$$\begin{aligned} C_p dT - \nu dp &= \delta q \\ C_v dT + p d\nu &= \delta q \end{aligned} \quad (11)$$

(pour l'air sec  $C_p=1004,5 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$  et  $C_v= 717,5 \text{ J Kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$ )

Pour les processus adiabatiques, c'est à dire sans échange de chaleur, le terme de droite des deux équations (11) est nul.

Dans la troposphère, le travail d'expansion, les mouvements d'une parcelle d'air se font à une échelle de l'ordre de la journée ou moins. Il faut de l'ordre de deux semaines pour qu'une masse d'air atteigne un équilibre radiatif avec un nouvel environnement. Comme les transferts de chaleur sont lents par comparaison à d'autres processus météorologiques, certains de ces derniers pourront être traités comme adiabatiques. Comme les transferts de chaleurs sont centraux aux processus de maintenance de la circulation générale à long terme, l'effet diabatique, c'est à dire avec échange de chaleur, est importants pour le long terme (Salby, 1996, p. 58).

L'écoulement de chaleur du corps chaud vers le corps froid est spontané mais une fois l'équilibre atteint, le système ne revient pas à son état initial, la transformation n'est pas spontanément réversible. Le **second principe** de la thermodynamique ("Conservation du désordre") s'attaque au sens des transformations qui peuvent s'effectuer dans la nature. Il énonce les restrictions sur les possibilités de transformation de l'énergie calorifique en énergie mécanique. Le second principe utilise le concept d'entropie,  $S$ , qui mesure le "désordre" (et dont on a déjà parlé p. 3-4). Lors d'une transformation réversible, on définit :  $dS=\delta q/T$ , ( $q$  chaleur,  $T$  température). Si une transformation est exécutée irréversiblement, il y a un ajout de rejet de chaleur vers l'environnement, et cela résulte en une réduction de travail net car cette chaleur n'est plus disponible dans le système ( $dq < TdS$ ). L'entropie ne peut qu'augmenter avec un travail irréversible (mélange, dissipation...). C'est le cas d'une masse d'air qui se déplace par exemple de l'équateur vers les

pôles rapidement, et perd irréversiblement une partie de chaleur avec son environnement (l'énergie décroît plus rapidement que le désordre, si bien que le degré de désordre par unité d'énergie augmente avec l'écoulement de chaleur d'un corps chaud vers un corps froid).

## • Spécificité radiative des vapeurs et gaz

### - Les raies ou lignes

Alors que les solides et corps denses excités, corps noirs et gris, émettent un spectre continu, les vapeurs ou les gaz, s'ils ne sont pas trop denses émettent/absorbent de manière discontinue : des spectres de raies ou lignes (si l'émetteur est un atome, ex. lampe à vapeur de sodium, à vapeur de mercure...), ou spectres de bandes si l'émetteur est une molécule. Ce sont des corps sélectifs. Cela est lié à leurs niveaux discontinus d'énergie rotationnelle et vibrationnelle et leur configuration électronique et leur isolement. Seules les photons qui correspondent à des différences de niveau spécifiques à chaque molécule sont absorbés. De même ces molécules peuvent émettre seulement des photons qui correspondent à leurs changements de niveaux énergétiques.

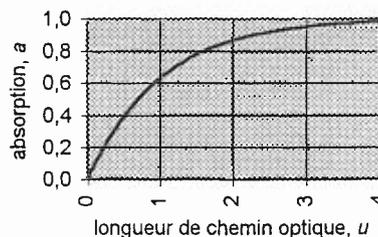
Leur isolement n'est pourtant que relatif. Dans la partie basse de l'atmosphère la densité est élevée et les molécules sont en collisions constantes les unes avec les autres. Les transitions d'énergie sont dominées par les collisions moléculaires. C'est la température cinétique qui détermine la distribution des niveaux d'énergie : *"En l'absence de collisions et de mouvements moléculaires [c'est à dire à pression et température très basse], la largeur naturelle d'une ligne spectrale est très étroite et est déterminée par la durée de vie radiative de l'état excité. Cela peut être entièrement négligé par comparaison aux élargissements Doppler et Lorentz, dus respectivement aux mouvements thermiques des molécules et à leurs collisions."* (Brasseur et Solomon, 1986, p. 122, traduit).

L'élargissement *doppler* de ligne, important dans l'étude des flammes par exemple, ne concerne pas la troposphère. Mais puisque la pression y est forte, on assume que les lignes ont la forme du modèle de Lorentz. C'est une courbe en cloche centrée sur une longueur d'onde maximale (ligne pleine de fig. 2) et qui inclue un facteur de forme qui évolue avec la pression. Une molécule absorbera donc plus (parce qu'un peu sur les longueurs d'ondes immédiatement adjacentes à la ligne de base) dans la partie inférieure de la troposphère que plus haut dans l'atmosphère où pressions et températures sont basses.

### - Absorption :

La loi générale de Beer-Lambert, utilisée en spectrométrie, pose le principe que pour une longueur d'onde donnée (sur une raie ou ligne d'absorption), la fraction d'énergie absorbée est proportionnelle à la masse absorbante traversée par les radiations. Pour avoir les valeurs de transmission ou d'absorption, on intègre sur le chemin de l'absorption. (En l'absence d'émission et de diffusion,) il en découle que l'absorption,  $a_\lambda$ , de la vapeur ou gaz approche l'unité de manière exponentielle avec une longueur de chemin optique,  $u$ , croissante, et ils se comportent alors en corps noir (Salby, 1996, p. 208) :

$$a_\lambda = 1 - e^{-u}$$



$u$ , sans unité, inclut d'une part un coefficient qui rend compte de la propriété absorbante (en terme de section absorbante, déterminé en laboratoire) et est ensuite proportionnel à la densité (ou nombre de molécules par unité de masse) puis à l'épaisseur traversée.

$u$  varie par exemple avec la longueur traversée si la densité d'une molécule absorbante est constante ou avec la variation de la densité de cette molécule pour une longueur constante. Lorsque  $a_\lambda$  arrive à 1, la radiation est absorbée par le milieu, on dit que le milieu est *épais optiquement* (pour cette longueur d'onde). On voit sur cette figure,  $-a$  fonction de  $u$ , que l'absorption augmente rapidement pour les premières quantités de substance absorbante. Lorsqu'il y a une certaine quantité de substance absorbante, en ajouter a un effet de plus en plus faible sur l'absorption.

En radiométrie de la troposphère, on utilisera le modèle de ligne de Lambert. Sur la longueur d'onde centrale la loi de Beer-Lambert s'applique mais, effet des nombreuses collisions avec les molécules environnantes, il y aura une absorption proportionnelle sur les longueurs d'ondes immédiatement adjacentes. En pratique, cette

absorption de marges est définie par le facteur de forme du modèle de ligne de Lambert, facteur qui dépend surtout de la pression.

#### - Bandes

Mais à la différence des atomes une bande noire ou tellurique d'une molécule englobe un intervalle de longueur d'onde qui peut être très important. A haute résolution ces intervalles sont un réseau si complexe de raies que cela rend les calculs impraticables en termes de la loi de Beer-Lambert (structure complexe des lignes, absorption variable, chevauchements...). Dans les calculs radiatifs, on est contraint d'utiliser des "modèles de bandes" empiriques. Ils ont d'abord été développés pour des lignes de Lorentz. Ces modèles incluent des paramètres globaux comme la force moyenne des lignes, l'espacement moyen (ou aléatoire) des lignes et la largeur moyenne de ces lignes. Ces paramètres sont ajustés pour reproduire l'absorption observée expérimentalement. Le modèle de Elsasser (1938) traite une série régulière de lignes de type Lorentz et est utilisé par exemple pour la bande  $15\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ . Le modèle de Goody (1952) est plus approprié pour la bande  $6,3\mu\text{m}$  de la vapeur d'eau, etc. Ces modèles sont en soi plus complexes que la variation exponentielle qui découle de la loi de Beer-Lambert pour un rayonnement monochromatique, mais ils restent considérablement plus simple qu'une longue intégration sur le spectre de lignes (de plus certains paramètres spectraux de lignes sont mal connus).

Salby (1996, p. 230) donne un exemple de comportement de l'absorption avec la profondeur optique pour une ligne individuelle d'absorption (fig. 2). C'est une ligne d'absorption sur la longueur d'onde  $0,5\mu\text{m}$  et pour une molécule absorbante au taux constant dans tout l'atmosphère (sa densité augmente donc exponentiellement vers le bas comme celle de l'atmosphère, cf. plus loin, eq. 14). Le paramètre "masse traversée" de la loi de Beer-Lambert est mesuré ici à partir du haut de l'atmosphère, jusqu'à une certaine profondeur ( $H$ , hauteur d'échelle, défini plus loin avec la pression).

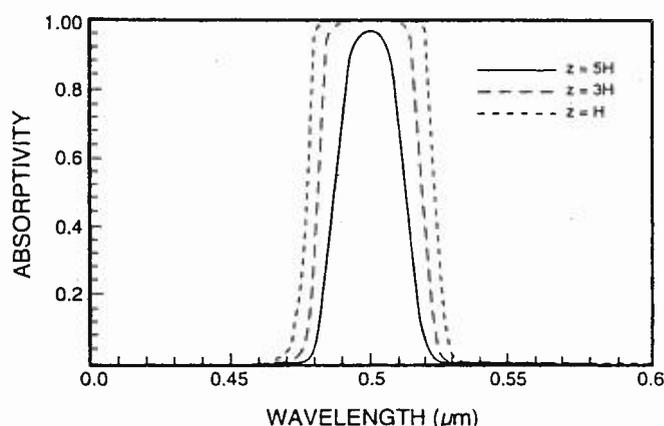


Fig. 2

En dessous d'une certaine profondeur optique (dans cet exemple entre le haut de l'atmosphère et la hauteur  $5H$ , puis on accroît la profondeur optique en descendant à  $3H$  puis  $H$ ), l'absorption est représentée en terme de profil de Lorentz (fig. 2, ligne pleine). L'absorption augmente alors avec la profondeur optique. Arrive un point où elle atteint l'unité près du centre de la ligne, et les longueurs d'ondes correspondantes sont alors totalement absorbées. On dit conventionnellement que la ligne est *saturée* (c'est la radiation sur le centre de cette ligne qui est totalement absorbée, "stoppée"), ce qui correspond à la limite dite d'*absorption forte*.

"L'absorption postérieure peut se produire seulement sur les ailes de la ligne qui sont écartées par la région où la ligne est saturée, et qui continue de s'élargir. Dans une bande qui contient beaucoup de lignes, la saturation conduit à ce que le spectre d'absorption remplisse les espaces compris entre ces lignes séparées." (Salby, 1996, p. 230, traduit). Sur une profondeur optique suffisante cela forme des bandes d'absorption continues (comme en noir dans la Fig. 6 p. 27). On voit sur la fig. 2 que passé la limite d'absorption forte, l'élargissement pratique de la bande avec l'augmentation de l'épaisseur optique est lente. Pourtant dans cet exemple la densité de la molécule absorbante augmente exponentiellement quand on se rapproche de la surface.

#### - Emission

Dans la troposphère on considère que "...les collisions sont fréquentes et que les niveaux d'énergies vibrationnels et rotationnels de toutes les molécules actives sur le plan radiatif restent distribuées selon la distribution de Boltzmann (qui est déterminée par une simple température cinétique). On considère le gaz comme étant en équilibre thermodynamique et la loi de Kirchoff peut être appliquée localement, et la source fonction est donnée par la loi de Planck." (Brasseur et Solomon, 1986, p. 131). On utilise donc l'eq. 4 pour l'émission de la bande.

La loi de Kirchoff est basée sur le concept d'équilibre thermodynamique local : température et radiations isotropes. "Ces conditions sont satisfaites quand les transitions d'énergie sont dominées par les collisions moléculaires, ce qui est vrai pour les gaz radiatifs les plus importants à des pressions supérieures à 0,01 hPa (cad aux altitudes sous 60 km)" (Salby 1996, p. 212).

La durée de vie radiative des états vibrationnels est de l'ordre de  $10^{-1}$ s. Mais bien avant d'arriver à expiration, cet état est relaxé par les collisions, ce temps de relaxation étant de l'ordre de  $10^{-3}$ s. Les niveaux d'énergie vibrationnels sont alors occupés selon une distribution déterminée par une simple température cinétique. Ensuite la constante de temps pour la radiation thermique est de 15 à 20 jours dans la troposphère et environ 3 à 5 jours dans la haute stratosphère (Brasseur et Solomon 1986, p. 122, 131 et 142).

Une conséquence pratique de l'effet de la pression sur la largeur de lignes et de bandes (modèle de Lorentz) est utilisée en radiométrie satellite. "Les observations au centre de la bande ne voient que la partie toute supérieure de l'atmosphère, alors que les observations sur les ailes voient plus profondément dans l'atmosphère." (Liou 1992, p. 47, traduit). Cela dérive de la variation de la pression et densité avec l'altitude (eq. 13 et 14 ci après).

## • Structure de l'atmosphère terrestre

L'atmosphère terrestre est l'enveloppe gazeuse qui entoure la terre.

### • Pression de l'atmosphère

Bien qu'elle n'a pas de limite supérieure, l'atmosphère est tenue par le champs gravitationnel de la terre, qui empêche la masse atmosphérique de s'échapper vers l'espace. Cette force détermine la concentration de masse atmosphérique, 90% sous les 15 premiers kilomètres. La "balance hydrostatique" équilibre le poids d'une colonne d'air de hauteur  $z$ , et la pression nette  $p$  sur sa base :

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (\text{Pa m}^{-1}) \quad (12)$$

où  $\rho$  est la densité en  $\text{kg/m}^3$  et  $g$  l'accélération de la gravité standard vaut  $9,806 \text{ m s}^{-2}$ .

L'air étant compressible,  $\rho$  est dépendant de la pression à travers la loi des gaz parfaits (10). En substituant cette expression de  $\rho$  dans (12), puis en intégrant de la surface à l'altitude  $z$  donne (via les propriétés des logarithmes, Salby 1996, p. 9) :

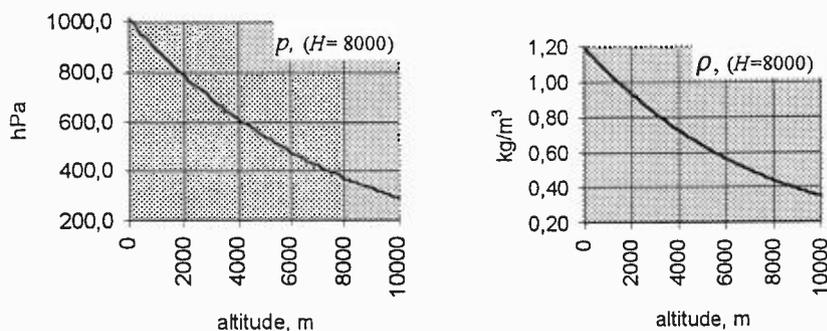
$$\frac{p}{p_s} = e^{\left(-\int \frac{g dz}{RT}\right)}$$

où  $p_s$  est la pression à la surface. La pression diminue avec l'altitude de manière exponentielle.

On pose  $g/RT = 1/H$ , où  $H$  est appelé hauteur d'échelle. Si  $H$  varie peu, on peut écrire (Brasseur et Solomon 1986, p. 44) :

$$P \approx P_s e^{\left(-\frac{z}{H}\right)} \quad (13)$$

$z$  en mètres, la pression au niveau de la mer,  $p_s$ , étant de 1013 hectoPascal, hPa, qui sont les exacts équivalents des millibars. La valeur du paramètre  $H$  varie d'environ 8400 à la surface à 6000m ou moins dans les parties froides de l'atmosphère (tropopause, mesopause; pour les modélisations simplifiées d'une grande partie de l'atmosphère, 7000 est souvent utilisé)



Vers 5500-6000m, la pression, 500 hPa, est moitié de celle de surface. D'après (12), 50 % de la masse de l'atmosphère est disposée sous ce niveau. Vers 15 km la pression est un dixième de celle de surface. La pression décroît ensuite d'un facteur 10 pour chaque élévation supplémentaire de 15km (Salby 1996, p. 9).

La densité décroît de la même manière et parallèlement à la pression. On peut aussi écrire (Brasseur et Solomon 1986, p. 47) :

$$\rho \approx \rho_s e^{\left(-\frac{z}{H}\right)} \quad (14)$$

où  $\rho_s$  est la densité à la surface,  $1,2 \text{ kg/m}^3$  (Salby 1996, p.9).

La forte décroissance de la pression avec l'altitude implique que les isobares, le long desquels  $P=\text{cte}$ , sont quasi-horizontaux (les différences de pression sur le plan horizontal sont beaucoup plus faibles). L'atmosphère est organisée en couches : " ...sphères" connectées par des "pauses". Ces couches ont été définies par leurs caractères thermiques : dans chaque couche la variation de température ne change pas de signe.

### • La troposphère

C'est par définition la partie "troublée" de l'atmosphère avec des mouvements à la fois horizontaux et verticaux. Elle est épaisse de 18 km à l'équateur, environ 12km aux latitudes moyennes, et 8 km aux pôles, hauteurs où se situe la tropopause (200 hPa). C'est donc la plus dense avec presque 90% de la masse atmosphérique.

▫ La **température** moyenne observée diminue de bas en haut, suivant un gradient linéaire, d'environ  $0,65^\circ\text{C}/100\text{m}$ . A la tropopause, la température est de  $-50^\circ\text{C}$  (pôles) à  $-80^\circ\text{C}$  (équateur où elle est deux fois plus haute).

La température d'un gaz en mouvement décroît linéairement avec l'altitude par effet de détente opérée sans échange de chaleur (transformation adiabatique). Dans ces conditions, la température de l'air sec décroît d'environ  $10^\circ\text{C}$  en montant d'1km ou croît d'environ  $10^\circ\text{C}$  en descendant d'1km, c'est le **gradient dit adiabatique**. Il est valable aussi pour de l'air humide non saturé parce que les propriétés thermiques de l'air sont peu modifiées par la présence de vapeur d'eau.

On part d'une expression de la première loi de thermodynamique (11) appliquée au processus adiabatique qui décrit que la température varie avec la pression de manière déterminée :  $C_p d\ln T - R d\ln P = 0$ . La pression est remplacée par sa valeur de la relation de la balance hydrostatique où elle est fonction de  $g$  l'accélération de la gravité terrestre, et de  $\rho$ , la densité (eq. 12). Cette densité enfin est remplacée par sa valeur de l'équation des gaz parfaits (eq. 10). On arrive simplement à (Salby 1996, p. 74) :

$$C_p dT + g dz = 0 \quad \text{soit} \quad -dT/dz = g/C_p$$

où  $C_p$  est la capacité de chaleur spécifique à pression constante de l'air sec qui est  $1004,5 \text{ J Kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$ . C'est une droite de pente  $9,8^\circ/\text{km}$ .

