

QUELQUES ASPECTS DE LA PHYSIQUE DES ATMOSPHERES DES
PLANETES TELLURIQUES

La force de Coriolis

Le diagramme de phase

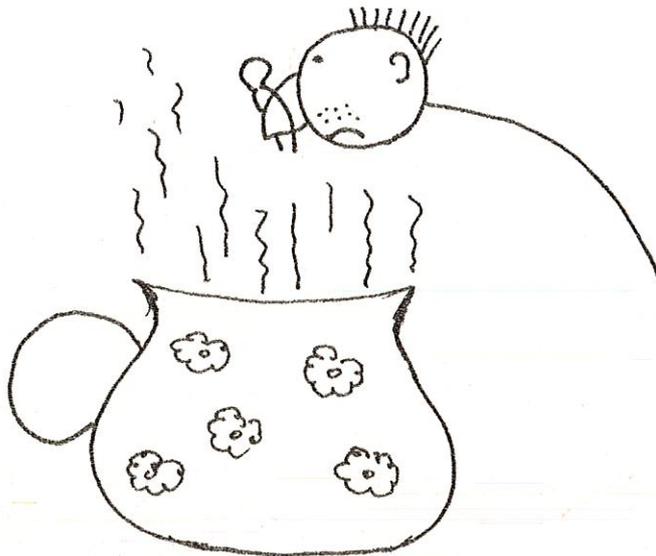
Les saisons sur les planètes

Equilibre hydrostatique des atmosphères isothermes

Transport d'énergie dans les atmosphères

Equilibre chimique des atmosphères

Spéculations sur l'origine des atmosphères



RAPPEL DE QUELQUES NOTIONS NECESSAIRES
A L'ETUDE DES ATMOSPHERES

UNE DEFINITION UTILE.

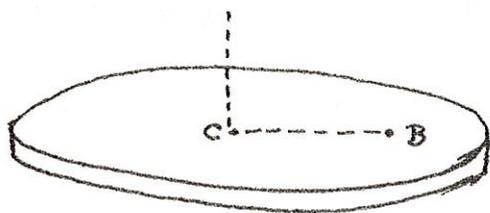
Dans le système CGS, les pressions sont exprimées en dyne cm^{-2} . Dans le domaine météorologique, il est commode de définir :

$$1 \text{ bar} = 10^6 \text{ dyne cm}^{-2}$$

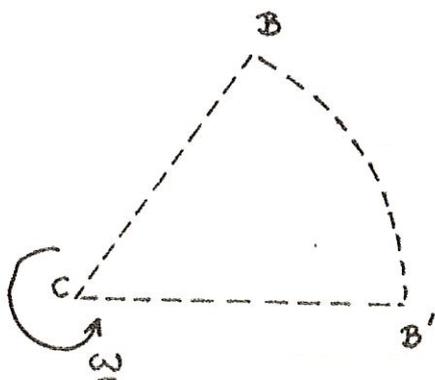
$$1 \text{ atmosphère} = 1,013 \times 10^6 \text{ dyne cm}^{-2}$$

$$\approx 1 \text{ bar}$$

La pression moyenne à la surface de la Terre est 1 atmosphère.

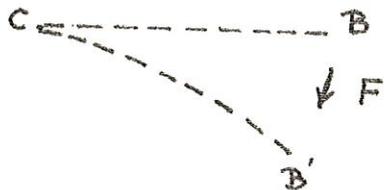
LA FORCE DE CORIOLIS : NOTIONS INTUITIVES

Considérons un disque stationnaire et sans rotation. On lance du centre C dans le plan du disque et à vitesse constante un corps quelconque : le corps suit une droite et après un temps Δt se trouve en B.



Supposons maintenant que le disque tourne à une vitesse angulaire constante ω . Pour un expérimentateur observant cette expérience de l'extérieur, le corps lancé de C suit toujours une droite : toutefois, par rapport au cas précédent, après un temps Δt le corps n'est pas en B mais en B' puisque le disque a tourné pendant le temps Δt .

Pour un expérimentateur situé sur le disque même (par exemple une fourmi intelligente !), le corps ne décrit pas une droite : afin d'interpréter ce phénomène par les lois du mouvement de la mécanique classique, la "fourmi" "invente" une "force" F qui "pousse" le corps dans la direction $B \rightarrow B'$



On appelle cette force "la force de Coriolis" ; calculons sa valeur.