Le deuxième cas est celui de l'air humide mais cette fois à saturation. La vapeur d'eau transportée verticalement est systématiquement et progressivement extraite au fur et à mesure de l'élévation. La libération de chaleur latente freine le refroidissement du à l'expansion adiabatique. On obtient une relation un petit peu plus complexe, qui n'est pas une droite mais en est assez proche avec une pente de  $6,5^\circ/\text{km}$  (Salby 1996, p. 133).

C'est le **gradient dit pseudo-adiabatique**. Il caractérise une stabilité neutre à saturation.

On constate que le gradient moyen réel de  $6,5^\circ\text{C}$  est proche du gradient pseudo-adiabatique. On revient sur ce constat plus loin.

L'effet foehn est un témoin de ces variations de température avec l'altitude. L'air chaud (sinon il ne monte pas) s'élève sur une chaîne de montagne et perd son eau en refroidissant (gradient pseudo-adiabatique). En descendant de l'autre côté du relief, sa température s'élève suivant le gradient adiabatique. Il y a un gain de température. C'est le cas du vent de sud, le föhn, qui vient d'Italie et descend sur le versant nord des Alpes suisses et autrichiennes, de la Lombardie sur les Alpes françaises, du "Vent d'Espagne" sur le versant français des Pyrénées, du *Chinook* à l'Est des Rocheuses, etc.

▫ Pratiquement toute l'eau, sa quantité à un instant donné est estimée à  $13\,000 \text{ km}^3$  (13 000 milliards de tonnes), vapeur et nuages, est localisée dans cette seule troposphère, les 3/4 sous 4 km d'altitude. De concentration très variable, elle constitue une moyenne d'environ 1% par volume de l'atmosphère (de quelques ppmv à 40 000 ppmv, 1% étant 10 000ppmv, parties par million par volume).

Un corps pur dont l'état implique deux phases, par exemple liquide et vapeur, possède seulement un degré de liberté thermodynamique. Par exemple si l'on spécifie sa température, on détermine la pression du système et cela est valable tant que les deux phases coexistent. La relation entre les deux paramètres est déduite des lois de la thermodynamique pour le changement d'état (relation de Clausius-Clapeyron).

La pression de vapeur d'eau à l'équilibre est la quantité maximale de vapeur que peut supporter l'air à une température donnée. En rapport à l'eau (vaporisation, Fig. 3), elle est donnée par (Salby 1996, p. 113) :

$$P_{H_2O.sat} \cong 10^{\left(9,4041 - \left(\frac{2354}{T}\right)\right)} \quad (15)$$

écrite ici pour donner un résultat en hectoPascals,  $T$  étant en °K. La courbe d'équilibre de la vapeur en rapport à l'état solide (glace, sublimation) est proche de celle pour l'eau.

Pression de vapeur d'eau de l'air saturé

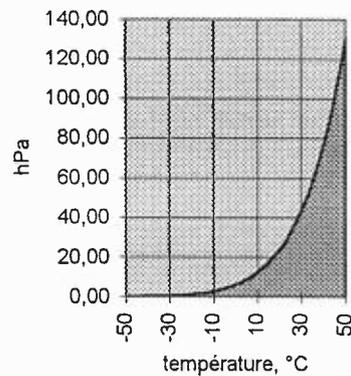


Fig. 3

$P_{H_2O.sat}$  varie vivement avec la température de manière exponentielle.

A une température donnée, il y a une quantité fixée de vapeur d'eau qui peut occuper un certain espace, par exemple celui d'une bouteille fermée à demie remplie d'eau. Si on met cette bouteille au soleil, il y aura un supplément d'évaporation jusqu'au nouveau niveau de saturation. Il y aura plus de vapeur dans la bouteille, sa pression sera plus élevée. Ainsi, la pression de vapeur d'eau est une mesure directe de la quantité de vapeur d'eau dans un volume donné d'atmosphère. Sur la Fig. 3, le domaine coloré foncé est celui où l'évaporation a lieu. L'autre est celui où la condensation se produit (l'eau est évacuée). On voit tout de suite que le gros de l'évaporation se produira au-dessus des océans tropicaux (dont la température de surface est  $>25^\circ\text{C}$ ).

La quantité de vapeur d'eau est souvent donnée en g/kg. C'est la fraction massique de mélange,  $r$ , dont le lien avec la pression vapeur,  $p_v$ , est (Salby 1996, p. 119) :

$$r = 622 \frac{p_v}{p} \quad (\text{g/kg}) \quad (16)$$

ou  $p$  est la pression ambiante.

On définit aussi :

- l'humidité relative :

$$HR = \frac{p_{H_2O}}{P_{H_2O.sat}} = \frac{r}{r_{sat}}$$

- la fraction volumique de mélange qui reflète l'abondance relative de molécules d'une espèce,  $i$  (Salby 1996, p. 7) :

$$\frac{V_i}{V} = \frac{r_i}{M_i/M} \quad \text{pour la vapeur d'eau :} \quad \frac{V_v}{V} = \frac{r_v}{0,622},$$

où  $M$  et  $M_i$  sont les poids molaires de l'air sec et du gaz  $i$ . Cette fraction est généralement donnée en ppmv, parties par millions par volume (fraction  $\times 10^6$ ).

Le tableau 1 donne les valeurs de saturation à la surface (1013 hPa) en fonction de la température :

| Tableau 1         |                                   |   |
|-------------------|-----------------------------------|---|
| Température<br>°C | $P_{H_2O.sat}$<br>(eq. 15)<br>hPa | $r_{sat}$<br>(eq. 16), $P=1013\text{hPa}$<br>(g/kg) |
| 0                 | 6,0                               | 3,68  |
| 5                 | 8,6                               | 5,31  |
| 10                | 12,2                              | 7,49  |
| 15                | 17,0                              | 10,43   |
| 20                | 23,4                              | 14,39   |
| 25                | 32,0                              | 19,63   |
| 30                | 43,2                              | 26,5  |
| 35                | 57,7                              | 35,43   |

Aux températures et pressions de la troposphère, la pression de saturation dépasse rarement 60hPa et la fraction massique de mélange à saturation excède rarement 35g/kg (c'est à dire 3,5 % en poids). C'est pour cette raison que la vapeur d'eau n'est pas plus abondante dans la troposphère.

La distribution moyenne observée à la surface varie de 18g/kg à l'équateur à 2g/kg à la latitude de 70° (Salby 1996, p.26).

Verticalement, la zonation est plus sévère encore.

On prend pour exemple une parcelle d'air qui contient 6g/kg de vapeur d'eau (*humidité relative* = 42%) à une température de 20°C (293°K), chaude en rapport à son environnement troposphérique, et qui s'élève à partir de la surface (1013hPa) :

| tableau 2         |                           |                          |                                  |   |              |                          |
|-------------------|---------------------------|--------------------------|----------------------------------|---|--------------|--------------------------|
| Altitude (mètres) | pression (eq. 13, H=8000) | Température              |                                  | Pression de vapeur à saturation (eq. 15), hPa | $r_0$ (g/kg) | $r_{sat}$ (eq.16) (g/kg) |
|                   |                           | grad. adiabatique 10°/km | grad. pseudo-adiabatique 6,5°/km |   |              |                          |
| 0                 | 1013,0                    | 293                      |                                  | 23,44   | 6            | 14,39                    |
| 500               | 951,6                     | 288                      |                                  | 17,00   | 6            | 11,11                    |
| 1000              | 894,0                     | 283                      |                                  | 12,19   | 6            | 8,48                     |
| 1500              | 839,8                     | 278                      |                                  | 8,64  | 6            | 6,40                     |
| 2000              | 788,9                     |                          | 273,0                            | 6,04  |              | 4,77                     |
| 2500              | 741,1                     |                          | 269,8                            | 4,76  |              | 3,99                     |
| 3000              | 696,2                     |                          | 266,5                            | 3,72  |              | 3,33                     |
| 3500              | 654,0                     |                          | 263,3                            | 2,90  |              | 2,76                     |
| 4000              | 614,4                     |                          | 260,0                            | 2,24  |              | 2,27                     |
| 4500              | 577,2                     |                          | 256,8                            | 1,72  |              | 1,85                     |
| 5000              | 542,2                     |                          | 253,5                            | 1,31  |              | 1,51                     |
| Tropopause        |                           |                          |                                  |   |              |                          |
| 12 000            | 100                       |                          | 208 (-65°C)                      | 0,01  |              | 0,076                    |

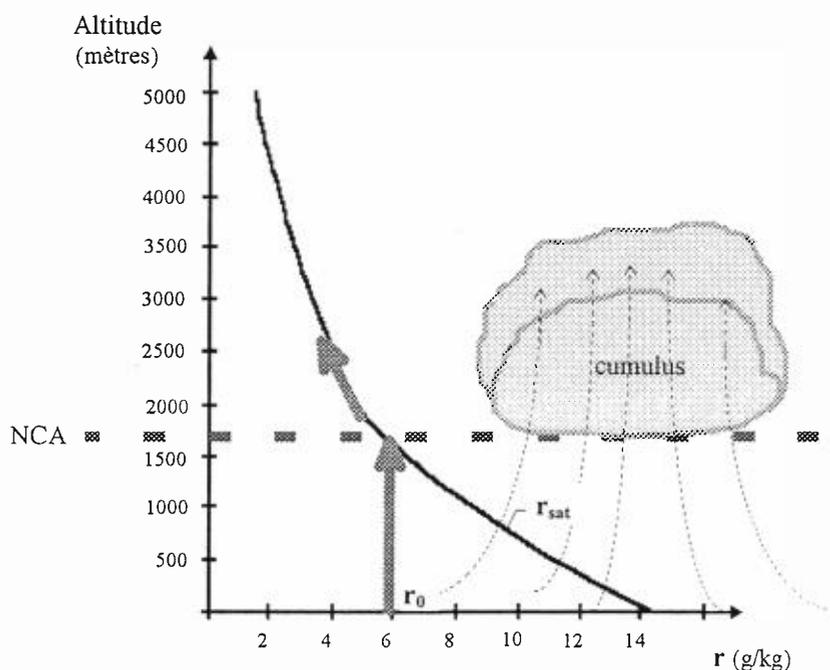


Fig. 4

La température de la parcelle diminue adiabatiquement avec l'élévation. Tant que sa fraction massique est inférieure à la fraction massique à saturation, elle ne change pas avec l'ascension. Arrive le niveau où la fraction massique de saturation,  $r_{sat}$  est égale à la fraction massique de la parcelle,  $r_0$ , ici 6 g/kg. On l'appelle Niveau de Condensation d'Ascension, NCA. Ce NCA est la base des cumulus qui sont nourris par de l'air provenant de la surface. A ce niveau,  $r$  devient plus grand que  $r_{sat}$ . Pour restaurer l'équilibre, de la vapeur doit se condenser, juste assez pour que  $r = r_{sat}$ . Désormais la fraction massique de la parcelle varie comme  $r_{sat}$  avec l'altitude. Le relâchement de chaleur latente, une source majeure interne à la parcelle ajoute à la différence de densité qui maintient l'ascension. On passe dans la parcelle à une variation de température avec l'altitude qui est celle du gradient pseudo-adiabatique. Comme  $r_{sat}$  décroît continuellement avec l'altitude, le pourcentage de vapeur d'eau diminue au profit du condensât et les gouttelettes d'eau grossissent. Peut arriver un point où elles

ne peuvent plus être supportées par l'air ascendant et elles précipitent. Aux latitudes moyennes, vers 7000-8000m d'altitude (vers 400hPa), la fraction massique observée est tombée à 0,25 g/kg (Salby 1996, p.26). Les dernières traces liées à la présence de vapeur d'eau sont les cirrus de haute altitude. Le passage froid de la tropopause élimine presque totalement la vapeur d'eau pour la stratosphère (tableau 2, derrière ligne, fig. 3). Inversement les couches basses près de la surface terrestre chaude ont une grande capacité à porter de la vapeur d'eau. La fig. 4 montre aussi pourquoi à basse altitude dans la journée, nous sommes rarement dans la brume ou les nuages.

La thermodynamique et la stratification hydrostatique imposent de fortes contraintes sur la vapeur d'eau. Même dans un nuage, la quantité de vapeur diminue avec l'altitude. C'est pour ces raisons que l'essentiel de la vapeur d'eau est située dans les deux premiers kilomètres de la troposphère.

La vapeur d'eau est produite par la surface de la terre, distribuée par l'atmosphère et éliminée avec l'altitude ou aux hautes latitudes par condensation et précipitation.

Parce qu' $H_2O$  est impliqué dans les processus radiatifs, la formation des nuages et l'échange d'énergie avec l'océan, c'est l'élément mineur le plus important de l'atmosphère.

La plus grande partie des aérosols est également située dans la troposphère.

#### • La stratosphère :

va de la tropopause jusqu'à 50-55 km d'altitude où est la stratopause. Sa température décroît de haut (stratopause, environ  $0^{\circ}C$ ) en bas (tropopause,  $-65^{\circ}C$ ). Cette structure thermique qui est une inversion, rend l'air stratosphérique très stable. L'atmosphère est déjà passablement raréfié (55 hPa à 20 km, 1hPa à la stratopause). C'est là qu'est situé le gros de la couche d'ozone vers 25 km (25 hPa). Par contre elle est sèche et limpide (4 ppmv  $H_2O$ , en partie formée par oxydation de  $CH_4$ ). Les mouvements verticaux y sont très limités mais les vents latéraux sont importants. Le fait que l'on trouve plus d'ozone aux latitudes moyenne et hautes alors qu'il est surtout produit aux basses latitudes ou l'arrivée des UV est plus intense, témoigne des transports qui ont lieu.

Le "trou" sur l'Antarctique n'existe qu'au printemps parallèlement à la présence de nuages glacés stratosphériques pratiquement uniques à cet endroit; à l'équateur les valeurs sont aussi basses toute l'année.

• On trouve ensuite la mésosphère jusqu'à 85km (mésopause, 0,01 hPa), où la température croît de haut (mésopause,  $-90^{\circ}C$ , l'endroit le plus froid de l'atmosphère) en bas (stratopause,  $0^{\circ}C$ ); puis la thermosphère/ionosphère où la température (élevée,  $1000^{\circ}C$  et plus, mais que nous ne ressentirions pas vraiment car la chaleur que nous percevons est de l'énergie cinétique, mouvement des molécules, or la densité moléculaire est devenue très faible) décroît de haut en bas (mésopause) car s'y produisent dissociations et ionisations par les photons incidents les plus énergétiques, et où la composition change.

Donc si la variation de la pression et de la densité sont proche d'une loi exponentielle, le profil thermique de l'atmosphère est en dents de scies.

Jusqu'à 100 km d'altitude (troposphère + stratosphère + mésosphère...), la composition de l'air ne change pas. Il est composé de 78,08% d'azote,  $N_2$ , et de 20,95% d'oxygène,  $O_2$  (en fraction de mélange par volume). Cet azote moléculaire est stable jusqu'à 80 km d'altitude. L'oxygène moléculaire lui, peut commencer à être dissocié (mais en très petite quantité) au dessus de 20 km (produisant l'ozone peu abondant).

#### • Propriétés radiatives de ses gaz, de sa vapeur et de ses aérosols

##### • Molécules "claires"

Les gaz constitués d'atomes ou de molécules symétriques (azote,  $N_2$ , oxygène,  $O_2$ , hydrogène,  $H_2$ , argon, A...) peuvent être considérés comme substances parfaitement "claires", en dehors de certaines longueurs d'ondes très courtes (photodissociation de  $O_2$  autour de  $0,15\mu m$  = "continuum de Schuman-Runge" dans la thermosphère). Puisque composé d'azote,  $N_2$ , et oxygène,  $O_2$ , l'essentiel de la masse d'air atmosphérique sous la thermosphère est donc pratiquement "clair" pour le visible et l'infrarouge.

Mais les ondes électromagnétiques interagissent avec la matière par trois mécanismes fondamentaux, l'absorption et l'émission, donc non effectives ici, et la diffusion. Ce n'est pas le vide sans quoi le ciel apparaîtrait noir et le soleil brillant comme un lampadaire dans la nuit.

La transmission est la poursuite du pinceau radiatif dans la même direction. La diffusion est la soustraction, sans absorption, d'une partie de l'énergie d'un rayonnement incident pour redistribuer cette énergie dans toutes les directions. Elle correspond donc à une extinction partielle de la transmission. Rayleigh a montré en 1871 que la diffusion par des molécules beaucoup plus petites que la longueur d'onde incidente présente une dépendance fonction de la longueur d'onde, en  $1/\lambda^4$ . L'azote,  $N_2$ , l'oxygène,  $O_2$ , et les autres, sont bien sûr des

petites molécules (ordre de l'angström soit  $10^{-4}$   $\mu\text{m}$ ). Cela signifie que lorsqu'on passe du violet ( $\lambda \approx 0,39$   $\mu\text{m}$ ) au rouge sombre ( $\lambda \approx 0,76$   $\mu\text{m}$ ) le rapport des intensités diffusées baisse d'un facteur 14. La radiation bleue est beaucoup plus diffusée que la rouge. Elle arrive à la surface de la terre de toutes directions et le ciel pur est bleu foncé (une telle couleur apparente serait celle d'un corps noir extrêmement chaud avec un  $\lambda_{\text{max}}$  de 0,15  $\mu\text{m}$  dans les UV). En moyenne, environ 40% des ondes bleues est retiré de la transmission par diffusion et moins de 1% pour les rouges (Salby 1996, p. 290). L'oeil ne distingue pas les différentes longueurs d'onde lorsqu'elles sont mélangées, c'est la lumière "blanche". Mais lorsque le soleil est très bas sur l'horizon, le parcours des rayons lumineux dans l'atmosphère est plus long, notamment dans les couches basses de l'atmosphère qui sont les plus denses. Les radiations bleues ne parviennent plus à l'observateur directement à cause de leur diffusion presque intégrale, l'éclat du soleil est terni et il apparaît rouge. De fait la longueur d'onde maximale,  $\lambda_m$  de l'éclairement spectral apparent mesuré pour le soleil à 90° du zénith est 0,85  $\mu\text{m}$  donc en dehors du visible. A cause de la diffusion, le ciel bleu émet lui-même de la lumière même si l'on s'écarte de la direction du soleil. C'est un constituant de la "lumière du jour". C'est aussi cette diffusion qui nous éclaire lorsque le soleil a disparu mais qu'il éclaire encore l'atmosphère au dessus de nous. Une partie de cette diffusion part vers l'espace : 21  $\text{W/m}^2$  sur les 342 reçus, ce qui représente 20% de l'albédo terrestre. Les molécules "claires" ont donc cet action sur le bilan radiatif terrestre. L'essentiel de la diffusion se produit dans les 10 km inférieurs ou la densité est la plus élevée (Salby 1996, p. 290). Avec une élévation croissante, on observe un ciel plus sombre et une intensification et blanchissement de la lumière solaire directe.

#### • Molécules absorbantes

Les molécules asymétriques hétéronucléaires comme  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{NO}_x$ ... sont elles absorbantes/émisives sur certaines bandes spectrales, les "bandes noires" ou bandes telluriques. Ces molécules sont quasi "claires" dans les autres parties du spectre.

• L'ozone,  $\text{O}_3$ , (molécule non linéaire) est la seule molécule qui absorbe efficacement entre 0,20 et 0,30  $\mu\text{m}$  via photodissociation ("bande de Hartley" située dans la partie antérieure basse de La courbe de Planck pour le soleil). Cette absorption est très efficace parce qu'elle forme un cycle fermé sans perte de composants :



qui se recombine immédiatement si un troisième corps, M, est présent :



M est un troisième atome ou molécule arbitraire. Cette écriture signifie que pour que la réaction soit efficace (rapide) le réactant doit être disponible sous une certaine forme activée ou désactivée par collision (réversible). Dans la haute atmosphère, la pression, donc la fréquence des collisions, est basse or la disponibilité de chaque corps intermédiaires (forme activée ou désactivée) est importante dans le bilan cinétique (de rapidité) de la réaction.

Ces réactions chauffent la stratosphère sur place.

Pratiquement tous les UV entre 0,24 et 0,29  $\mu\text{m}$  sont absorbés et une grande partie de l'intervalle 0,29-0,30  $\mu\text{m}$ , appelé UV-B. Or il se trouve que le support génétique du vivant, l'ADN, absorbe les UV avec un maximum entre 0,24 et 28 et jusqu'à 0,30  $\mu\text{m}$  donc incluant encore les UV-B. La dose absorbée produit des dommages (effet connu par l'émission expérimentale d'ultra violet par la lampe à mercure, par exemple sur le pollen de maïs). Les UV-B sont endommageants pour des organismes unicellulaires, et l'épiderme des organismes supérieurs, ils inhibent la photosynthèse. Le vivant n'a pu gagner des milieux exposés qu'avec développement d'une couche d'ozone. L'ozone est présent à l'équilibre (bilan production/destruction) essentiellement entre 20 et 40 km d'altitude, avec une concentration maximale vers 25km (qui est de 12 ppmv, parties par million, par volume). Pour des raisons dynamiques (circulation vers les pôles), c'est dans la zone tropicale que la couche est la moins dense. Bien que ce soit dans la zone tropicale que, parallèlement aux radiations solaire, la production d'ozone soit la plus importante, c'est pourtant là que l'intensité moyenne des UV-B atteignant le sol est la plus forte (dose 50 fois plus forte qu'aux très hautes latitudes, Wayne 1991, p.155).

L'ozone a aussi une bande noire plus faible dans le visible, centrée vers 0,6  $\mu\text{m}$  ("bande de Chappuis" qui résulte aussi en un taux de photodissociation d' $\text{O}_3$  à la lumière du soleil), qui affecte mais ne peut supprimer ces raies dans les plus intensément émises par le soleil. Et il a une raie noire dans l'infrarouge long à 9-9,6  $\mu\text{m}$  qui n'est pas saturée (elle n'absorbe pas entièrement la radiation incidente).

Malgré la bande 9-9,6  $\mu\text{m}$  qui capte du rayonnement terrestre dans la basse stratosphère (réchauffement) mais qui plus haut émet vers l'espace (refroidissement) le bilan est positif. L'ozone par ses bandes absorbantes, est la source principale de chaleur au dessus de notre troposphère. Ainsi, alors que la tropopause est très froide (moyenne de l'ordre de  $-65^\circ\text{C}$ ), la température au dessus est plus clémente et elle est de l'ordre de  $0^\circ\text{C}$  à la stratopause. Bien que le niveau où l'ozone est le plus abondant est située vers 25 km, "La production d'ozone par dissociation d'oxygène moléculaire montre un maximum près de 45 km dépendant de l'insolation. Le taux

*de chauffage par l'absorption de radiations ultraviolettes par l'ozone de la même manière amène à un maximum près de la stratopause.*" (Brasseur & Solomon, 1986, p. 104, traduit). Le niveau où la température est maximale est donc nettement plus élevé, de 20km, que celui où l'ozone est le plus abondant. La raison est que la durée de vie photochimique de l'ozone croit fortement en descendant entre 50 et 20 km.

Par exemple, dans la relation pour la bande de Hartley :  $O_3 \rightarrow O(^1D) + O_2$ , la durée de vie de  $O_3$  contre la photolyse passe de l'ordre de 1mn à plus de 50km à 1 jour à 20 km d'altitude (Brasseur et Solomon 1986, fig. 4.58, p. 178)

L'ozone, qui absorbe une énergie solaire qui n'atteint pas la surface, est le grand responsable de la stratification thermique en dents de scie caractéristique de l'atmosphère terrestre qu'elle dilate sensiblement au dessus de la troposphère. Les conséquences sont aussi dynamiques puisque c'est cela qui donne à la stratosphère sa structure thermique d'inversion très défavorable aux mouvements verticaux.

On sait que le chlore participe à la disparition de l'ozone en tant que catalyseur d'où le problème des CFC<sub>s</sub> (un catalyseur initie une réaction mais est libéré à un moment donné et n'est donc pas consommé; outre le chlore il y a les familles HO<sub>x</sub> et NO<sub>x</sub>). L'acide chlorhydrique, HCl, rejeté lors des éruptions volcaniques a le même effet. Tous sont photodissociés par les UV ce qui libère le chlore. L'Erebus en activité presque permanente depuis 1972, qui rejette de l'ordre de 1000 tonnes de chlore par jour, contribue à réduire le taux d'ozone au dessus de l'Antarctique. Plusieurs modèles indiquent qu'un doublement de CO<sub>2</sub>, par son refroidissement de la stratosphère augmenterait la colonne totale d'ozone de 3% ce qui réduirait de manière importante l'arrivée d'UV-B à la surface (Brasseur et Solomon 1986, p. 396, qui ne parlent pas de résultats qui seraient opposés). Pourtant le GIEP (dont on parle plus loin à "Température moyenne du globe et mega-modèles numériques") lui annonce que cela réduirait l'ozone atmosphérique... (cité dans Leroux 2000, p. 235).

- **La vapeur d'eau, H<sub>2</sub>O** (molécule non linéaire) a un spectre complexe de rotations-vibrations. Elle a des raies de vibrations fines dans l'infrarouge court, la plus importante entre 2,5 et 3 μm (aussi 1,3 et 1,8 μm) qui absorbent une quantité significative d'énergie solaire. Puis elle a une bande importante mixte (vibrations-rotations) efficace centrée sur 6,3 μm (5 à 8) et une large bande de pure rotation qui s'étend de 18 (avec un timide début dès 12) à plus de 100 μm avec une intensité variable. Au niveau du sol, là où se trouve le gros de la vapeur d'eau, toutes ces bandes 1,3; 1,8; 2,5-3; 6,3 et >18μm sont saturées pour leurs limites d'absorption forte (absorption =100%, par ex. Salby, fig.8.1, p. 199). Une absorption supplémentaire ne peut se faire que sur les marges du modèle de bande (cf plus haut, "Spécificité radiative des vapeurs et gaz", p. 11). Ce n'est évidemment plus du tout le cas à 10 km d'altitude puisqu'il n'y a presque plus de vapeur d'eau. C'est donc dans la basse troposphère (de 40 000 à quelques ppmv), que la vapeur d'eau produit son effet : absorption de l'énergie solaire (sous 3μm) avec échauffement, absorption/émission des infrarouges longs (6,3 et au delà de 18). Les bilans présentés plus bas montrent l'importance de la vapeur d'eau. Dans l'atmosphère, *atmos* vient du grec "vapeur".

- **Le dioxyde de carbone, CO<sub>2</sub>** (molécule linéaire) a un spectre assez simple. Il a deux bandes noires dans l'infrarouge court, une à 2,7 qui chevauche une bande de la vapeur d'eau, et une forte à 4,3 mais où les radiations terrestres et solaires sont faibles (cette bande sert à l'étude des flammes de combustion où elle est très émettrice). Mais il a une large et intense bande dans l'infrarouge long autour de 15μm (de 13,5 à 16,5 avec un timide début dès 12) là où l'émission terrestre est intense. Contrairement à la vapeur d'eau, la teneur en CO<sub>2</sub> (0,035% par volume, 295 ppmv en 1900, 365 en 2000) est quasi constante dans toute l'atmosphère. Si sa valeur absolue varie, c'est seulement avec la pression (donc avec l'altitude) proportionnellement à la densité de l'air (eq. 14). Dans l'atmosphère terrestre, la bande 15μm est saturée pour sa limite d'absorption forte à la surface comme à la tropopause. Comme pour la vapeur d'eau, une absorption supplémentaire ne peut se faire que sur les marges du modèle de bande.

Il capte de l'I.R. de la surface terrestre chaude. S'il n'y a pas d'I.R. longs à capter, il refroidit en émettant par cette bande. Placé en opposition à l'ozone, le gaz carbonique est responsable de la plus grande partie du refroidissement dans les stratosphère et mésosphère en envoyant de l'I.R. vers l'espace. Si l'on mesure l'émission terrestre à 15μm de satellite, on trouve qu'elle correspond à une température de l'ordre de -53°C. C'est l'émission du CO<sub>2</sub> situé dans la partie supérieure de la troposphère (Salby 1996, p. 203). Sur cette bande, l'émission vers l'espace est ralentie à cause de la température froide de ce CO<sub>2</sub>. C'est l'application directe de l'équation 3 qui dit que le transfert d'énergie est considérablement moins efficace à basse température. L'énergie est donc retenue pour la terre ce qui produit un effet de serre plus efficace.

- CH<sub>4</sub> (molécule non linéaire): étroites bandes à 3,3 puis 7,7. Durée de vie longue donc bien mélangé dans la troposphère. Concentration en 1900 : 0,9, aujourd'hui 1,7 ppmv.
- N<sub>2</sub>O (molécule linéaire) : étroites bandes à 4,5 puis 7,8 puis 16,7 μm. Durée de vie longue donc bien mélangé dans la troposphère. Concentration en 1900 : 0,28, aujourd'hui 0,32 ppmv.
- CFC, chlorofluorocarbones : suivant l'espèce, ils ont des bandes situées dans l'intervalle 7,4 et 14,3 μm. Durée de vie longue donc bien mélangé dans la troposphère. 0,7 ppbv (parties par milliards par volume).

- Evolution (CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>)

Le CO<sub>2</sub> était vraisemblablement une composante importante de l'atmosphère primitif terrestre comme sur Venus et Mars aujourd'hui, peut être 1000 fois plus abondant qu'actuellement, et son taux n'aurait cessé de diminuer avec le temps (Wayne 1991, p. 407).

Concernant le moins lointain, des auteurs pensent qu'au Crétacé supérieur (dépôt de la craie via les coccolithophoridés dans le bassin de Paris, nombreux dinosaures et reptiles dans le sud de la France), le climat était chaud et la teneur en CO<sub>2</sub> encore élevée (Sadourny 2001, p. 331).

Pour le quaternaire enfin, les mesures fournies par les bulles des carottes de glace de l'Antarctique et du Groenland, basées sur l'hypothèse que ces gaz prisonniers sont restés stables (altération chimique et biologique non attendues), et sous réserve que les couches ont été bien positionnées dans le temps, indiquent une corrélation nette entre la température reconstituée et l'abondance de CO<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub> au cours des 400 000 dernières années. Ceux-ci ont varié entre 175 et 305 ppmv pour le CO<sub>2</sub> et entre 0,35 et 0,8 ppmv pour le CH<sub>4</sub> (Salby 1996, p. 25, Duplessy 2001, p. 769). Les valeurs fortes sont pour les périodes chaudes, les valeurs faibles pour les périodes (particulièrement) froides. "*Ces enregistrements géologiques ne donnent aucune information sur qui à produit le changement sur l'autre*" (Salby, 1996, p. 25, traduit). Selon Wayne (1991, p. 408, traduit) "*On pense que les variations des particules et du dioxyde de carbone sont des effets plutôt que les causes de la glaciation.*" (notamment hydrates de gaz carbonés libérés par la glace et de sous les permafrosts, qui peuvent représenter une masse de carbone 3 fois supérieure à celle de l'atmosphère, déstabilisation accrue des composés carbonés dans les sédiments peu profond aux hautes latitudes..., Wayne 1991, p.411). Alors qu'il est probable que la vie s'est développée dans un environnement où le CO<sub>2</sub> était abondant, on commence à certains moments de périodes glaciaires récentes (175 ppmv) à être beaucoup moins éloigné de la limite inférieure tolérable pour la photosynthèse située vers 150 ppmv (Wayne 1991, p. 415).

Bien qu'à un niveau bas en rapport à l'histoire de la terre, le contenu actuel de ces gaz traces est donc vraisemblablement supérieur à celui des dernières centaines de milliers d'années, en périodes glaciaires ou interglaciaires. Il est admis très officiellement (rapporté dans Sadourny 2001, p. 335, Duplessy 2001, p. 769, Lenoir 2001, p. 54...) que l'augmentation cumulée des gaz absorbants/émissifs CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, CFC..., depuis 150 ans, a accru le renvoi radiatif vers la surface de 2,65 W/m<sup>2</sup> (dont 1,5 W/m<sup>2</sup> pour le CO<sub>2</sub>) sur un renvoi total moyen de 325 W/m<sup>2</sup>. Cela représente une variation de 0,82%. L'augmentation de forçage du au seul CO<sub>2</sub> est 0,46% et celle due au CO<sub>2</sub> fossile de combustion (80% du CO<sub>2</sub>) est 0,37% soit moins de 4 pour mille.

- Transmission voilée (vapeur d'eau)

En dehors des bandes noires, la transparence n'est pas toujours tout à fait de 100%. L'effet est négligeable sauf si une molécule absorbante devient très abondante sur le trajet optique, faisant alors un peu comme un verre qu'on utiliserait très épais (le coefficient de transmission du verre au rayonnement solaire est de 0,85-0,90). Les gaz absorbants/émissifs sont des gaz traces. Seule la vapeur d'eau peut être suffisamment abondante pour que cet effet soit important. Ce manque de transparence éventuel est très suivi des praticiens de thermographie infrarouge puisqu'il peut sérieusement altérer leur "visibilité". Ils disposent de programmes pour estimer le degré de transparence pour des conditions données. Exemple pratique (Gaussorgues, G. 1981, p.83) : température 5°C, humidité relative 0,48 (fixe, c'est ici une observation subhorizontale), distance d'observation 16 km, longueur d'onde d'observation : 10µm au coeur d'une zone transparente. Une telle "colonne" d'air contient 53 mm d'eau précipitable et la transmission est de 0,538 pour H<sub>2</sub>O, 0,982 pour CO<sub>2</sub>. La transmission totale n'est donc que de 0,530 alors que l'on est en pleine zone "claire", "transparente". Toutes les "fenêtres" sont affectées, "la fenêtre atmosphérique" (8 à 12µm), et, de manière moins forte, les intervalles "clairs" : 1 à 1,1, 1,2 à 1,3, 1,5 à 1,8, 2,1 à 2,5 et 3 à 3,5µm, qui sont dans le rayonnement solaire. Sur le plan théorique, cette absorption en zone "claire", notamment à 10µm, n'est pas encore comprise ("*un mystère théorique*", Liou 1992, p. 36). Il peut s'agir d'un cumul d'extensions latérales des bandes d'absorptions (avec l'épaisseur optique traversée, cf. "propriété radiative des vapeurs et gaz") et avec élargissement de collision magnifié par des autres molécules d'eau (l'élargissement de bande d'absorption par collision est plusieurs fois plus fort entre molécules de même espèce mais cela joue peu normalement l'air étant majoritairement N<sub>2</sub> et O<sub>2</sub>). Des indices suggèrent que des dimères d'eau (HO<sub>2</sub>)<sub>2</sub> sont peut-être aussi impliqués. Liou (1992, p. 37, traduit) écrit aussi "*...il y a plus d'absorption à des température plus basses pour une quantité fixée de vapeur d'eau. De même, il y a moins d'absorption à des températures plus élevées. Dans les atmosphères réels, des conditions plus froides sont généralement associées à moins de vapeur d'eau. Ainsi, la dépendance à la température de l'atténuation dans la région 8-12 µm a deux effets en compétition par la longueur du chemin dans la vapeur d'eau et le coefficient d'absorption.*".

L'exemple donné plus haut est pour une observation horizontale. On reste alors dans les couches denses et plus riches en vapeur d'eau ce qui est très pénalisant pour la "visibilité". Dans la problématique du climat on raisonne verticalement avec raréfaction de l'air et plus encore de la vapeur d'eau et cet effet est beaucoup plus

limité. Les observations des dernières décennies indiquent que l'eau n'est pas régulièrement répartie dans la troposphère. On a plutôt des "zones humides" de quelques kilomètres, puis une zone sèche, ensuite une autre humides, etc.. Sous les tropiques, la distribution de l'humidité est ainsi "granulaire". Mais les préoccupations des thermographes de l'infrarouge illustrent l'importance du degré de saturation de l'air et la dominance de ce paramètre sur les autres gaz absorbants.

- L'eau liquide

Pour l'eau on retrouve les bandes d'absorption de la vapeur mais s'intégrant dans un continuum spectrique. Elle est assez transparente pour le visible mais surtout entre 0,4 et 0,5  $\mu\text{m}$  : bleu à bleu-vert (=turquoise, rayonnements qui dans une mer à faible turbidité pénètrent jusqu'à une centaine de mètres alors que le rouge est éteint à 20m). Le fait que la transparence n'est pas totale a aussi des conséquences si la masse est épaisse. Au delà de 0,9  $\mu\text{m}$  l'eau liquide absorbe de plus en plus en continu en progressant par pics successifs de plus en plus élevés (évidemment les mêmes que la vapeur, les bandes 1,3, 1,8  $\mu\text{m}$ ) et peut être considérée comme corps noir au delà de 2-3 $\mu\text{m}$ . La fenêtre 8-12  $\mu\text{m}$  n'existe plus. Globalement, les masses d'eau épaisses se rapprochent du corps noir avec une émissivité,  $e$ , de 0,95.

- Les aérosols

Les aérosols sont des particules solides ou liquides en suspension dans l'air. Leur taille varie du centième à la centaine de  $\mu\text{m}$ . Les aérosols sont des particules argileuse (silicates) de zones désertiques, notamment suite aux tempêtes de sable, le sel de mer, de fins ejecta volcaniques siliceux, des particules carbonées surtout en zone tropicales (carbone, hydrocarbures naturel et de feux, pollen, spores...) et des produits de combustion dans les régions industrialisées. Ils sont plus abondants dans l'hémisphère nord et dans les 2km inférieurs de la troposphère d'où ils sont lavés par les pluies. Ils diffusent la radiation solaire et absorbe les infrarouges. Mais les plus importants sont ceux produits par une "conversion gaz à particules".