Pendant un temps Δt , le corps traverse une distance radiale $\Delta r = v \Delta t$, v étant la vitesse du corps.

Pendant le même temps, le disque fait une rotation de $\Delta\theta = \omega \Delta t$, ω étant la vitesse angulaire.

Donc, B décrit un arc de cercle de longueur :

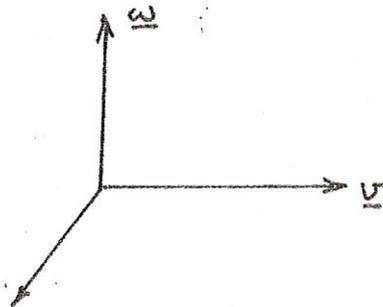
$$\begin{aligned}\Delta s &= \Delta r \Delta\theta \\ &= (v \Delta t) (\omega \Delta t) \\ &= v \omega (\Delta t)^2\end{aligned}$$

Or, un corps soumis pendant un temps Δt à une accélération $\overset{a}{\Delta}$ parcourt une distance $\Delta s = \frac{a}{2} (\Delta t)^2$.

Donc, l'accélération effective dans la direction BB' du corps lancé en C est :

$$a = 2 v \omega$$

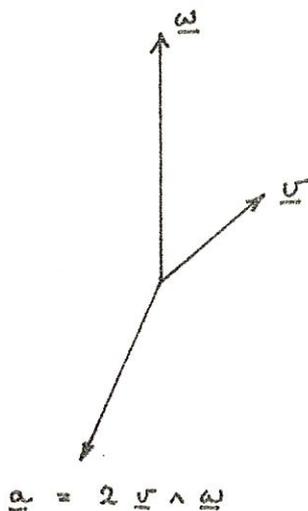
On remarque que la direction de l'accélération est celle du produit vectoriel $\underline{v} \wedge \underline{\omega}$:



$$\underline{a} = 2 \underline{v} \wedge \underline{\omega}$$

Nous pouvons alors considérer que le corps est soumis à la force :

$$\begin{aligned}\underline{F} &= m \underline{a} \\ &= 2 m \underline{v} \wedge \underline{\omega}\end{aligned}$$



On montre que ce résultat reste valable quel que soit l'angle entre \underline{v} et $\underline{\omega}$.

Question J1 : Considérer le mouvement d'un corps lancé verticalement depuis la surface de la Terre :

- 1) aux pôles,
- 2) à une latitude de 45° ,
- 3) à l'équateur

Indiquer la valeur et la direction de la force de Coriolis.

Chaleurs latentes de changement d'état.

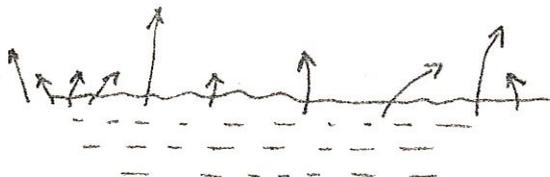
Considérons un gros bloc de glace à 0°C , sur lequel on pose un corps chaud. On constate expérimentalement qu'une certaine quantité de glace fond ; pourtant, tant qu'il reste de la glace, sa température ne change pas. En même temps, le corps chaud se refroidit - en effet, il perd une quantité d'énergie qui est utilisée pour fondre la glace à température constante. On appelle cette énergie "la chaleur latente de fusion" de la glace ; sa valeur numérique est de 80 calories g^{-1} ($3,3 \times 10^9 \text{ erg g}^{-1}$).

Considérons maintenant une certaine quantité d'eau à 0°C dans laquelle est immergé un corps plus froid ; on constate que celui-ci s'échauffe jusqu'à 0°C et qu'une quantité d'eau se solidifie, sans changer sa température pour autant. On conclut que la solidification d'eau à température constante libère une certaine quantité d'énergie ; sa valeur numérique est la même que pour la fusion, soit 80 calories par gramme.