- Les nuages

La plupart des nuages se développent au cours de mouvements ascendants, lorsque l'air humide est amené au dessus du niveau de condensation par refroidissement adiabatique et devient supersaturé (fig. 4) : soulèvement à grande échelle d'une couche stable pour les stratus, cellules chaudes ascendantes pour les cumulus; l'un ou l'autre de ces procédés pouvant produire des cirrus. Les termes additionnels nimbus veut dire "de pluie" et alto d'altitude moyenne.

Les nuages sont des gouttelettes d'eau (état liquide) d'un rayon de quelques microns à plusieurs centaines de  $\mu\text{m}$  (des particules de glace de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  à 1mm pour les cirrus). Il y a 50 à 500 gouttelettes par  $\text{cm}^3$  (sauf pour les cirrus, 0,03 particules). Ce contenu en eau liquide varie de 0,15 à 2,5 $\text{g}/\text{m}^3$ . C'est un cas particulier de ce qu'on appelle aérosols liquides (ou solides) qui mérite un traitement à part.

Les précipitations qui atteignent le sol ont un rayon >100  $\mu\text{m}$  soit >0,1 mm (jusqu'à une paire de mm). Leur croissance est surtout commandée par coalescence ce qui privilégie les plus grosses qui laveront les plus petites. Quand aux cirrus, la sédimentation des plus grosses particules de glace leur donne un aspect soyeux.

Ils constituent moins de 1% de l'eau présente dans la troposphère. Et pourtant, l'une des caractéristiques les plus frappantes de la terre vue d'espace est sa couverture extensive de nuages. Leur importance dans le budget radiatif de la terre est directement visible... Les nuages sont un élément clé pour le climat. "*En fait, l'influence que la couverture nuageuse a sur le bilan d'énergie de la terre est un ordre de grandeur au dessus de celui du  $\text{CO}_2$* " (Salby, 1996, p. 39, traduit).

La présence des particules liquides et solides rallonge beaucoup le cheminement d'un rayonnement solaire qui subit des réflexions et réfractions répétées. En parallèle à l'absorption à l'intérieur des particules, cela augmente fortement la profondeur optique rencontrée par le rayonnement. Il y a deux domaines de comportement des gouttelettes d'eau et cristaux de glace qui découlent des propriétés radiatives de l'eau et de la glace qui sont semblables (Salby 1996, p. 291 et paragraphe "l'eau liquide" ci-dessus). Vis à vis des rayonnements solaires directes, il y aura surtout de la diffusion (avec un peu d'absorption). Elles absorberont et émettront fortement dans l'infrarouge correspondant à la température terrestre. Il s'agit d'aérosols à fort effet de serre.

- Les nuages et le rayonnement solaire direct

La diffusion de particules sphériques a été étudiée par Mie en 1908. Elle est maximale lorsque le rayon de la sphère est égal à la longueur d'onde du rayonnement incident. Comme il a été vu pour la diffusion rayleigh, c'est une soustraction d'une partie de l'énergie d'un rayonnement incident, elle correspond donc à une extinction partielle de la transmission, pour redistribuer cette énergie dans toutes les directions. En fait pour cette diffusion Mie, la direction parallèle au rayonnement incident, surtout vers l'avant, et dans une moindre mesure vers l'arrière, est privilégiée. Contrairement à la diffusion Rayleigh, dans le visible la diffusion Mie est très peu dépendante de la longueur d'onde. Les composants individuels de la lumière solaire sont donc diffusés avec la

même efficacité ce qui fait que les nuages apparaissent blancs. On peut montrer que l'albédo croît très vite avec la profondeur optique des nuages : 0,1 pour les cirrus, 0,4 pour les stratus minces, plus de 0,5 pour les nuages de pluie et 0,8 pour les nuages profonds (Salby 1996, p. 299). Il s'accroît par ailleurs avec l'inclinaison du rayonnement incident (par ex. de 0,5 pour le soleil au zénith à 0,75 pour le soleil à l'horizon) ce qui accroît l'albédo des hautes latitudes. L'altitude des nuages n'a pas d'influence sur leur albédo. La transmissivité varie de manière inverse : 0,5-0,4 pour les stratus minces, <0,3 pour les nuages de pluie, <0,1 pour les nuages profonds. Des 30% d'énergie solaire réfléchi vers l'espace par le système terre, les 2/3 soit  $68 \text{ W/m}^2$ , l'est par les nuages (la diffusion Rayleigh de l'air "clair" et la surface se partageant le reste). Bien qu'encore modérée sous  $3 \mu\text{m}$ , de l'ordre de 10% (2% pour les cirrus), l'absorption d'énergie solaire directe par les nuages est de  $20 \text{ W/m}^2$  (sur les  $68,5 \text{ W/m}^2$  absorbés par l'atmosphère, soit 30%). Elle est due pour moitié aux gouttelettes et pour moitié à la vapeur ambiante. Elle explique que albédo et transmission ne sont pas l'exact complément l'un de l'autre.

#### □ Les nuages et le rayonnement terrestre

Au delà de  $2\text{-}3 \mu\text{m}$ , les gouttelettes ou cristaux se mettent à absorber fortement ce qui supprime transmission et réflexion. La plupart des nuages troposphériques sont *épais optiquement* (Salby 1996, p. 291), c'est à dire, comme on l'a défini p.10 ("Absorption"), qu'ils absorbent entièrement l'infrarouge, qu'ils sont des corps noirs pour  $\lambda > 2\text{-}3 \mu\text{m}$ . Or le rayonnement solaire s'éteint justement peu après cette valeur alors que le rayonnement de la surface terrestre commence (fig.1). La source de rayonnement vient alors uniquement de dessous. Il en résulte un fort réchauffement des nuages par leur base, puisqu'ils ferment la "fenêtre atmosphérique" correspondant au maximum d'émission terrestre (cf. plus loin Fig. 6), et un fort refroidissement à leur sommet par émission. Cela puisqu'ils absorbent peu le rayonnement solaire alors qu'ils émettent sur tout l'infrarouge.

Un modèle de "couverture nuageuse" donnant un albédo de 30%, épaisse d'1km, et située à haute altitude, entre 8 et 9km, donne un taux de réchauffement à la base de la couche nuageuse de l'ordre de  $70^\circ/\text{jour}$  et un refroidissement de plusieurs dizaines de degrés/jour à son sommet (Salby 1996, p.302). Parce que de tels nuages sont *épais optiquement* et se comportent en corps noirs, ces régions d'absorption et émission nettes sont localisées au sommet et à la base de la couche, alors qu'au centre l'*existence* isotrope est donnée par l'équation (3). En système gazeux, un tel déséquilibre thermique ne peut pas aboutir pour des raisons thermodynamiques. Une couche élevée stratiforme de nuages correspondant à ces conditions sera assez rapidement déstabilisée en cellules de convection.

Le contraste radiatif et thermique est cependant d'autant moins marqué que l'altitude des nuages diminue. Sous 2 km d'altitude (nuages "chauds" car la température est plus élevée), ils sont dans les niveaux riches en vapeur d'eau, niveaux eux-mêmes *épais optiquement*, et ils sont plus ou moins en équilibre radiatif avec leur environnement. Mais les enclumes stratiformes des cumulo-nimbus qui "buttent" à la tropopause, évoluent souvent en petites cellules de convection, les mammatus. La descente de ces "mamelles" est poussée par refroidissement relatif dû à l'évaporation liée à la descente. Ils persistent ainsi quelques heures après la fin de la convection.

Plus les nuages sont hauts, plus l'émission vers l'espace est ralentie à cause de leur température plus froide. Comme pour la bande  $15 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  d'altitude, c'est l'application directe de l'équation 3 qui dit que le transfert d'énergie est considérablement moins efficace à basse température. Or s'ils dissipent moins d'énergie vers l'espace, c'est qu'il la retienne pour la terre, ils ont un effet de serre plus efficace. Les cirrus sont ces nuages fibreux glacés de haute altitude. Leur émission captée de satellite est équivalente à celle d'un corps noir à la température de  $-53^\circ\text{C}$  (alors que l'émission en zone non nuageuse sur la même zone tropicale mesurée, et sur une longueur d'onde sans absorption est équivalente à une température corps noir de  $17^\circ\text{C}$ ). Ils ont pour effet de réchauffer la troposphère d'une quinzaine de degré à la surface par comparaison à un ciel sans nuage selon des modèles à une dimension (Liou 1992, p. 293 et 369).

Dans les bilans radiatifs, 33% (=  $122 \text{ W/m}^2$ ) des radiations infrarouges de la surface terrestre absorbés par l'atmosphère, l'est par les nuages. Qu'ils soient formés de particules d'eau ou de glace, ils réchauffent en renvoyant vers la surface les infrarouges correspondant à la température de leur base. Mais ils envoient aussi par leurs sommets  $90 \text{ W/m}^2$  vers l'espace selon les mêmes bilans (par ex. Salby 1996, p. 44-46).

Les nuages jouent donc un double jeu. Ils privent la surface terrestre d'une partie de l'apport solaire par diffusion puisqu'ils sont responsables des 2/3 de son albédo. Mais ils absorbent un peu d'énergie solaire et génèrent un accroissement de température de surface par un fort effet de serre. L'albédo des nuages est indépendant de leur altitude. Par contre, l'effet de serre qu'ils provoquent est d'autant moins marqué qu'ils sont bas.

Par référence à un ciel sans nuages, les composantes du forçage radiatif des nuages peuvent être évaluées à partir des flux de radiations courtes et longues émises au sommet de l'atmosphère, mesurées par satellite. Globalement, les valeurs moyennées déduites (très variables dans l'espace et le temps évidemment) sont  $+ 30 \text{ W/m}^2$

pour l'infrarouge terrestre,  $-45 \text{ W/m}^2$  sur le rayonnement solaire : "*Le forçage global moyen est donc  $-15 \text{ W/m}^2$ . Cela représente un refroidissement qui est trois fois le réchauffement qui serait introduit en doublant le  $\text{CO}_2$ . Ainsi, même un petit changement du forçage radiatif par les nuages pourrait recouvrir l'effet direct de l'accroissement des gaz à effet de serre.*" (Salby, 1996, p. 309, traduit). Dans la zone tropicale, les deux forçages dus aux nuages s'annulent presque. C'est le long des voies préférentielles des dépressions (couloirs nuageux) et par les strato-cumulus sur les zones de haute pression que la différence se fait. Les nuages amènent un transfert net de chaleur des océans à l'atmosphère par le cycle condensation précipitation. Ce transfert moyen de chaleur latente à l'atmosphère est de  $78,5 \text{ W/m}^2$ .

#### □ Nucléation des nuages

L'un des aspects mal connu est la nucléation des gouttelettes qui les compose. L'approche thermodynamique avec introduction de la tension de surface (qui a la dimension d'une énergie par surface) aboutit à la conclusion que seules des "grosses" gouttelettes peuvent être "nourries" (non pas évaporées). Cela est dû à "l'effet de courbure", qui rend plus élevée la pression de vapeur d'équilibre sur le pourtour d'une gouttelette sphérique que sur une surface plane. Or une condensation par nucléation homogène, c'est à dire à partir de vapeur pure, se produirait au départ par des agrégations de molécules au hasard des collisions. Ces groupements moléculaires ne peuvent être d'abord que de taille infime (taille d'une molécule de l'ordre de  $1 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$ ). Mais la thermodynamique indique que même une gouttelette déjà d'une taille de  $0,01 \mu\text{m}$  n'est pas stable avant une sursaturation au moins 12 fois supérieure aux valeurs observées. La gouttelette serait stable, "nourrie", vers  $1 \mu\text{m}$ . Mais comment passer du stade moléculaire à la taille du micron ? La conclusion est que : "*Donc, la formation des nuages ne peut pas être expliquée par la nucléation homogène.*" (Salby 1996, p. 268, traduit).

Les gouttelettes peuvent se former par nucléation hétérogène. La vapeur mouille ou est absorbée par [ex.  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ ] un nucleus existant. L'ensemble ressemble à une gouttelette qui est tout de suite à une taille où elle peut être "nourrie" à des valeurs de sursaturation communément observées, selon la théorie thermodynamique. Il faut donc des nucléi de taille suffisante et hydrophiles. Les gouttelettes des cumulus en environnement marin sont de taille nettement supérieure, et de répartition inhomogène par rapport à celles de leur homologues continentaux, à contenu d'eau liquide égal (rayon de 10 à 20 à comparer à  $<10 \mu\text{m}$ ). Les gouttelettes de cumulus continentaux sont donc plus nombreuses, plus petites et plus homogènes. Cela réfléchit la plus grande quantité des aérosols-nucléi disponibles en environnement continental. Les aérosols sulfatés sont les principaux. On trouve des sulfates solubles dans bien des gouttelettes de pluie sur les continents comme sur les mers (Salby 1996, p. 271).

La nucléation de la glace est encore plus difficile. Au dessus de  $-36^\circ\text{C}$ , la *nucléation homogène* ne serait possible que pour un nucleus de  $20 \mu\text{m}$  (alors "nourri" et non sublimé). La nucléation hétérogène ne se produit que sur des nucléi dont la structure est comparable à celle de la glace (les particules argileuses sont efficaces). Ces conditions difficiles font que les nuages glacés ne se rencontrent qu'à très haute altitude (grand froid). Et seuls les nuages plus froids que  $-20^\circ\text{C}$  contiennent de la glace, mais encore beaucoup de gouttelettes superfroides qui peuvent geler sur les avions (Salby 1996, p.275).

La chambre de Wilson qui est un détecteur utilisé en physique des particules témoigne d'un autre paramètre utile à la nucléation. Voici la description de son fonctionnement d'une "*extrême ingénuité*" et "*admirable simplicité*" qu'en donne Cohen-Tannoudji (1995, p. 62) :

*"Dans une vapeur qui se trouve presque à la limite de la condensation, des particules chargées électriquement se déplacent, elles ionisent les atomes tout au long de leur passage; si bien qu'au voisinage de ces atomes ainsi ionisés le liquide commence à se condenser; les gouttelettes se forment qui matérialisent la trace des particules et offrent un spectacle de toute beauté !"*

Or le sommet de l'atmosphère ( $\geq 50\text{km}$ ) est traversé d'un flux dit primaire de particules d'origine galactique et extra galactique. Il est isotrope et subconstant dans le temps. Son "débit de fluence global est de une particule par  $\text{cm}^2$ , par seconde et par stéradian" et il est composé à 80% de protons, 12,5% d'hélions, 1,5% de composante lourde ( $Z>2$ ), 1% d'électrons accompagnés de photons et de neutrinos.

Ces particules primaires, surtout les protons, interagissent avec les noyaux présents dans la couche supérieure de l'atmosphère et créent des gerbes ou "cascades" d'un grand nombre de particules dites "secondaires". Ce sont des protons, neutrons, muons ou négatons, positons et photons qui vont traverser l'atmosphère sous-jacent, les zones saturées de la troposphère pouvant agir en autant de chambres de Wilson pour celles de ces particules qui sont chargées.

Mais toute particule chargée est affectée par les champs magnétiques. Or la terre est dans le champs magnétique solaire et a son propre champs magnétique.

Svensmark et al 1997, mettent en évidence un lien entre la variation de la couverture nuageuse et la variation du flux de rayons cosmiques sur la période 1980 et 1996. Sur la base de la fourchette des forçages radiatifs nets

de la couverture nuageuse globale, ils en déduisent celui supposé du à la variation du flux cosmique, dans la fourchette 0,8 à 1,7 W/m<sup>2</sup>. Dans l'intervalle de temps analysé (1980-1996), cette variation peut se réaliser en 4 ans (Lenoir 2001, fig. 20, p. 123). Et on peut la comparer avec le forçage de 1,5 W/m<sup>2</sup> attribué à l'augmentation de CO<sub>2</sub> (combustible + déforestation) depuis 1870 soit en plus de 100 ans (Lenoir, Y. 2001, chap. I.11). L'hypothèse est que la variation de la force du champs magnétique solaire module l'arrivée des particules cosmiques chargées dans sa zone d'influence. Un champs magnétique solaire fort, c'est moins de particules cosmiques, statistiquement moins de nuages ( $\pm 2\%$  entre 1980 et 1996) et un bilan radiatif positif, et vice-versa. Cela a trouvé un échos convaincant dans les études de climats historiques passés. Le carbone 14 naturel et le Béryllium 10 justement sont un produit des collisions de ces particules cosmiques dans la basse stratosphère vers 15-20 km avec les molécules de l'air. Leur mesure est un moyen d'estimer les arrivées de ce flux (carbone des cernes des arbres et Béryllium dans glaciers) et l'hypothèse de la protection magnétique apportée à la terre par l'activité solaire. Or on trouve des valeurs hautes de ces radio-isotopes aux trois périodes froides : famines 1315-19; le petit Age de glace : sur une première période 1450-1550 puis le "minimum de Maunder" vers 1700, fin du règne de Louis XIV connu pour son absence de taches solaires. Ces variations obligent d'ailleurs à passablement corriger les anciennes datations au carbone 14 (Bard 1999). Inversement on mesure des valeurs basses en isotopes à l'optimum climatique du Moyen-âge (900 à 1250). Un projet d'étude sur cette microphysique des nuages est déposé au CERN (projet CLOUD : [www.cern.cherchercloud](http://www.cern.cherchercloud)).

Revenons un instant à la chambre de Wilson : "*...elles ionisent les atomes tout au long de leur passage; si bien qu'au voisinage de ces atomes ainsi ionisés le liquide commence à se condenser; les gouttelettes se forment...*". Une étude de 1989 a montré que l'ionisation de l'air est le paramètre atmosphérique que les activités humaines ont le plus modifié et cela tout récemment. Au dessus des océans et dans les régions polaires, elle a augmenté de 1% dans le seul intervalle 1970 à 1985. Etant un gaz rare, le responsable se répartit dans toute la troposphère. Il s'agit du krypton-85, un élément radioactif (perd une première moitié de sa radioactivité en 10,7 ans) de fission produit dans les réacteurs nucléaires. Il est intégralement lâché lors du cisaillement des combustibles par les cheminées des usines nucléaires de retraitement, actuellement La Hague et Sellafield (fin 95, les rejets krypton-85 de La Hague avaient triplé par rapport à ceux de 1985; Gazette Nucléaire 163/164, p. 6). Puisque l'ionisation joue un rôle dans la formation des gouttelettes, ce nouvel effet anthropique mériterait d'être étudié (Lenoir, 2001, p. 129).

#### • Les aérosols sulfatés

Outre la vapeur d'eau H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> (lac du cratère de Nyos !), HCl et des aérosols solides silicatés, le volcanisme rejette du dioxyde de soufre, SO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>S. La production anthropogénique de SO<sub>2</sub> aussi est importante et a presque doublé la quantité d'aérosol de sulfate. Les aérosols nitrates, à cause des produits secondaires de combustion, prévalent en zones urbaines. Enfin le phytoplancton marin produit d'importantes quantités de soufre sous la forme de dimethylsulphide (CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>S, à la belle saison.

On ne connaît pas encore bien le cycle du soufre. SO<sub>2</sub> et ces composés soufrés s'oxydent pour former par exemple de la vapeur d'acide sulfurique, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>. "*A cause de sa pression de saturation basse, la vapeur d'acide sulfurique se condense facilement, il y a nucléation, en particules liquides, surtout en présence de vapeur d'eau. Une fois formés, les nucléi s'élargissent rapidement à des rayons de 0,01 à 0,1 μm. Des aérosols plus larges peuvent alors se développer, par coagulation de nucléi individuels pour élaborer des particules d'accumulation.*" (Salby, 1996, p. 261, traduit). Dans la troposphère, on trouve aussi (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> et NH<sub>4</sub>HSO<sub>4</sub>. Ce sont des aérosols formés par conversion de gaz à particule et ce sont des aérosols précurseurs. Dans la troposphère ces gouttelettes ont un rôle important pour la formation des nuages dont la nucléation, comme vu plus haut est particulièrement difficile. A ce niveau, ils peuvent avoir l'effet de favoriser une couverture nuageuse. Mais une petite fraction de ces rejets peut atteindre la stratosphère et là demeurer plusieurs années à l'altitude de 20-25 km.

Comme la diffusion de Mie est maximale lorsque la valeur de l'onde incidente et le rayon des particules sont égaux, on peut s'attendre à ce que celle des aérosols sulfatés soit très efficace pour le visible (rayon autour de 0,1 μm). De fait, si cet aérosol absorbe un peu, l'observation satellite a révélé qu'il se comporte surtout comme un réflecteur par diffusion. Il diffuse une partie du rayonnement solaire vers l'espace. La réflectivité de la terre a augmenté de 6% dans les mois qui ont suivi l'éruption du Pinatubo (15/06/1991), de 10% après l'éruption de El Chicon (1982) !

Cet aérosol est aussi responsable de diffraction qui produit un ciel (non pas soleil) rouge vif au coucher les mois qui suivent une éruption majeure comme le Krakatoa en 1883 (en optique pour les réseaux par ex., l'angle de diffraction s'accroît avec la longueur d'onde. Donc le rouge est plus écarté de la ligne source-observateur et c'est le ciel qui reçoit le rayonnement rouge, résultat inverse de la diffusion Rayleigh).

Initialement l'impact n'est pas uniforme et dépend du lieu géographique de l'éruption (ou des émissions) mais ces aérosols aboutissent toujours dans le vortex polaire avec concentration à cause des mouvements dans la stratosphère, comme pour l'ozone. Il y a alors augmentation du déficit thermique à ce niveau d'autant plus que

le rayonnement est oblique à la surface. Le trajet du rayonnement est plus long mais surtout la diffusion est fortement accrue si le rayonnement est oblique plutôt que perpendiculaire. Suite aux grandes éruption, il peut en résulter des descentes d'air froid de l'Arctique, responsables par exemple de 3 vagues de froid en plein coeur de l'été en Amérique du nord en 1816 dont une à pierre fendre en août, aussi l'été le plus froid jamais enregistré à Genève, etc. (cataclysme volcanique du Tambora, du 11/04/1815). Cette année fut désastreuse pour l'agriculture. En général, il s'ensuit une chute de température, inhomogènement répartie, jusqu'à quelques degrés, les mois ou l'année (voir 2 ans) suivant une éruption majeure riche en soufre, et de plusieurs degrés aux pôles. Le volcanisme a donc un effet direct majeur sur le climat. On s'est aperçu par ailleurs que certaines éruptions peu spectaculaires se sont révélées être très productrices de soufre (Ekla, 1971) donc effectives sur le climat, et que les éruptions mineures cumulent leurs effets aux autres et même que certaines source d'apports soufrés n'ont pas été identifiées. Il semble que, au delà des changements brutaux de températures, le rôle du volcanisme à plus long terme sur le climat pourrait être sous-estimé, les périodes séculaires à volcanisme actif pouvant générer un "nuage d'aérosol" (Leroux 2000, p. 223-232).

## • Bilan radiatif terrestre

### • Bilan radiatif intersidéral

L'atmosphère est subtransparent pour tout le spectre visible, c'est la "fenêtre optique" centrée presque exactement sur l'émission solaire principale. Ainsi 71% ( $171 \text{ W/m}^2$ ) de l'énergie solaire directe captée par la planète l'est par la surface liquide et solide par cette "fenêtre optique" et les bandes vacantes "claires" de l'atmosphère dans l'infrarouge proche ( $\lambda < 4 \mu\text{m}$ ). L'atmosphère capte les 29% restants soit  $68,5 \text{ W/m}^2$  ( $48,5$  par la vapeur d'eau et l'ozone surtout, et aérosols et  $20 \text{ W/m}^2$  par les nuages). Total capté :  $240 \text{ W/m}^2$ . Le système terre étant en équilibre thermique, il re-émet vers l'espace  $240 \text{ W/m}^2$ . Application de l'équation (3) indique que cela correspond à un corps noir d'une température de  $-18^\circ\text{C}$ , qui est la température de la terre vue de l'espace. Cette valeur correspond à la troposphère moyenne, au dessus de l'essentiel de la vapeur d'eau et où les nuages sont abondants.

### • L'effet de serre terrestre

Ces surface liquides et solides, et l'atmosphère terrestres re-émettent l'énergie reçue en infrarouge autour d'un maximum peu marqué vers  $10 \mu\text{m}$  (eq.5 correspondant à la température terrestre, fig. 1).

Dans la troposphère, une bonne partie de l'émission des surfaces liquides et solides de la terre est absorbée soit par trois bandes noires majeures : la bande 5 à  $8 \mu\text{m}$  de la vapeur d'eau, la bande 13,5 à  $16,5 \mu\text{m}$  du gaz carbonique, puis de  $18 \mu\text{m}$  à la fin du spectre terrestre par la vapeur d'eau (Fig. 6), soit par les nuages sur tout le spectre.

Ces bandes noires et aérosols sont très efficaces et absorbent une grande partie du spectre d'émission terrestre lorsque que, comme c'est souvent le cas, son intensité est supérieure à la leur. Les bilans sont :  $373 \text{ W/m}^2$  absorbés dont  $250 \text{ W/m}^2$  par la vapeur d'eau, le  $\text{CO}_2$  et aérosols, et  $122 \text{ W/m}^2$  par les nuages.

Cette énergie infrarouge absorbée est ré-émise (notamment la nuit) en partie vers le bas et procure un réchauffement additionnel de la surface.

*"L'énergie absorbée dans une couche atmosphérique est re-émise, moitié vers le haut, moitié vers le bas. Les radiations montantes sont absorbées de nouveau dans les couches surincombantes, qui à leur tour re-émettent cette énergie de manière semblable. Ce processus est répété jusqu'à ce que l'énergie des longueurs d'ondes longues soit finalement radiée au delà des composants absorbants et rejetée vers l'espace."* (Salby 1996, p. 43, traduit).

□ Un petit modèle de serre (Salby 1996, p. 235).

Cependant on ne peut pas expliquer ce qui se passe dans la troposphère par le seul équilibre radiatif. Un petit calcul de serre à une dimension le montre. Il s'agit d'une "atmosphère" simplifiée supposée "grise" sur toutes les longueurs d'ondes infrarouge  $> 4 \mu\text{m}$  (spectre continu) mais "claire" aux radiations solaires. Pour imiter l'atmosphère terrestre, la couche absorbante est concentrée dans les premiers kilomètres comme la vapeur d'eau et sa densité diminue exponentiellement avec l'altitude. Cette "atmosphère" coiffe une surface noire (toutes longueurs d'onde), la seule à absorber le rayonnement solaire. Tout d'abord, cet atmosphère est fixe, on fabrique donc par la pensée une sorte de serre diffuse. Pour une valeur d'absorption de cet "atmosphère" "gris" qu'on peut rapprocher de celle de la terre, la température du sol est très élevée, de l'ordre de  $80^\circ\text{C}$  (fig. 5, ligne pleine). C'est que cette surface "noire" arrivant mal à évacuer une quantité de radiation équivalente à celle reçue à cause de l'atmosphère gris, est montée en température ce qui lui fait émettre plus puissamment selon l'équation (3). Le calcul théorique montre que par contre, la décroissance de la température avec l'altitude est très forte :  $36 \text{ }^\circ\text{C/km}$  au départ de la surface noire ! et par conséquent la "troposphère" devient vite froide avec

l'altitude, ( $-41^{\circ}\text{C}$  à "6km"). Comme on le voit sur la Fig. 5, ce gradient pas du tout linéaire diminue lui-même avec l'altitude. Cela résulte de la distribution des molécules absorbantes (imposée dans le modèle, calquée sur la distribution d' $\text{H}_2\text{O}$  dans les premiers kilomètres), qui diminue exponentiellement à partir de la surface.

Si l'on augmentait la quantité de matière absorbante, on augmenterait la température au sol et le gradient de température près du "sol". C'est une caractéristique de l'effet de serre. Par contre, si tout égal, on ajoute un équivalent-"couverture-nuageuse" du type moyenne terrestre dans un tel modèle, la température de surface baisse de  $30^{\circ}\text{C}$ , conséquence de l'albédo introduit (Liou 1992, p. 360). Le gradient est peu changé (la courbe pleine de la Fig. 5 est décalée sur la surface de  $30^{\circ}\text{C}$  vers la gauche).

Sur terre n'existe ni cette haute température moyenne à la surface, ni un tel gradient de température. Comme on l'a vu en présentant la troposphère, le gradient moyen observé de température est de  $6,5^{\circ}/\text{km}$  donc 6 fois moins élevé que dans ce petit modèle purement radiatif. Le calcul était pour une "atmosphère" immobile. Dans une couche chaude en bas, froide en haut, la convection se développe spontanément pour neutraliser cette stratification instable. L'apport radiatif par une couche absorbante dans la basse troposphère met en route la convection. Il faut 10 à 15 jours à une masse d'air troposphérique pour se mettre en équilibre radiatif avec son environnement. C'est un ordre de grandeur de plus que l'échelle de temps caractéristique des mouvements atmosphériques. Parce qu'elle opère sur une échelle de temps beaucoup plus courte que le transfert radiatif, la mobilité de l'air contrôle des propriétés comme la structure thermique et la stabilité verticale (Salby 1996, p.248). L'établissement du gradient dit pseudo-adiabatique (présenté p.13 avec la troposphère) qui est presque linéaire avec une pente de  $6,5^{\circ}/\text{km}$  conduit cette "troposphère" à une stabilité neutre (Fig. 5, courbe en tiretés).

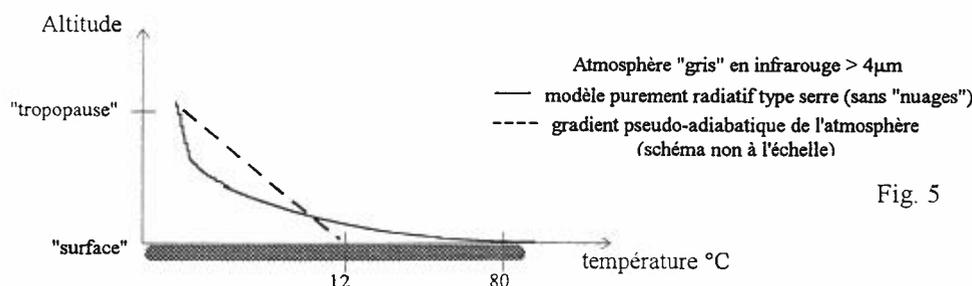


Fig. 5

Tout égal dans cette petite modélisation, en se calant sur un même flux radiatif imposé à la "tropopause", le gradient pseudo-adiabatique fait chuter la température du sol de  $80^{\circ}\text{C}$  à  $12^{\circ}\text{C}$  (fig. 5 tiretés; dans ces modèles, la convection n'est pas traitée explicitement, on impose un gradient). A absorptivité égale, la basse "troposphère" est considérablement moins chaude que cette sorte de serre précédente qui ne pouvait être qu'imaginée. Par contre la haute "troposphère" est plus chaude que dans un modèle purement radiatif type serre. Si l'on augmente la quantité de matière absorbante, la thermodynamique veut que l'on déplace (c'est à dire sans en changer le gradient) la courbe pseudo-adiabatique vers la droite dans la Fig. 5. L'effet de serre naturel terrestre a du être modulé ainsi tout au long des temps géologiques.

Sur ce modèle au gradient pseudo-adiabatique imposé (fig. 5, courbe en tiretés), sans rien changer, introduisons maintenant une "couche nuageuse" épaisse d'1km à une altitude élevée : entre 8 et 9 km. On ne change pas l'albédo (il était et reste à 30%). Cette "couverture nuageuse" de simulation subit un fort réchauffement à sa base et refroidissement au sommet (respectivement  $70^{\circ}$  et plusieurs dizaines de  $^{\circ}/\text{jour}$ ). Ce sont les chiffres que l'on a déjà présentés p. 21. Une telle couche (qui en réalité ne peut pas être stable) ferait passer la température au sol des  $12^{\circ}\text{C}$  à  $39^{\circ}\text{C}$ , soit un gain de  $27^{\circ}\text{C}$  (Salby 1996, p. 302). On isole ici le côté fort effet de serre des nuages d'altitudes. Comme une telle "couverture nuageuse" augmenterait l'albédo à effet inverse, comme on l'a vu plus haut, c'est le bilan de ces deux effets inverses qu'il faut regarder. Tous les auteurs cités rapportent qu'il est négatif.

Reste l'effet de convection d'air humide qui n'est pas traité en soi dans ces modèles. Une paramétrisation de convection cumulus a été réalisée en modèle une dimension et en comparaison à celle qui impose le gradient pseudo-adiabatique de  $6,5^{\circ}/\text{km}$ . Tout égal par ailleurs, il est rapporté que la température "au sol" chute de  $10^{\circ}\text{C}$  supplémentaires et le gradient dans l'équivalent "deux premiers kilomètres" est inférieur au gradient pseudo-adiabatique (= la température varie peu avec l'altitude sur cet intervalle). "Le transport de chaleur latente par ajustement convectif à l'effet de réduire la sensibilité des modèles radiatifs-convectifs au forçage radiatif externe." (Liou 1992, p. 363).

Dans ces petits modèles, tout se passe au sein d'un niveau qui est celui d'une "troposphère" (dans les 12 premiers km). Dans tous les cas on arrive à une même température basse à ce qui correspond à une "tropopause". Donc seule la troposphère est concernée. Au dessus, dans la stratosphère, les équilibres surtout radiatifs vont gouverner la température.

Des modèles plus compliqués qui remplacent cet atmosphère "gris" ( $\lambda > 4\mu\text{m}$ ) par les caractéristiques radiatives propres de la vapeur d'eau, du  $\text{CO}_2$  et de l'ozone et une couverture nuageuse moyenne, donnent toujours le même type de schéma de la Fig. 5. La troposphère est absolument instable, il y a convection.

#### □ Effet de serre terrestre, récapitulation et conclusion

a) Bilan purement radiatif : l'effet de serre sensu stricto du transport d'énergie entre corps fixés dans le vide, pointe (fictivement) à une température au sol très élevée, invivable, et un gradient violent de la température avec l'altitude. A l'opposé la troposphère serait déjà glaciale quelques kilomètres au dessus de la surface.

b) La thermodynamique est introduite artificiellement en imposant le gradient pseudo-adiabatique, où si l'on veut, le gradient terrestre moyen observé. L'imposition de ce gradient linéaire fait s'effondrer la température au sol (de  $68^\circ\text{C}$ ) alors que la haute "troposphère" devient nettement plus chaude. Si plutôt qu'imposer un gradient, la convection avec condensation est simulée, la température au sol chute encore et, en opposition quasi complète avec le modèle fictif purement radiatif, le gradient de température devient très faible dans les premiers kilomètres.

c) Bien que des "nuages" d'altitude, maintenus, ont potentiellement un fort effet de serre, la baisse d'albédo entraînée par leur présence aboutit à un bilan nuage négatif (baisse de la température à la surface). On a déjà vu p.22 que à partir de la mesure par satellites des flux d'ondes courtes (albédo) et longues (terrestres) à la surface de l'atmosphère, le forçage global moyen dû à la couverture nuageuse terrestre est estimé à  $-15 \text{ W/m}^2$ .

Une première différence avec l'effet de la serre végétale et son couvercle de verre fixé est là. Elle provient du nécessaire équilibre thermodynamique de l'atmosphère qui est gazeux. L'effet du forçage radiatif est distribué sur l'épaisseur de la troposphère jusqu'à 12 km au dessus du niveau de la mer. Au niveau du sol l'effet est considérablement diminué. Une deuxième différence est la présence d'une vapeur, phase gazeuse qui peut se condenser en phase liquide diminue encore davantage la sensibilité au forçage radiatif par deux effets :

- la libération de chaleur latente dans les convections (cumulus),
- la formation des nuages qui génèrent finalement un refroidissement.

Cette machine à vapeur, au bilan de masse nul, s'accélère en consommant de l'énergie là où celle-ci est abondante (la convection est obligatoire et donc aussi la condensation, fig. 4 p. 15). **L'effet de serre terrestre a donc des conséquences concrètes très différentes de l'effet de serre végétale. Selon les lois de la thermodynamique, il est distribué sur l'ensemble de la troposphère (18 à 8 km d'épaisseur) et comporte une machine consommatrice d'énergie dont l'activité est proportionnelle à l'énergie disponible.**

□ Revenons aux bilans généraux moyen rapportés dans les manuels de climatologie. Ils montrent que si la surface terrestre absorbe  $171 \text{ W/m}^2$  d'énergie solaire directe, elle absorbe  $325 \text{ W/m}^2$  de contre rayonnement atmosphérique... Ils indiquent enfin que cette surface émet  $393,5 \text{ W/m}^2$ . Cela correspond à la température du corps noir de  $15^\circ\text{C}$  (éq.3), bien différente de celle de la terre vue de l'espace ( $-18^\circ\text{C}$ ).

Cet effet de serre naturel d'une couche gazeuse, mobile par définition, a permis le développement de la vie sous la forme que nous la connaissons.

Si l'on superpose les 3 bandes noires majeures de la basse troposphère, il ressort que, hormis la notable bande 9,6 de l'ozone (son effet est localisé essentiellement dans la stratosphère), aucune molécule naturelle n'absorbe/émet entre 8 et  $12 \mu\text{m}$  ( $\text{H}_2\text{O}$  surtout, et dans une moindre mesure  $\text{CO}_2$ , commencent à absorber un peu au delà de  $12 \mu\text{m}$ ). C'est ce qu'on appelle la "fenêtre atmosphérique" (bande transparente) centrée, elle, exactement sur la longueur d'onde maximale d'émission de la terre ( $10\mu\text{m}$ ), et par laquelle la surface de la terre envoie de l'infrarouge vers l'espace (Fig. 6).