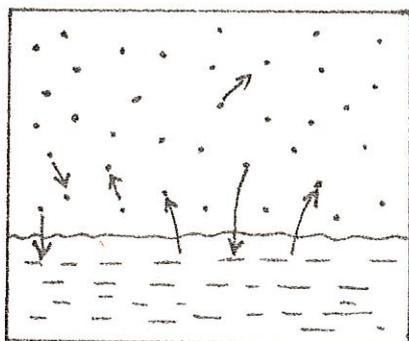
De manière plus générale, on constate que tout changement d'état de la matière se fait à température constante ; de plus, le changement est associé à un transfert d'énergie appelé "la chaleur latente". On observe que la transformation d'un état "ordonné" en état "désordonné" (solide en liquide, liquide en vapeur) implique l'absorption d'énergie, tandis que le processus inverse libère la même quantité d'énergie. Ces phénomènes trouvent une interprétation naturelle dans la description microscopique de la matière.

Pression de vapeur saturante.

Considérons, par exemple, la surface d'un liquide. Les molécules du liquide étant en agitation, celles dont l'énergie est suffisamment grande se détachent de la surface et se confondent avec la vapeur au-dessus de la surface. Si nous éliminons ces molécules à mesure qu'elles s'échappent (par aspiration, par exemple), le liquide s'évapore jusqu'à ce qu'il ne reste plus rien.



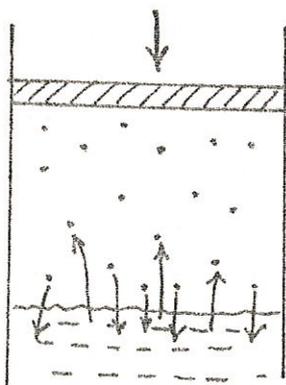
Supposons maintenant que le liquide soit dans une enceinte fermée.

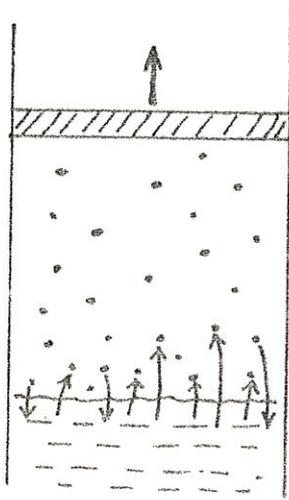


Comme avant, des molécules se détachent de la surface et se confondent avec la vapeur ; pourtant, ne pouvant plus s'échapper, chaque molécule de la vapeur a une possibilité finie de se mélanger à nouveau au liquide. Au début, quand la vapeur est très ténue, l'évaporation est beaucoup plus rapide que le processus inverse ; à mesure que la pression de la vapeur s'accroît, l'évaporation de

ralentit et un état d'équilibre est atteint quand le taux de liquéfaction des molécules est égal au taux d'évaporation.

La pression de la vapeur quand l'état d'équilibre est atteint s'appelle "la pression de vapeur saturante". On remarque qu'une augmentation lente de pression (par l'action d'un piston, par exemple) conduit à la liquéfaction d'un certain nombre de molécules jusqu'à ce que la pression de la vapeur résiduelle dans le volume réduit soit de nouveau égale à la pression de vapeur saturante.