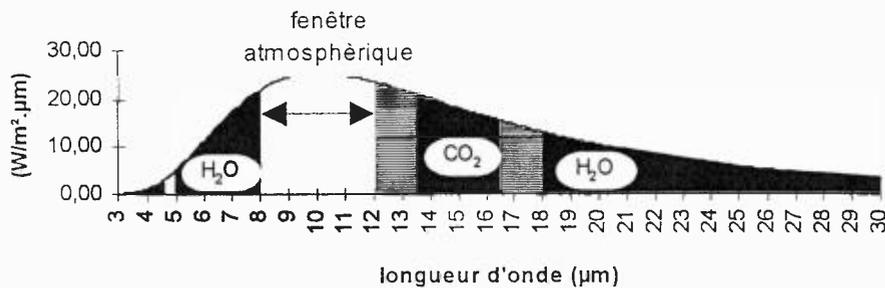


Fig. 6

Il y a plusieurs bandes de CFC, dans cet intervalle, aussi l'ozone naturel au dessus des forêts tropicales ou anthropogénique dans les grandes agglomérations. Ces molécules sont ou seront effectives puisqu'elles sont en situation d'absorption forte (cf. "Spécificité radiative des vapeurs et gaz" p. 11).

Si on analyse l'émission spectrale de l'équateur sans nuages par satellite, on trouve que dans la fenêtre optique (8-12µm), elle est équivalente à celle d'un corps noir à une température de 17°C (Liou 1992, fig. 5.16b, p. 293). C'est la partie émise directement vers l'espace par la surface liquide et solide de la terre. Il y a une petite parenthèse autour de 9-9,6µm, température de l'ordre de 0°C, c'est l'émission de O<sub>3</sub> dans la partie supérieure de la stratosphère. Sous 8µm et au delà de 18µm l'émission correspond à celle d'un corps noir à une température inférieure à -13°C. C'est l'émission due aux niveaux supérieurs de vapeur d'eau dont les 3/4 de la masse est située dans les 4 premiers km de la troposphère (gradient 6,5°C/km). Enfin, comme il a déjà été signalé p. 18, entre 13,5 et 16,5 µm, elle correspond à celle d'un corps noir à une température de -53°C. C'est l'émission du CO<sub>2</sub> de la partie supérieure de la troposphère (Liou 1992, p. 293, Salby 1996, p. 204 et 306).

En zone tropicale humide, ou en zone humide, la "fenêtre atmosphérique" est partiellement voilée (cf. "Transmission voilée", p. 19). Enfin les nuages ferment la fenêtre atmosphérique. Et la Fig. 6 montre que cela revient à créer la plus belle bande noire de toutes (8-12µm). On a mentionné déjà (p. 21) que de satellite, les cirrus donne une émission équivalente à celle d'un corps noir à -53°C, et cela sur tout le spectre infrarouge (l'émission du CO<sub>2</sub> autour de 15µm correspondant à la même température ressort à peine; Liou 1992, fig. 5.16a, p. 293, Salby 1996, p. 306). Alors qu'en dessous ces cirrus réchauffent la troposphère d'une bonne dizaine de degrés (selon un modèle à une dimension). Le sommet des profondes colonnes convectives au dessus de l'Indonésie par exemple, émet comme un corps noir dont la température peut être de -93°C.

Le budget énergétique de la terre est donc très variable le long du spectre infrarouge dans le temps et dans l'espace. Et dans les bilans radiatifs terrestre, c'est finalement un modeste 20,5 W/m<sup>2</sup> moyen émit par la surface qui passe librement à travers l'atmosphère terrestre vers l'espace.

Le bilan radiatif peut aussi varier très fortement sur le cycle diurne. Par temps clair, la température du désert d'Atacama au Chili peut dépasser 42°C en fin de journée (ce qui peut être observé par spectrométrie, de satellite, par la fenêtre atmosphérique). Cela correspond à une *exitance* totale supérieure à 550 W/m<sup>2</sup> (eq. 3), mais après filtrage par l'atmosphère, l'émission perdue vers l'espace est de 350 W/m<sup>2</sup> ou moins (Salby 1996, p. 211) ce qui est nettement supérieur à la moyenne des 219 W/m<sup>2</sup> perdue vers l'espace. La congélation possible d'une surface d'eau chaque nuit dans ces régions tropicales à l'air très sec (seulement quelques ppmv de vapeur d'eau) est une autre mesure de cette émission terrestre vers l'espace, et par démonstration inverse, de l'importance des gaz et aérosols émissifs dans notre atmosphère.

Congélation d'eau dans un plateau peu épais bien isolé du sol, exposé au seul ciel nocturne clair :

le flux de refroidissement par émission radiative est  $\Phi = e M S$  où  $e$  est l'émissivité de l'eau 0,95,  $M$ , l'*exitance* (eq. 3) et  $S$  la surface de l'eau. Pour un plateau de 1m<sup>2</sup> à 0°C,  $\Phi=299$  W.

La congélation se produira si cette valeur est supérieure à la somme de :

- le flux de chaleur gagné par convection libre (proportionnel à la différence de température entre l'eau et l'air ambiant).

Si l'air est calme, il n'est pas très pénalisant (des calculs montrent que, pris seul, il égaliserait le flux radiatif de l'eau à 0°C quand la température de l'air ambiant est à 77°C; Bird et al. 1960, p. 449).

- le flux de chaleur reçu par la radiation de l'atmosphère,

- le flux de chaleur latente libéré dans l'air ambiant par la condensation de vapeur d'eau atmosphérique.

Le premier flux cité étant peu pénalisant et le taux de CO<sub>2</sub> étant constant, la congélation dépend essentiellement de la sécheresse de l'air ambiant.

S'il y a de l'humidité, le refroidissement est utilisé dans la formation d'un brouillard dit de rayonnement dans la couche proche du sol (Leroux 2000, p. 104). Sans circulation d'air, il est stable puisque c'est une inversion de température.

Bien qu'il ne soit pas une énergie en soi, l'effet de serre bloque en partie le départ des radiations de la basse troposphère à laquelle il donne son caractère thermique. La surface d'une planète sans effet de serre (donc déjà sans eau, ni nuages, ni océans, ni vie, ni glaciers) serait comme la lune pour sa surface, glaciale la nuit et en se

rapprochant des pôles, brûlante le jour aux basses latitudes même sans avoir à immobiliser cette "atmosphère" (Lenoir 2001, chap.I.2). Et puisque transparente à tout échange, elle serait à partir de quelques mètres du sol à sa température fossile de formation, probablement chaude.

#### • Le déficit radiatif de la troposphère

□ Dans ce système terre-atmosphère, le radiateur est la surface terrestre liquide et solide au spectre continu. Cette surface absorbe  $171 \text{ W/m}^2$  d'énergie solaire directe et  $325 \text{ W/m}^2$  de contre-rayonnement atmosphérique. Total :  $496 \text{ W/m}^2$ .

Elle ne re-émet que  $393,5 \text{ W/m}^2$ . → gain  $102,5 \text{ W/m}^2$  qui correspond à un réchauffement (qui peut être latent).

□ L'atmosphère lui émet plus qu'il n'absorbe. Les bilans écrivent :

- il absorbe  $68,5$  d'énergie solaire directe et  $373 \text{ W/m}^2$  de la surface terrestre, total :  $441,5 \text{ W/m}^2$ ,

- il émet  $219 \text{ W/m}^2$  vers le cosmos et  $325 \text{ W/m}^2$  vers la terre, total :  $544 \text{ W/m}^2$ .

→ déficit :  $102,5 \text{ W/m}^2$  qui correspondent à un refroidissement.

Ce refroidissement n'a pas lieu puisque les bilans sont à l'équilibre. Ils montrent qu'il est compensé par deux transports de chaleur non radiatifs à partir de la surface : la convection thermique ( $24 \text{ W/m}^2$ ) et surtout l'émission de chaleur latente (condensation de l'eau évaporée :  $78,5 \text{ W/m}^2$ ).

L'excédent d'énergie de la surface d'un coté, la perte d'énergie vers l'espace à partir de la moyenne et haute troposphère de l'autre, mettent en route la machine à vapeur, qui va réchauffer l'atmosphère. Le modèle purement radiatif présenté plus haut a permis de comprendre qu'il ne peut en être autrement. Comme elle fonctionne en circuit fermé, cet apport d'énergie de la machine à vapeur génère la pluviométrie.

Le taux de précipitation,  $dP_e/dt$  découle de la chaleur spécifique,  $l_v$ , et du taux de chauffage latent sur la colonne atmosphérique,  $dQ_l/dt$  (Salby 1996, p. 311) :

$$dP_e/dt = \frac{dQ_l/dt}{l_v \rho} \quad (\text{m/s}) \quad (17)$$

avec  $l_v \approx 2,5 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$  et  $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ .

Pour  $dQ_l/dt = 78,5 \text{ W/m}^2$  ( $1\text{W}=1\text{J/s}$ ),  $dP_e/dt = 3,14 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}$  ( $1\text{m/an}$ ). Le déficit radiatif de la troposphère est à l'origine d'une pluviométrie moyenne de l'ordre de 1 mètre par an. Le total d'eau ainsi perdu par la troposphère est de l'ordre de 500 000 milliards de tonnes par an ou 15,8 millions de tonnes par seconde (surface =  $4\pi R^2$  avec  $R=6,378 \cdot 10^6 \text{ m}$ ).

Pourtant la distribution géographique, et dans le temps, des précipitations est très inégale et aléatoire. Sauf au niveau de l'équateur météorologique où elle est de 10mm par jour ( $3,65\text{m/an}$ ) avec un taux de chauffage latent de  $250 \text{ W/m}^2$  (Salby 1996, p. 311). Mais l'énergie fournie lors de l'évaporation peut être conservée sous forme de chaleur latente, éventuellement transportée sur des milliers de kilomètres sans être utilisée.

L'apport de la seule chaleur latente est plus important pour (ré)chauffer l'atmosphère que l'absorption directe des rayonnements solaires : 23% (les  $78,5 \text{ W/m}^2$ ) à comparer à 20% ( $68,5 \text{ W/m}^2$ ).

□ Revenons au modèle atmosphère "gris" et avec la convection, du paragraphe "Effet de serre terrestre" (gradient pseudoadiabatique, Fig. 5). Les calculs indiquent qu'un tel "atmosphère" fictif refroidit en effet la "troposphère" du modèle, entre 0 et 2°/jour selon l'altitude. Mais il était posé au départ qu'il n'absorbait pas de rayonnement solaire. Ce même type de modèle, avec un gradient pseudo-adiabatique de la température a été fait avec les propriétés propres des molécules absorbantes,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  et  $\text{O}_3$  (pas d'équivalent-nuages considéré). Si dans la "stratosphère",  $\text{O}_3$  et  $\text{CO}_2$  sont responsables respectivement du chauffage et refroidissement, dans la "troposphère" la vapeur d'eau est presque seule responsable et d'un chauffage et d'un refroidissement. Le chauffage par absorption du rayonnement solaire ( $<4\mu\text{m}$ ) est de l'ordre de 1°/jour, le refroidissement par émission sur les bandes infrarouge long est de 2°/jour. Le  $\text{CO}_2$  est responsable d'un petit refroidissement dans la troposphère  $< 0,2^\circ/\text{j}$  (Salby 1996, p. 242). Le bilan est un refroidissement de l'ordre de 1°/j (nuages non considérés).

Y. Lenoir (2001, p.49) présente un calcul simple pour une atmosphère qui ne serait constituée que d'azote et de  $\text{CO}_2$  et reposerait sur une surface "claire" cette fois, le tout toujours éclairé par le soleil. Il s'agit d'isoler afin de mettre en évidence l'effet d'un gaz émissif (en lui supprimant la surface radiateur sous-jacente). Le résultat est que l'énergie solaire captée par les bandes  $2,7$  et  $4,3\mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  est compensée, à l'équilibre, par l'émission en infrarouge sur la bande  $15\mu\text{m}$ , si la température est de  $-6^\circ\text{C}$ . Cela nous dit que s'il se trouve qu'une telle atmosphère d'azote- $\text{CO}_2$  est au départ sous la température de  $-6^\circ\text{C}$ , elle se réchauffera. Si elle est au départ à une température supérieure à  $-6^\circ\text{C}$ , elle se refroidira.

L'énergie véhiculée par les bandes noires peut être calculée approximativement par la surface, l'intégrale, de leur largeur sous la courbe d'éclairement spectral (eq. 9) et celle d'existence spectral à la température correspondante (eq.4, Fig. 6).

Les manuels de physique donnent des tables pour calculer ces surfaces (par ex. Gaussorgues 1981, p. 29-32).

A l'image du calcul d'Y. Lenoir, pour tendre vers sa température d'équilibre radiatif intrinsèque liée à la "constante solaire", la troposphère émissive complexe de la terre émet plus qu'elle n'absorbe, principalement par la vapeur d'eau et les nuages. Sur les  $219 \text{ W/m}^2$  émis par l'atmosphère vers l'espace, les bilans radiatifs attribuent  $125 \text{ W/m}^2$  à la vapeur d'eau, le  $\text{CO}_2$  et constituants mineurs et  $90 \text{ W/m}^2$  aux nuages (Salby 1996, p. 45).

## • Les transports couplés dans l'atmosphère

Dans l'atmosphère se produisent simultanément :

- a) des transports de masse, par écoulement laminaire des masses d'air, par turbulence, par précipitation de l'eau, par diffusion en milieux gazeux (eau évaporée à la surface des océans déjà, et prise par la biosphère, aussi  $\text{CO}_2$  absorbé ou rendu sur ces mêmes surfaces);
- b) des transports d'énergie par radiation à distance, omniprésents.
- c) des transports de chaleur sensible par déplacement horizontal avec les masses d'air, par convection, enfin de chaleur latente par changement de phase (nuages, pluie, neige..) et d'autres types d'énergie (phénomènes électriques + bruits : 50 000 orages par jour sur terre notamment vers la cheminée équatoriale)...;
- d) des transports de momentum (quantité de mouvement : produit de la masse par la vitesse) dans les ralentissements, les turbulences, puis les frottements (viscosité de l'air :  $0,018 \text{ mPa.s}$ , qui dissipe irréversiblement l'énergie mécanique en énergie thermique);

### • Composante verticale : Convection

Le déficit radiatif dans la troposphère, globalement le sol est plus chaud que l'air, favorise considérablement le transfert convectif d'énergie solaire. La convection se développe par exemple sous forme de cumulo-nimbus qui transportent l'excès d'énergie vers le haut (convection de chaleur latente+sensible est responsable d'un transport terrestre moyen de  $103 \text{ W/m}^2$ ). En absorbant la chaleur à la surface par des transferts de chaleur radiatifs, sensibles et latents, et en rejetant la chaleur dans la haute troposphère par les émissions infrarouges vers l'espace, les masses d'air réalisent un travail en suivant un cycle thermodynamique. Toute variation est ainsi répercutée sur toute l'épaisseur de la troposphère.

### • Composante horizontale : Advection

L'élément le plus décisif du transport méridien est le suivant, au dessus des pôles, et plus généralement dans les hautes latitudes, l'air des basses couches voit sa température chuter rapidement du fait que la surface lui renvoie comparativement peu de radiations, alors qu'il continue naturellement de dissiper. On regarde les variations des températures d'équilibre convectif, comme on les a vu dans les petits modèles à effet de serre, mais cette fois en fonction de la latitude. Celles-ci sont dictées par le bilan radiatif à la latitude donnée. En l'absence de circulation latérale, les calculs donnent que la température devrait être de l'ordre de  $+37^\circ\text{C}$  aux latitudes inférieures à  $30^\circ$  et  $-70^\circ\text{C}$  aux pôles. Ce gradient est plus de deux fois trop élevé en comparaison aux moyennes observées qui sont respectivement de  $+17$  et  $-23^\circ\text{C}$  (Salby 1996, p. 322). La différence des bilans radiatif-convectif le long d'un méridien rend ce milieu gazeux qu'est la troposphère instable. A ces contrastes thermiques correspondent des différences de potentiel thermodynamique qui vont mettre en branle la circulation des masses d'air. Il y a advection. Ces circulations latérales sont elles-mêmes à l'origine des courants marins de surface et un agent des upwellings... En conséquence les régions les moins ensoleillées bénéficient d'un supplément d'énergie grâce aux émissions de l'air provenant des régions plus chaudes. Toute variation de bilan, outre sa répartition sur l'épaisseur de la troposphère va également être répartie méridionalement.

*"Parce que l'advection se produit sur une échelle de temps beaucoup plus courte que le transport radiatif dans l'atmosphère, le détournement de circulation horizontale invariablement met l'air en situation de déséquilibre thermique, qui se traduit par un transfert irréversible de chaleur, qui à son tour produit des mouvements verticaux. Les mouvements verticaux générés de cette manière jouent un rôle important dans la circulation moyenne de l'atmosphère, qui déplace chaleur, humidité et constituants chimiques." (Salby 1996, p. 96, traduit). Pour la vapeur d'eau, les régions tropicales exportatrices sont comprises entre  $12$  et  $35^\circ\text{N}$  et  $10$  et  $35^\circ\text{S}$  (Leroux 2000, p. 102).*

Si la vapeur, gaz et aérosols émissifs ont la responsabilité intrinsèque du fait de la circulation atmosphérique, le gradient est commandé par l'hétérogénéité du bilan radiatif entre pôles et équateur météorologique. Ce gradient varie avec l'éclairement des pôles commandé par les paramètres orbitaux de la terre parce que la variation est 5 fois plus importante aux pôles qu'à l'équateur (Leroux 2000, fig. 84 et 85). Les cycles glaciaires-interglaciaires qui ont dominé les variations du climat au long des deux derniers millions d'années semblent bien être causés par des variations d'insolations dues aux perturbations du mouvement orbital de la terre. La réponse est différée par le facteur dynamique. Les périodes glaciaires ont laissé d'abondants dépôts éoliens

(loess, dunes, ergs..., en Europe, en Afrique...). Pourtant, comme on l'a vu p. 19, des gaz traces émissifs comme CO<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub> étaient comparativement moins abondants pendant ces périodes.

## • Température moyenne du globe et méga-modèles numériques

### • La température moyenne du globe

La "température moyenne" du globe augmente : de l'ordre d'un petit demi degré entre 1910 et 1940, suivi d'une baisse-stagnation de quelques dixièmes de degrés entre 1940 et 1970, et d'une nouvelle hausse d'un demi degré entre 1970 à 2000 (reproduit dans Jones 1990, fig. 6; Brasseur et Solomon 1986, p. 397, Leroux 2000, p. 236, Duplessy 2001, p. 767, etc.). Ce n'est pas une mesure directe mais une *reconstitution* complexe sur des centaines de postes météorologiques, et à partir de diverses sortes d'archives et documents. Cette *reconstitution* est le grand mélange général jusqu'à une valeur unique.

La formule utilisée pour arriver à la valeur unique est par exemple :

$$T^{\circ} \text{ globale} = 0,25 T \text{ continentale nord} + 0,25 \text{ hémisphère nord} \times (SST) + 0,2 T \text{ continentale hémisphère sud} + 0,3 \text{ hémisphère sud} \times (SST)''$$

où SST est la température de surface de la mer (Jones, 1990, fig. 6)

A la mer qui ici passe sous la banquise, là baigne des coraux (<0°C à >29°C, Salby 1996, p. 122) il faut donner un chiffre unique..., pareil pour les continents.

La méthodologie, et la magnitude du résultat peuvent et ont évidemment été critiqués : sur la représentativité des stations, la comptabilité des données marines et continentales, sur le fait que la précision du thermomètre, 0,3°C, et les corrections nécessaires apportées aux données sont de l'ordre de grandeur des variations invoquées. Les anciennes données qui permettent d'établir le sens de la variation sont moins fiables (carnets de bord de navires, etc.), discontinues et particulièrement difficiles d'accès. Par ailleurs plusieurs études ont montré que des stations initialement installées à l'écart des villes ont été rattrapées et sont influencées par l'îlot de chaleur urbain. L'effet est estimé à un gain artificiel de 0,1°C pour l'hémisphère nord, 0,1 à 0,4° pour les Etats-Unis où elle a été le mieux étudié (Leroux 2000, p. 241).

Pour ce qui est des variations, le problème est évidemment que par exemple :

$$\begin{array}{rcl} 0 + 0 & = & 0 \quad (a) \\ (-3) + (+3) & = & 0 \quad (b) \end{array}$$

Le moteur du temps, météo, climat..., est un gradient, notamment thermique. Les parties antérieures au signe des égalités (a) et (b) sont deux antithèses alors que celles postérieures au signe, le résultat, qui est seul retenu pour la température du globe indiquerait qu'il n'y a pas d'évolution.

Or c'est précisément d'une évolution que l'on parle pour la température moyenne du globe. Il suffit d'un échantillonnage biaisé qui prend deux stations à (+3) et une à (-3) pour tout fausser. Mais pour le savoir, il faut étudier la dynamique du temps et du climat, une science éminemment géographique, ce qui n'est visiblement pas le soucis actuel dans les milieux de la modélisation. La température moyenne du globe peut difficilement aider à appréhender la météo (avec une température, un état thermodynamique, pas de météo...). Le GIEP (IPCC), écrivait en 1996 : "*les valeurs régionales des températures pourraient être sensiblement différentes de la moyenne globale mais il n'est pas encore possible de déterminer avec précision ces fluctuations*". Cette façon de voir a émerveillé M. Leroux (2000, p. 238), la valeur *moyenne* de la température serait connue avant les valeurs locales permettant de l'établir... Cela aboutit à démétéorologiser les phénomènes, c'est à dire à perdre le contact avec la réalité.

Le GIEP (IPCC) est l'organisme promoteur des modèles numériques. Y. Lenoir (2001, p. 70) fait remarquer que l'évolution de la température moyenne du globe est le paramètre pour lequel il n'y a pas contradiction entre modèles au moins sur le sens de l'évolution, ce qui explique pourquoi les modélisateurs en ont fait l'élément clé de communication de leurs résultats.

### • Les prédictions des méga-modèles numériques

a) "Des modèles progressivement plus sophistiqués et complets du système climatique ont montré que la température moyenne de surface s'élève d'approximativement 3°C pour un doublement de CO<sub>2</sub>" (Wayne, 1991, p. 410).

b) "Le réchauffement de l'Arctique serait trois fois plus élevé que la moyenne" (p. 410), et "Le réchauffement des régions polaires pourrait approcher de 10°C au milieu du siècle prochain." (résultats mentionnés dans Wayne, 1991, p.414, ici traduit; aussi dans Brasseur et Solomon 1986, p. 395, dans Leroux 2000, p. 234, etc.).

c) "...dans la zone tempérée de l'hémisphère nord (où l'on trouve la majorité des nations industrielles), l'augmentation de température pour un doublement de la concentration de CO<sub>2</sub> serait de 4-6°C. La tendance au réchauffement dans l'hémisphère sud serait plus faible à cause des vastes surfaces océaniques." (Wayne, 1991, p. 410).

d) "Une terre plus chaude aura un contraste de température équateur à pôle plus petit parce que le réchauffement additionnel est concentré dans les régions polaires. Les contrastes saisonniers deviendront moins prononcés. Avec moins d'énergie potentielle disponible à convertir en énergie cinétique dans le système, le moteur thermique de l'atmosphère tournera plus doucement." (Wayne, 1991, p. 414). Les tempêtes aux latitudes moyennes doivent être plus faibles. Ensuite les prévisions divergent. Selon le GIEC, il y aurait intensification du cycle hydrologique global mais une sécheresse sahélienne et des plaines américaines "à cause d'une évaporation plus intense" (cité dans Leroux 2000, p. 234). Pour Wayne (1991, p. 414) au contraire "Il est probable que les masses continentales de moyenne et basse latitude connaîtront un climat plus humide qu'à présent, avec les déserts d'Afrique du nord, du nord-ouest de l'Inde, et le sud-ouest des USA devenant comme des prairies..."

• Comparaison des résultats des méga-modèles numériques et de la réalité

On reprend un par un les points présentés ci-dessus.

a) Température globale :

L'observation directe effectuée par satellites à partir de 1979 ne montre aucune tendance d'évolution de la température aux latitudes extratropicales nord, aux latitudes extratropicales sud, aux tropiques et globalement, entre 79 et 94 (reproduit dans Leroux, 2000, fig 75, p. 237). Déjà 10 ans avant, Wayne (1991, p. 413, traduit) écrivait : "...analyses récentes de données d'un réseau de satellites, envoyés en 1978, qui portent des radiomètres en domaine micro-ondes capables de mesurer des températures à 0,01°C. D'après ces résultats satellites, il y a apparemment une tendance aléatoire de la température d'année en année, et pas de tendance régulière au réchauffement. Ces données suggèrent que les cinq années 1979-1983 étaient plus chaudes que la période 1984-1989, même si 1987, suivi par 1988, étaient les plus chaudes de toutes. Des augmentations de températures moyennes globales de 0,5°C ont été observées par le réseau de satellites en moins de deux semaines, jetant un doute sévère sur une attribution d'un réchauffement de cette magnitude à l'effet de serre. Les mesures satellites sont probablement plus précises que celles basées au sol, puisqu'elles sont réellement globales, peuvent être opérées loin de sources de chaleur locales près des centres urbains et peuvent être faites au milieu de la troposphère."

b) Régions polaires :

Il n'y a aucune tendance en Antarctique, pas de refroidissement ni réchauffement constaté (Duplessy 2001, p. 768). Sur l'océan glacial arctique entre 1950 et 1990, la température en moyenne annuelle a baissé de 1,5°C. Sur sa partie occidentale, côtoyant le Canada, la baisse est entre 4 et 5°C pour les automnes et hivers (Kahl & al. 93, et commenté dans Lenoir 2001, chap. II.2).

Sur l'Arctique Atlantique la température s'élève entre 1900 et 1935, de +1°C pour la période estivale, de +3°C pour la période hivernale. Entre 1930-35 et 1988, la température baisse régulièrement, de plus de 1°C en été, de 2,5°C en hiver (Fig. 7).

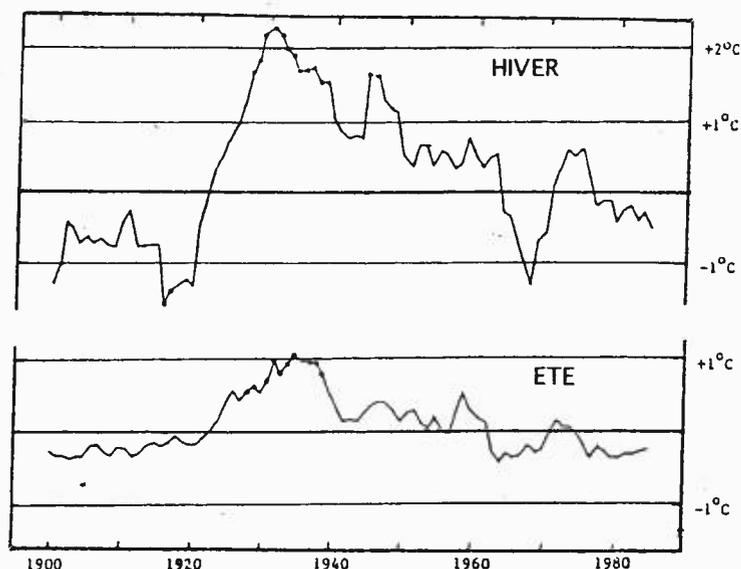


Fig. 7  
Evolution des températures dans l'Arctique Atlantique, moyennes mobiles quinquennales. (D'après Rogers 1989, Proc. 13<sup>th</sup> Annual Climate Diagnostics Workshop, NOAA-NWS, 170-78, reproduit dans Leroux 2000, p. 300)

c) Différences entre hémisphères :

Aucune tendance à la différenciation entre hémisphères sur les données satellites pour les latitudes extratropicales entre 79 et 95. Il y a un certain parallélisme dans les oscillations (Leroux 2000, fig. 75). Ironie du sort, la procédure d'obtention d'une température moyenne à partir des stations météorologiques de surface, celle utilisée comme référence par les modélisateurs dans leur communication, donne un réchauffement relatif de 0,4°C de l'hémisphère sud par rapport à l'hémisphère nord depuis 1940 (Jones 1990, p. 310)...

Déjà sur ces 3 points, a), b) et c), l'échec des méga-modèles numériques du climat est frappant. Les chiffres ont été revus à la baisse depuis parce qu'on s'est aperçu que les aérosols avaient un rôle important. Mais cela ne change guère les conclusions. Ce sont ces résultats là de méga-modèles numériques qui ont été la caution scientifique à "la convention sur les changements climatiques" signée à Rio en juin 92 puis du "Protocole de Kyoto.." de décembre 97. Il s'est aussi formé un groupe d'influence autour du GIEP (Groupe Intergouvernemental sur l'Evaluation du Climat, IPCC en anglais) derrière lequel des intérêts financiers convergents ne sont pas loin (Lenoir 2001, partie III).

Mais le dernier point, le d), fonctionnement thermique du moteur atmosphérique, est en pratique le plus intéressant. Il traite de ce qui importe avant tout, les phénomènes météorologiques qui sont indissociables de la géographie où ils se produisent. C'est le sujet de la III<sup>e</sup> partie (La dynamique du temps et du climat).

• Et l'accroissement anthropique de l'effet de serre ?

Quel est donc l'effet global, thermodynamique et autre, sur notre vécu : météo, temps, climat, d'une modification moyenne de 0,82% du contre-rayonnement introduite en 150 ans (le CO<sub>2</sub> fossile de combustion étant responsable de 0,37% soit moins de 4 pour mille, cf. p. 19) ?

On ne sait pas actuellement si le bilan radiatif total suite à cette variation, est même positif ou négatif puisqu'une variation de la masse nuageuse, même modérée, a un effet inverse qui peut être du même ordre de grandeur (cf. p. 22 et 26). Les propriétés des différents nuages sont complexes et leur nucléation encore presque mystérieuse. Dans les méga-modèles numériques, cela est paramétré, c'est à dire qu'on impose un comportement arbitraire, et cela à une maille de 300×300 km... L'effet d'autres émissions naturellement fortes (volcanisme) et anthropiques, comme celles produisant des aérosols sulfatés, commence seulement à être étudié ce qui a d'ores et déjà rendu, semble-t-il, moins imminente l'apocalypse climatique annoncée (mais là aussi le paramétrage est arbitraire).

De par sa valeur actuelle (0,82%), cette modification du taux des gaz traces émissifs est dans le "bruit de fond" climatique (événements orbitaux, solaires et volcaniques).

### III. "La dynamique du temps et du climat"

est le titre du livre de Marcel Leroux, géographe-climatologue, professeur à l'université de Lyon III (2000).

#### • Les AMP, Anticyclones Mobiles Polaires

La dynamique, des pôles à l'équateur météorologique, est expliquée à partir des départs d'air froid des pôles : les AMP, "Anticyclones Mobiles Polaires" et leurs couloirs dépressionnaires périphériques s'ils ne se touchent pas. Ils se déplacent généralement d'ouest en est avec une composante méridienne qui varie avec leur puissance. Les AMP sont de vastes lentilles d'air dense d'un diamètre moyen de 2000 à 3000 km (Fig. 8). Leur pression centrale moyenne varie de 1022 hPa (été) à 1034 hPa (hiver). Elle peut dépasser 1050 hPa pour les puissants au coeur de l'hiver. Ils sont épais de 1500m au départ des pôles, altitude à laquelle est située l'inversion de température et de vent. Ils représentent un transport moyen de l'ordre de 10 millions de milliards de m<sup>3</sup> d'air froid. Leur cohérence au départ des pôles est assurée par la force de Coriolis. Froids et denses, ils sont inaptes à s'élever. Ils s'écoulent donc entre les reliefs, sur les zones plates et les mers. Sur la trajectoire "américaine" entre les reliefs Groenland-Baffin et Rocheuses (Fig. 11) passent en moyenne 1 AMP tous les 2,3 jours. Ils sortent sur l'Atlantique préférentiellement par le bassin du Mississippi en hiver (ouest de Appalaches), préférentiellement par les provinces maritimes du Canada en été (nord des Appalaches). Sur la trajectoire "scandinave", à l'est du Groenland, ne passent en moyenne que 1 AMP tout les 4,3 jours (années 1989-93; Leroux 2000, tabl. 7 et 8, p.39-40).

Les dépressions dynamiques provoquées par le soulèvement d'air moins froid à l'avant des AMP peuvent évoluer en couloirs dépressionnaires dirigés vers les pôles avec développement cyclonique qui s'éloigne de l'AMP. La dépression fermée (cyclone) ne peut donc être traitée sans regard de l'AMP qui l'a initiée. Le tout, AMP et couloir dépressionnaire se déplace vers l'est (Fig. 9, 10 et 11). Ces couloirs sont responsables d'un

transfert d'énergie tropicale en retour en direction des pôles (Fig. 10). Cet air chaud lui n'est pas arrêté par les reliefs. Là où ils sont présents, ils favorisent son ascendance, le creusement des dépressions et les précipitations. La région où se développe la dépression peut être aride. Le couloir dépressionnaire est alors par exemple lieu de la remontée de poussières sahariennes sur l'Europe (Salby 1996, photo meteosat 9.40 p. 313 qui correspond à la fig. 38, p. 137 de Leroux).

Les AMP et leurs couloirs dépressionnaires crèvent les yeux sur la plupart des photos satellites (et pas seulement dans le livre de M. Leroux). Ces images satellitaires imposent la réalité des AMP (Fig. 8, 9 et 10). Une fois averti, chacun peut "regarder passer l'AMP" chez soi :

Entre autres exemples : belle chute de neige immédiatement suivie d'un grand froid la première semaine de janvier 2003 = bus de Reims arrêtés 2 jours; succession serrée d'AMP se touchant passant sur le bassin de Paris pendant la période du 12 au 25 mars 2003; il arrive que l'introduction de la "météo marine" sur France Inter à 20h05 les mentionne avec la direction de leur progression.

Ils sont le moteur des transports méridiens. Ils nourrissent régulièrement les Agglutinations Anticycloniques, AA (ex. l' "anticyclone" des Açores nourrit par les AMP qui passent sur l'Amérique du nord, Fig. 11) qui à leur tour nourrissent les alizés (dans la ligne de la rotation anticyclonique) puis moussons s'il y a traversée de l'équateur géographique. Et nous voilà sous la cheminée équatoriale, l'équateur météorologique (Fig. 11). Et jusque là, la pulsion des AMP les plus puissants est encore décelable (pulsions d'alizés, tempêtes de sable, lignes de grains dans la mousson africaine, détournement de la trajectoire de l'hurricane Mitch en oct. 98...). Les processus de pluvio-genèse sont étroitement liés au schéma de circulation général. La présence d'un fort potentiel précipitable n'est nullement synonyme de pluie. Exemples, la façade occidentale de l'Afrique, où la strate inférieure fraîche est coiffée en cisaillement par l'alizé continental chaud et sec (l'harmattan); l'énorme potentiel précipitable de la mousson indienne passe au dessus de la Somalie qui n'en bénéficie pas (fig. 11), ou encore la Méditerranée en été.

Le modèle AMP est efficace, cohérent, simple, accessible à tous et avec un grand potentiel pratique.

#### • Les épisodes de l'optimum climatique holocène et du dernier maximum glaciaire

Sur la base de ce mécanisme actuel (Fig. 11), l'auteur consacre un chapitre à l'étude de deux épisodes passés, analysés à partir de l'exemple du continent africain :

- La période chaude du maximum climatique holocène entre 9000 et 6000 BP (températures entre +1,4 et +4°C/actuel suivant les endroits) : se résume à un ralentissement des transports méridiens (pôles plus chauds). Les AMP sont faibles, leur composante méridienne peu marquée. Ils s'éloignent moins des pôles. Les agglutinations anticycloniques, AA (Acores...), sont petites. Cela permet à la zone tropicale de s'élargir considérablement et en gardant son potentiel précipitable. Les flux transéquatoriaux des moussons sur les dépressions thermiques continentales ont une ample extension (lacs dans le Sahel...). L'air humide atlantique sud pénètre (comme aujourd'hui) sur le bassin du Congo permettant l'extension de la forêt équatoriale qui maintient des dépressions thermiques qui attirent les flux humides.

- La période froide du dernier maximum glaciaire entre 18 000 et 13 000 BP (températures entre -3 et -10°C/actuel suivant les endroits) : se résume à une accélération des transports méridiens (pôles froids), les AMP sont très puissants à forte composante méridienne. La zone tropicale est réduite à une étroite bande entre des zones vastes d'agglutinations anticycloniques, AA, qui rejettent la pluvio-genèse sur leur marge sud (mousson africaine contrariée, arrêt de la mousson en Inde...). Le dynamisme des alizés boréaux, notamment l'harmattan, ne permet plus l'arrivée d'air atlantique sur la forêt équatoriale congolaise qui a quasi disparue, desséchée. Le potentiel précipitable de la zone tropicale est évacué, "capturé", vers les hautes latitudes en retour des puissants AMP (couloirs dépressionnaires associés, comme Fig. 10). Ces intenses transferts d'eau précipitable aux hautes latitudes répétés sur quelques milliers d'années génèrent les inlandsis, qui amplifient l'albédo du pôle... (le maximum glaciaire arctique a été atteint il y a 20 000 ans, c'est 4 à 5000 ans après le minimum d'insolation des pôles d'origine orbitale).