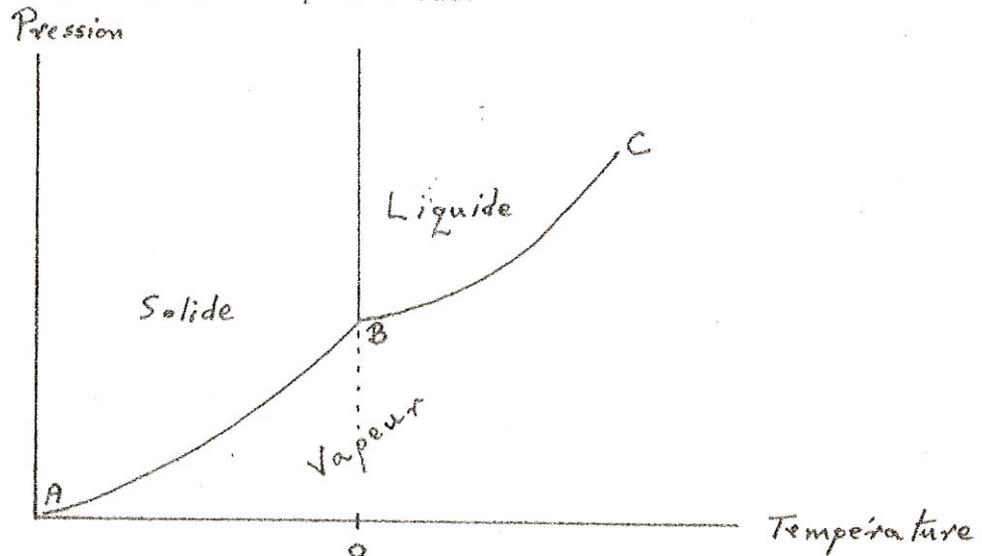




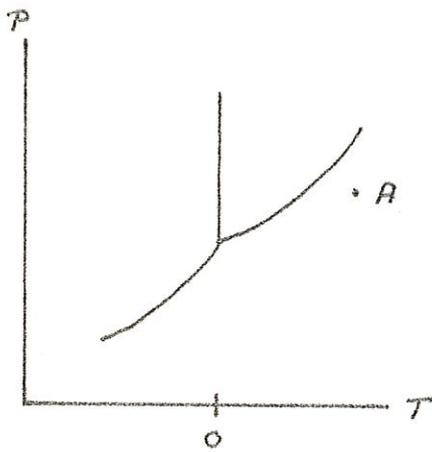
Par contre, lors d'une diminution lente de la pression (par détente du piston, par exemple), l'évaporation s'accroît jusqu'à ce que le nombre de molécules dans le volume ainsi augmenté corresponde de nouveau à la pression de vapeur saturante. Si la pression de vapeur saturante ne peut pas être atteinte, l'évaporation continue jusqu'à ce qu'il ne reste plus de liquide.

Une situation analogue existe dans le cas de la surface d'un solide : le solide se sublime ou la vapeur se solidifie selon la valeur de la pression ambiante par rapport à la pression de vapeur saturante.

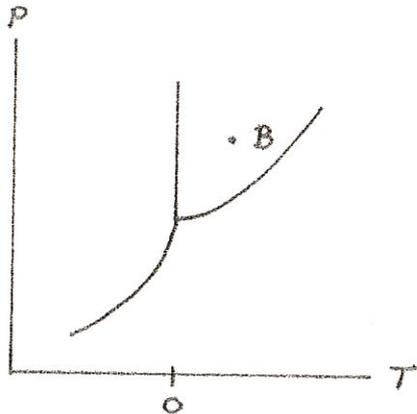
La pression de la vapeur saturante est une fonction croissante de la température. Considérons la vapeur d'eau.



La courbe ABC représente la variation de la pression de vapeur saturante en fonction de la température (c'est "la courbe de saturation") : on remarque qu'au-dessus de 0°C (BC - vaporisation), la vapeur est en contact avec un liquide, tandis qu'en dessous de 0°C (AB - sublimation), l'équilibre s'établit avec la glace (voir la suite).



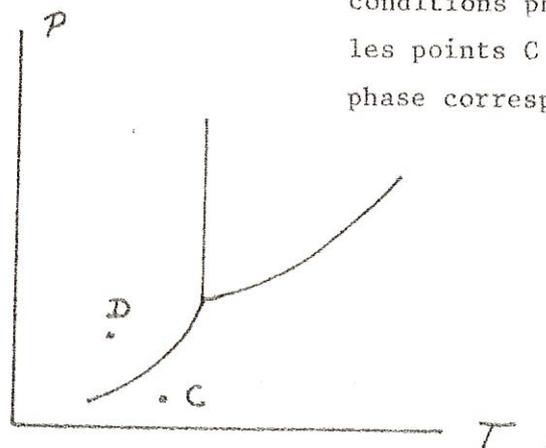
Considérons une vapeur dont la pression et la température sont représentés par le point A du diagramme P-T. La pression est inférieure à la pression de saturation à la température donnée : par conséquent, un liquide en contact avec cette vapeur tend à s'évaporer.



Considérons maintenant une vapeur dont la pression et la température sont représentées par le point B : la pression est supérieure à la pression de saturation et la vapeur se liquéfie.