Cette évolution climatique passée reproduit ce qui se passe à l'échelle saisonnière actuelle (AMP plus puissants et méridien dans l'hémisphère en hiver, l'inverse dans l'hémisphère en été). L'un permet de mieux comprendre l'autre. La circulation générale est impulsée par les variations du déficit radiatif aux hautes latitudes. L'importance du déficit thermique polaire détermine le mode, rapide ou lent, de échanges méridiens qui sont réalisés par l'intermédiaire des AMP. Ce sont des variations d'intensité mais non de nature de la dynamique du temps.

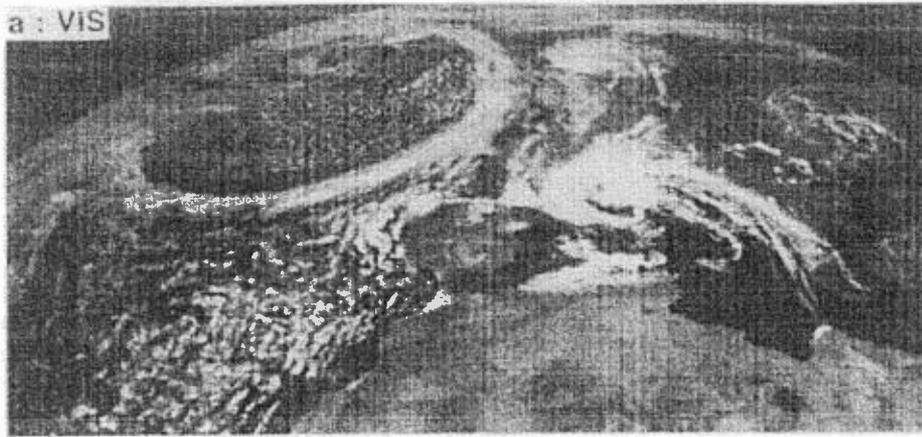


Fig. 8. Un puissant AMP de trajectoire "américaine" sur l'Atlantique nord est remarquablement dessiné par les formations nuageuses (in Leroux 2000, p. 28; il y a aussi un puissant AMP sur l'Europe centrale mais la formation des nuages n'est pas systématique sur les continents les flux s'asséchants vite ou l'humidité étant absente; entre les deux reste un petit AMP sur la France, 28/04/86, 12hTU).

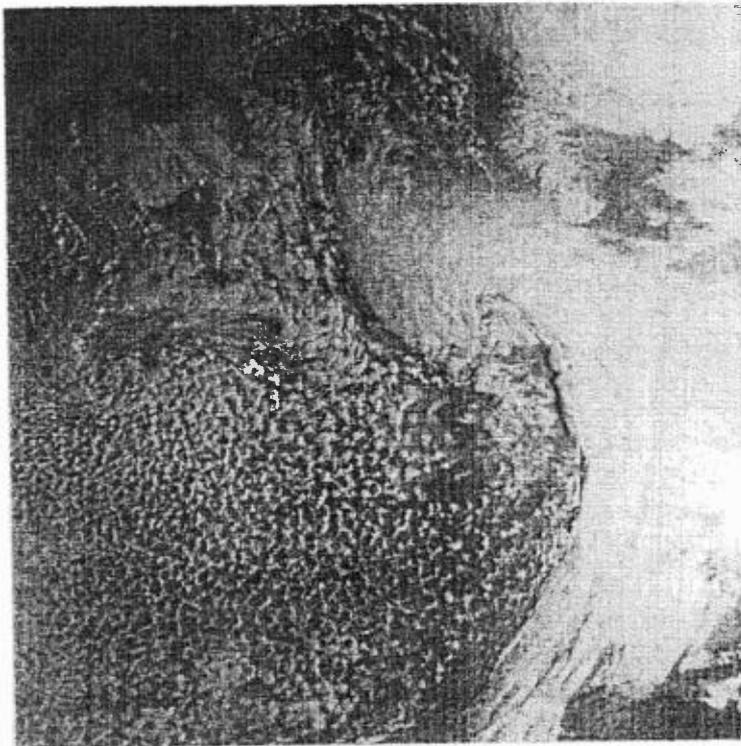


Fig. 9  
Développement d'un couloir dépressionnaire dynamique. Le flux y est vers le nord, avec développement d'un vortex cyclonique. Face avant d'un AMP qui arrive sur l'Europe de l'ouest. (photo produite in Salby 1996, p.284).

Fig. 10  
Hémisphère sud, Atlantique sud (Afrique à droite en haut) :  
3 AMP entre lesquels un long couloir dépressionnaire fait remonter l'air tropical humide vers les hautes latitudes (in Leroux 2000, p. 70)



## • L'évolution récente du climat de l'hémisphère nord

L'ouvrage finit sur l'évolution du climat depuis une trentaine d'années.

Au niveau des enregistrements, le fait le plus important est la baisse régulière de la température sur l'Arctique depuis 1930-40, époque à laquelle il avait atteint un maximum récent (Fig. 7; le Canada [accolé à la zone occidentale de l'Arctique dont la température a baissé de 4 à 5°C pour l'automne et l'hiver entre 1950 et 90], reçoit des "blizzard du siècle" depuis les années 90 : -52°C dans le Saskatchewan le 18/01/96).

L'ensoleillement du pôle nord est en diminution depuis 12 000 ans, un peu avant le maximum climatique holocène, où il avait atteint un maximum de 2200 W/m<sup>2</sup> reçus à 85°Nord (Leroux, p. 268). On est descendu à 2020 W/m<sup>2</sup> actuellement (-8%). Cela est évidemment compatible avec un refroidissement de l'Arctique mais pourquoi juste maintenant et pas en 1900 par exemple ? On ne sait pas. On ne peut donc dire si cette tendance va continuer.

Sur l'espace atlantique Groenland-Scandinavie, aux portes de l'Arctique, la température a augmenté en moyenne de 2°C au cours des trois dernières décennies, l'augmentation la plus forte étant en hiver. Parallèlement les précipitations augmentent et les pressions baissent surtout en hiver (où la baisse est supérieure à 5hPa).

Si l'évolution de la température sur l'Arctique lui-même s'est inversée à partir de 1930-40 (Fig. 7), on observe en général dans l'espace atlantique un optimum climatique un peu décalé centré sur les années 1940-1950. Depuis ce petit optimum, les évolutions sont inverses suivant les endroits. Les AMP sont paradoxalement responsables, soit d'une propagation du refroidissement, soit au contraire d'un réchauffement par leurs couloirs dépressionnaires dynamiques associés. C'est en hiver, lorsqu'ils sont puissants que ces effets sont les plus marqués. Les moyennes sont un écho assourdi de l'incessante circulation des AMP puisque chaque passage correspond à une baisse suivie d'une hausse de la pression par exemple.

Le long de leurs voies de passage privilégiées (Amérique du nord à l'est des Rocheuses), la moyenne de température baisse, la moyenne de pression augmente. Les tornades qui se forment sur la face avant des AMP sont en augmentation. La limite de culture commerciale des agrumes en Floride a migré vers le sud à cause de coups de gelée liés aux AMP dont la pression centrale dépasse 1045 hPa. Dans l'agglutination anticyclonique des Acores nourrie par ces AMP, la pression moyenne augmente assez régulièrement sur les 30 dernières années (ex. aux Canaries) et elle s'étale en outre davantage vers le sud. Les précipitations dans le Sahel reculent vers le sud parallèlement à cette augmentation de pression dans les agglutinations anticycloniques, AA. Ce décalage vers le sud des structures pluvieuses tropicales africaines est responsable de la grande sécheresse du Sahel.

Sur les trajets préférentiels des couloirs dépressionnaires associées et notamment l'espace atlantique Groenland-Scandinavie (la "dépression d'Islande"), la température augmente et les pressions baissent en covariation (916 hPa lors de la "Brauer storm" entre Islande et Ecosse le 10/01/93). Les tempêtes de pression inférieure à 950hPa sont en forte augmentation surtout l'hiver. Elles débordent largement sur les pays riverains de l'atlantique (par exemple pour nous en Bretagne). Parallèlement il y a une hausse soutenue des précipitations et on observe un gain de masse des glaciers groenlandais, islandais et norvégiens (World Meteorological Organisation 1998, cité dans Leroux 2000, p. 304). L'atlantique n'est pourtant pas à l'abri des AMP scandinaves de trajectoire méridienne (responsables des coups de froid sur la France : le vent de nord-est ou d'est est la circulation anticyclonique interne à la lentille d'air froid).

On peut conclure à une augmentation de vigueur des transports méridiens dans l'hémisphère nord. On va vers un mode rapide de la circulation générale. Le risque naturel météorologique s'accroît.

Cela est à comparer aux conséquences attendues des résultats des méga-modèles numériques du climat médiatisés par le GIEP : le point d) présenté p. 31 : ils prédisent un réchauffement des pôles donc un ralentissement du moteur thermique méridien, moins de tempêtes aux latitudes moyennes. Là aussi, c'est un constat d'échec de ces méga-modèles numériques.

L'évolution observée peut représenter un retour progressif aux conditions dynamiques et climatiques qui prévalaient au passage du siècle précédent, à l'époque 1880-1920 (Fig. 7). Il n'y a pas de dérèglement du climat, les processus dynamiques du temps sont toujours les mêmes.

La France est en position intermédiaire, ni sur une trajectoire privilégiée d'AMP, on est en bout de course des AMP américano-atlantiques, ni sur une trajectoire privilégiée de couloirs dépressionnaires associés. Mais le temps en France obéit à la dynamique des AMP. La période 1931-60 a été chaude. Depuis 1980 il y a une alternance de records de froid et de records de chaud.

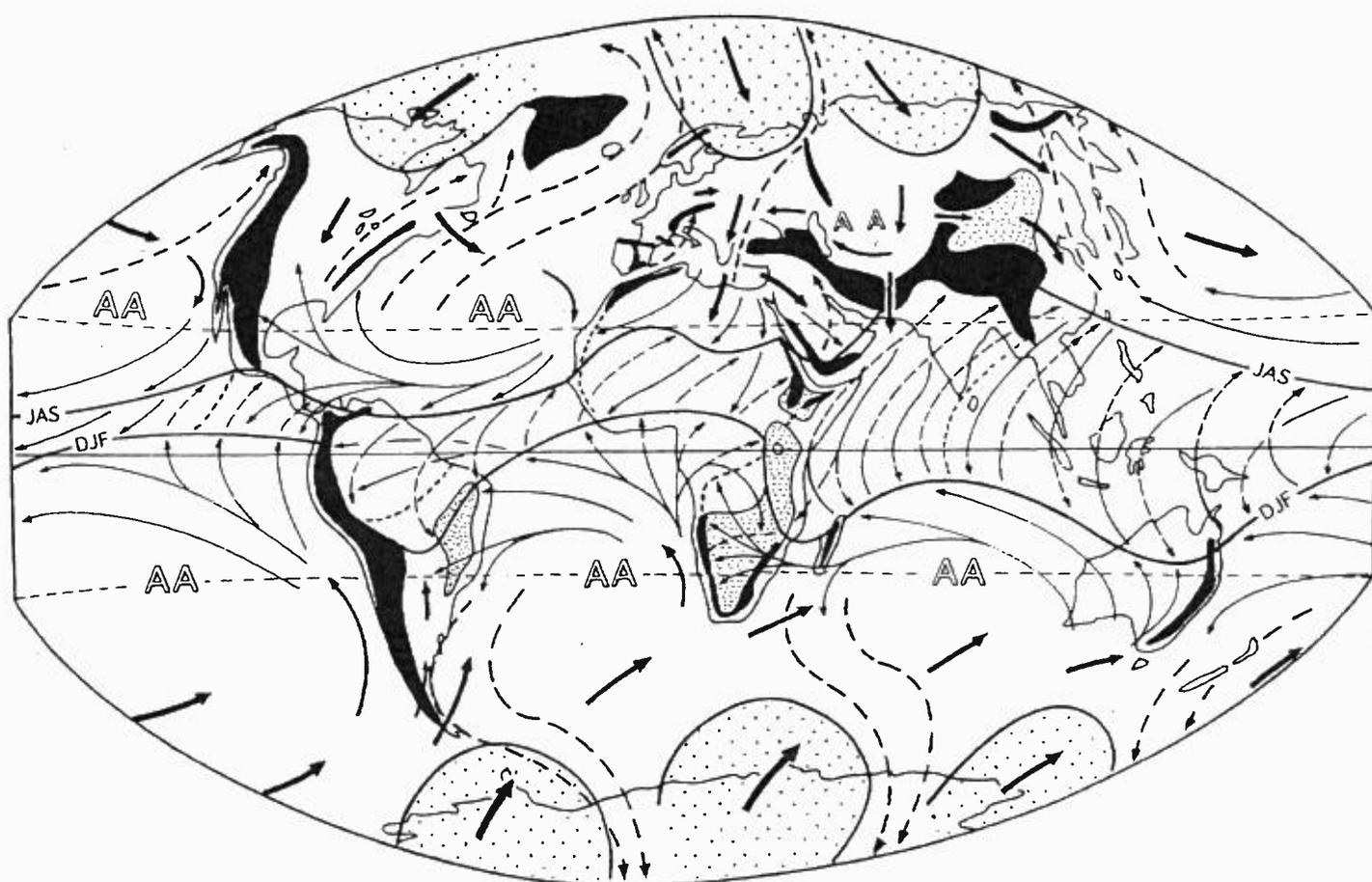
Le passage du froid excessif à la chaleur torride est la normalité en Amérique du nord qui est un passage privilégié des AMP et fait oublier que Montréal est à la hauteur de Bordeaux et New York à celle de Naples.

Plusieurs épisodes de pluie diluvienne (Maison la romaine 22/09/92, p. 103 et 144, inondations du languedoc-Roussillon les 12 et 13/11/99, p.146, photos satellites à l'appui) ou tempêtes récentes (celles du 26 au 28/12/99,

p. 336, schémas à l'appui) sont analysés avec la nature et le positionnement de leurs AMP générateurs de forte puissance (160 paroxysmes pluviométriques ont été analysés pour le couloir rhodanien et ses marges par J. Comby, 1998). A l'opposé des glaciers du Groenland, d'Islande et de Scandinavie, les glaciers alpins qui étaient en crue il y a une vingtaine d'années ont tendance à reculer [sur les dernières décennies l'évolution de la masse de glace de ces deux régions est quasi systématiquement inverse, quand l'une gagne, l'autre perd et vice versa; Six et al. 2001]. Les Alpes sont un lieu de rencontre d'AMP atlantiques et des AMP d'Europe centrale. Pas à l'automne ni au printemps mais au coeur de l'hiver, le massif alpin est souvent isolé au milieu d'une vaste couverture anticyclonique formée sur l'Europe centrale. Cette agglutination anticyclonique rejette la pluviogenèse sur son pourtour (ex. de déc. 92 à fév. 93, agglutination, déficit pluviométrique > 70% dans le SE de la France, Leroux, p. 141). Au dessus de cet air froid, à partir de l'inversion, de l'air "chaud", sans nébulosité, circule, souvent d'origine sud, qui favorise la fonte des glaces.



Fig. 11 (in Leroux 2000, p. 87)



- relief infranchissable par l'air dense des AMP (limite de circulation)
- ▨ hautes terres aérologiquement importantes AA agglutination anticyclonique
- ⋯ point de départ d'AMP → trajectoire d'AMP — → flux chaud dévié vers le pôle
- trace au sol de l'Equateur Météorologique, positions saisonnières (DJF et JAS)
- ⋯ discontinuité (d'alizés ou moussons) — → alizé - - - → mousson

Les espaces de circulation dans les basses couches (synthèse schématique).

DJF : décembre-janvier-février; JAS : juillet-août-septembre

## Références

- BARD, E. 1999 "La datation au carbone 14 fait peau neuve", La Recherche 323, sept., 52-56.
- BIRD, R.B. - STEWART, W.E. - LIGHTFOOT, E.N. 1960 "Transport phenomena" John Wiley & sons, 780p; chap. 14 "Energy transport by radiation", p. 426-455.
- BRASSEUR, G. - SOLOMON, S. 1986 "Aeronomy of the middle Atmosphere", D. Reidel Publ., Dordrecht, 447p.
- COHEN-TANNOUJJI, G. 1995, "Les constantes universelles", Hachette "Questions de Sciences", 142p.
- COMBY, J. 1998, "Les paroxysmes pluviométriques dans le couloir rhodanien et ses marges", Thèse, Univ. Lyon 3. Laboratoire de climatologie, 668p.
- DUPLESSY, J.C. 2001 "Etat des connaissances et incertitudes sur le changement climatique induit par les activités humaines", C.R.A.S., série IIa, 333, 765-73.
- DYSON, F. 1985, "Qu'est-ce que la chaleur ?" in "Les phénomènes naturels" "Pour la Science", Belin distr., 126-131.
- GAUSSORGUES, G. 1981, "La thermographie infrarouge", Technique et documentation édit., Paris.
- JONES, P.D. 1990, "Le climat des mille dernières années", La Recherche n°219, p.304-312.
- KAHL, J.D. - CHARLEVOIX, D.J. - ZALTSEVA, N.A. - SCHNELL, R.C. - SERREZE, M.C. 1993, "Absence of evidence for greenhouse warming over the Arctic Ocean in the past 40 years", Nature, vol.361, 28/01/93, p. 335-37.
- LENOIR, Y. 2001, "Climat de Panique", Favre éditeur, Lausanne, 217p,
- LEROUX, M. 2000 (2<sup>è</sup> édit.), "La dynamique du temps et du climat", Dunod, Masson Sciences, 367p.
- LIU, K.N. 1992, "Radiation and cloud processes in the atmosphere", Oxford University Press, 487p.
- SADOURNY, R. 2001, "Effet de serre, CO<sub>2</sub> et atmosphère", in Farouki, N. "Les progrès de la peur", Le pommier édit., p. 329-37.
- SALBY, M.L. 1996, "Fundamentals of Atmospheric Physics", Academic Press, San Diego, 627p.
- SIX, D. - REYNAUD, L. - LETREGUILLY, A. 2001, "Bilan de masse des glaciers alpins et scandinaves, leurs relations avec l'oscillation du climat de l'Atlantique nord", C.R.A.S., ser. II.a, 333, p. 693-98.
- SVENSMARK, H. - FRIIS-CHRISTENSEN, E. 1997, "Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage - a missing link in solar-climate relationships", Jl. of atmospheric and solar terrestrial physics, vol. 59, n°11 (cité dans Lenoir, Y. 2001, p. 123).
- WAYNE, R. P. 1991 (2<sup>nd</sup> Edit.) "Chemistry of Atmospheres", Clarendon Press, Oxford, 447p.