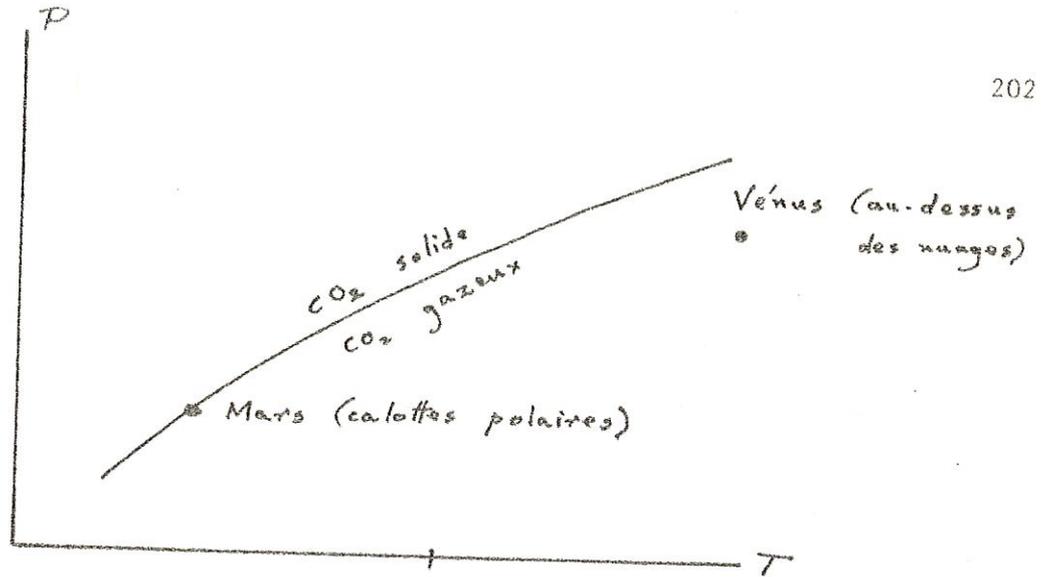
Question J2 :

(a)

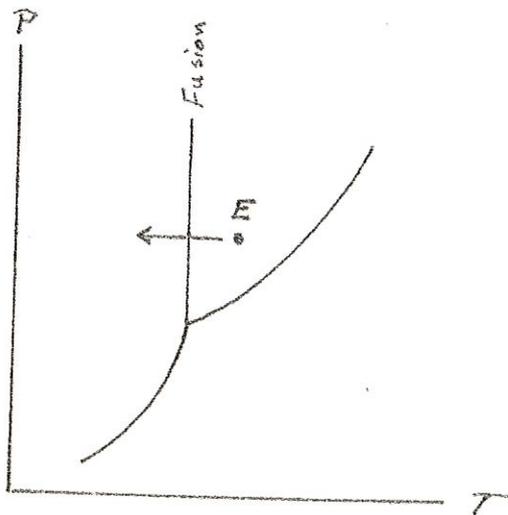


Considérons une vapeur soumise aux conditions physiques représentées par les points C et D, en contact avec la phase correspondante. Que se passe-t-il ?

(b)

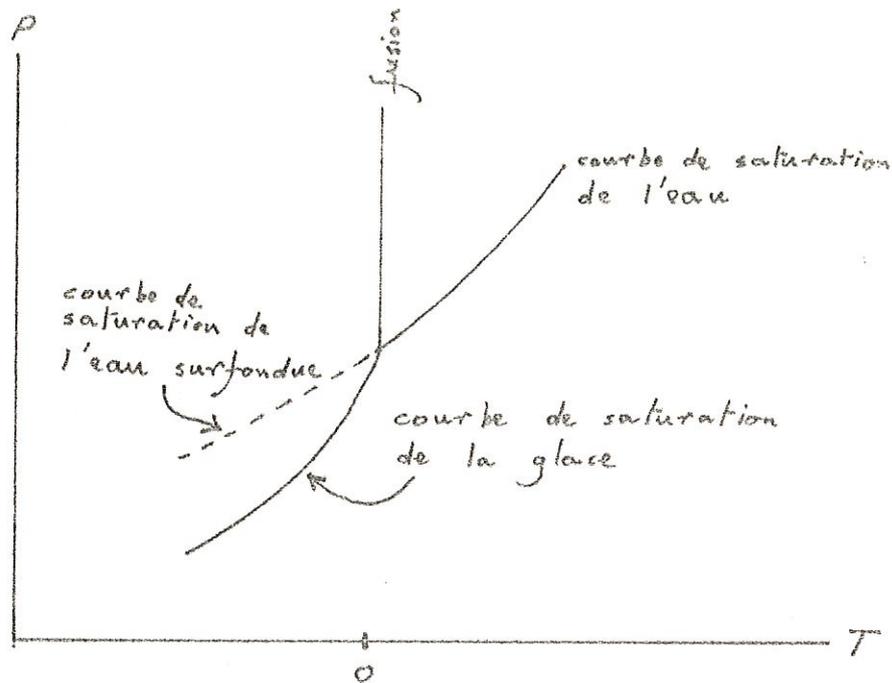


Le diagramme montre la courbe de saturation de CO_2 à l'état solide. On a marqué sur le diagramme les points représentatifs des conditions atmosphériques régnant au voisinage des calottes polaires martiennes et au-dessus des nuages de Vénus. En supposant qu'un état d'équilibre ait été atteint, qu'en concluez-vous sur la composition chimique des calottes polaires martiennes et de la matière précipitée des nuages de Vénus ?



Considérons un échantillon d'eau dont les conditions physiques correspondent au point E du diagramme P-T ; refroidissons le à pression constante jusqu'à une température inférieure à la température de fusion. L'eau devrait se transformer en glace : toutefois, on observe que, en l'absence d'un morceau de glace (ou, plus généralement, en l'absence de toute inhomogénéité), la phase liquide est

metastable et ne se solidifie pas immédiatement. Le liquide ainsi surfondu atteint un équilibre avec sa vapeur : et la courbe de saturation est une prolongation de celle établie au-dessus de 0°C



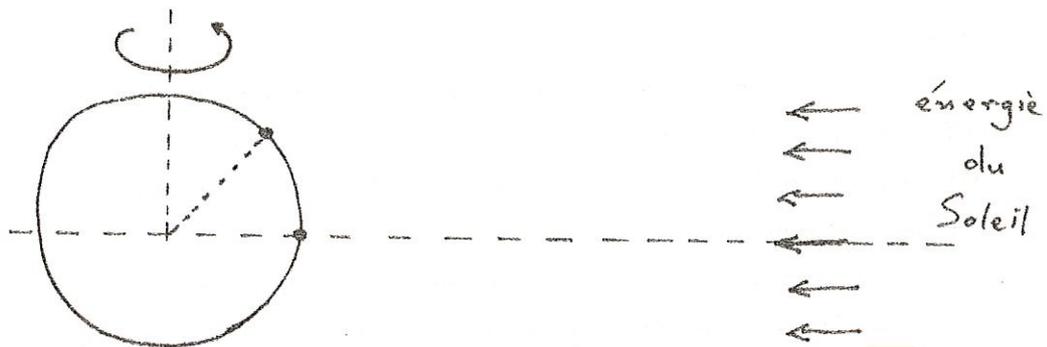
Question J3 : On refroidit soigneusement un échantillon d'eau pure en-dessous de 0°C , de façon à avoir un liquide surfondu ; on introduit par la suite quelques grains de poussière. En supposant que la vapeur est saturée, expliquer quels changements d'état et de température vont avoir lieu.

Plus généralement, tout changement de phase (solide en liquide, liquide en vapeur, etc...) se manifeste avec un certain retard ; c'est la présence de la nouvelle phase, d'une impureté quelconque, ou d'inhomogénéités, qui déclenchent la transformation.

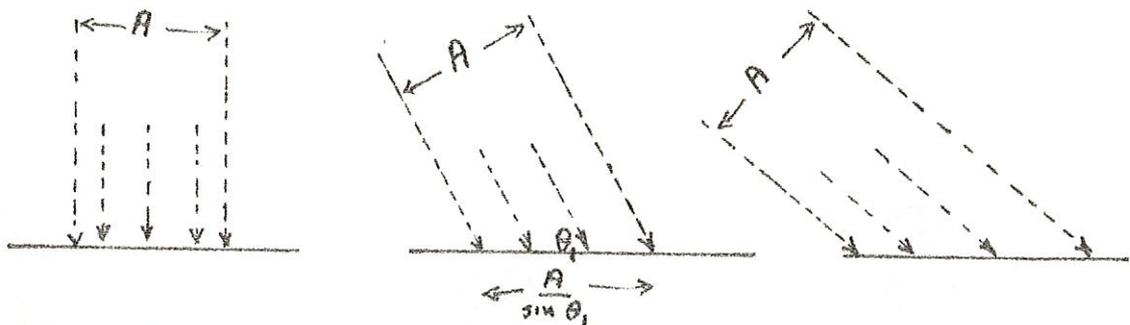
L'INCLINAISON DE L'AXE DE ROTATION D'UNE PLANETE ET LE PHENOMENE DES SAISONS.

Considérons d'abord une planète sans atmosphère dont l'orbite autour du Soleil est circulaire (ainsi, la quantité d'énergie reçue par la planète ne varie pas au cours du temps).

a) Cas d'une planète dont l'axe de rotation est perpendiculaire au plan orbital.

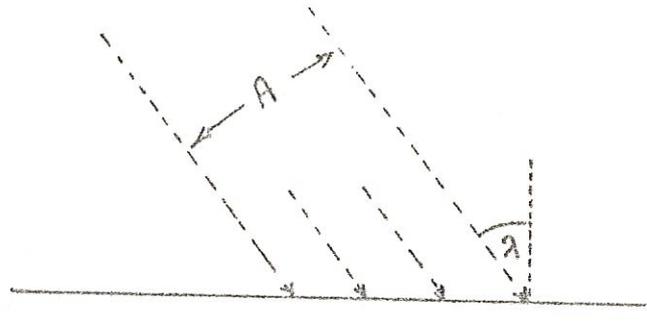


Considérons un endroit particulier de l'équateur de la planète.



A midi, le Soleil étant à la verticale, un faisceau d'énergie de section A chauffe une étendue de même surface A . Au même endroit dans l'après midi ou le matin, le Soleil est plus bas, à la hauteur angulaire θ_1 . Par conséquent, la même quantité d'énergie est maintenant répartie sur une surface $A/\sin \theta_1 > A$: l'échauffement est plus faible et la température est inférieure à celle de midi.

direction du Soleil à midi
en un lieu ayant la latitude λ

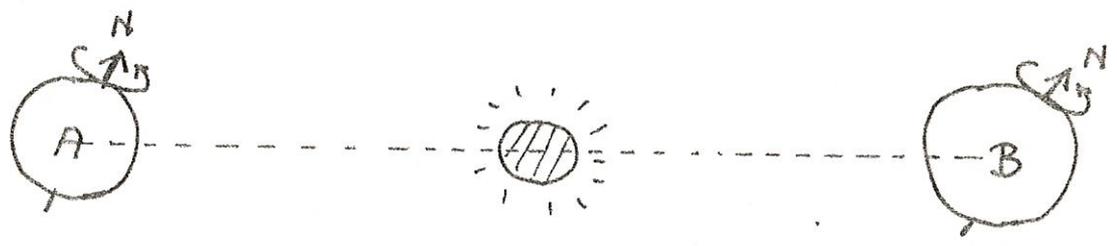


A une latitude λ , la hauteur du Soleil à midi est $90^\circ - \lambda$; donc, l'énergie qui était répartie à midi à l'équateur sur une surface A est maintenant répartie sur la surface $A/\sin(90 - \lambda) > A$: la température est plus faible.

Aux autres heures du jour, la répartition de l'énergie est encore plus défavorable ; de plus, en fonction de la latitude, la longueur du jour est plus courte qu'à l'équateur ; par conséquent, la température moyenne décroît progressivement vers les pôles.

Remarquons qu'en un lieu donné, la température moyenne dans une journée et la variation quotidienne de la température ne changent pas pendant l'année - il n'y a pas de saisons. De plus, la valeur moyenne de $1/\sin \theta$ est la même pour l'hémisphère austral que pour l'hémisphère boréal : donc, l'échauffement des deux hémisphères est identique.

b) Cas d'une planète dont l'axe de rotation est incliné sur le plan orbital.



Nous avons vu (cf. pages 5, 6, 7) que, si l'axe de rotation d'une planète est incliné sur le plan orbital, la hauteur angulaire atteinte par le Soleil à midi en un endroit donné dépend du jour de l'année. Si la planète se trouve à l'endroit A de son orbite, de telle sorte que le Soleil soit relativement haut à midi dans l'hémisphère boréal, il est relativement bas dans l'hémisphère austral. Donc, comme la valeur moyenne de $1/\sin \theta$ est plus grande dans l'hémisphère nord et comme les jours sont plus longs, l'énergie solaire est répartie sur l'hémisphère nord de façon beaucoup plus favorable - c'est l'été. La situation est inversée 6 mois plus tard, quand la planète se trouve à l'endroit B de son orbite.

c) Question J4 : Quelles sont les variations saisonnières d'une planète dont l'axe de rotation se trouve dans le plan de l'orbite ?

d) Cas des orbites elliptiques

La distance entre une planète et le ^(Soleil varie au) cours de l'année et par conséquent l'énergie reçue par la planète varie. L'effet n'est pas grand en pratique, parce que les excentricités planétaires sont faibles ; pourtant, dans le cas de la Terre et de Mars (seules planètes telluriques dont les axes de rotation soient inclinés de façon notable sur le plan orbital), ce phénomène s'ajoute et donc modifie les changements saisonniers de température.

La Terre est en aphélie pendant l'été boréal et en périhélie pendant l'hiver boréal. Donc, en ce qui concerne l'hémisphère nord, l'intensité de l'éclairement solaire change en opposition de phase avec les saisons, ce qui adoucit un peu les hivers (en principe - mais d'autres phénomènes jouent aussi un rôle) et rafraîchit (en principe) les étés. C'est le contraire dans l'hémisphère sud ; donc, en principe, l'hiver austral est plus froid que l'hiver boréal et l'été est plus chaud.

Dans le cas de Mars, le même phénomène conduit à une dissymétrie des deux calottes polaires : la calotte boréale persiste en été, tandis que celle du sud disparaît entièrement.

Le problème se complique beaucoup dans les cas plus réalistes ; par exemple, s'il y a une atmosphère, la chaleur peut être emmagasinée par la surface de la planète et transportée ensuite par l'atmosphère d'un endroit chaud à un endroit froid. En particulier, on remarque que la température superficielle de Vénus (cf. plus loin) varie très peu d'un endroit à un autre.

Question J5 : D'après ce que l'on vient de dire, le moment le plus chaud de la journée devrait être midi. En pratique, la température atteint son maximum dans l'après-midi ; pourquoi ?

UNE APPROCHE ELEMENTAIRE DE L'ETUDE DES ATMOSPHERES

Une atmosphère représente un système très complexe : c'est un fluide en mouvement avec des sources de chaleur et des mécanismes de refroidissement. De plus, son comportement est souvent régi par la nature de la surface planétaire ; pour étudier un tel système, il faut écrire toutes les équations de la physique relatives aux fluides et les résoudre simultanément. La solution exige l'utilisation des ordinateurs et même dans ce cas, elle est peu fiable à cause des approximations faites (cf. prévisions météorologiques !)

Par la suite, nous discuterons seulement quelques principes ; nous les étudierons séparément afin de montrer comment on devrait les étudier. Nous commençons avec une atmosphère isotherme, en équilibre hydrostatique ; en tenant compte de la présence dans une atmosphère réelle des molécules qui absorbent le rayonnement, on met en évidence un gradient de température. On montre par la suite que les gradients observés entraînent des mouvements verticaux de gaz, qui entraînent à leur tour (par la force de Coriolis) des mouvements de circulation à grande échelle : les conclusions ne sont pas compatibles avec les hypothèses de départ !

LES VARIATIONS DE PRESSION ET DE DENSITE DANS LES ATMOSPHERES DES PLANETES

Nous avons déjà appliqué l'équation fondamentale de l'hydrostatique au cas de la photosphère solaire. En admettant comme hypothèse simplificatrice que les atmosphères des planètes sont aussi isothermes (!), on trouve par un calcul analogue, que les variations de pression et de densité sont :

$$p(x) = p(0) \exp\left(-\frac{mgx}{KT}\right)$$

$$\rho(x) = \rho(0) \exp\left(-\frac{mgx}{KT}\right)$$

où :

$p(0)$ et $\rho(0)$ sont respectivement la pression et la densité à la surface planétaire,

g est l'accélération de la pesanteur,

m est la masse moléculaire de l'atmosphère,

T la température.

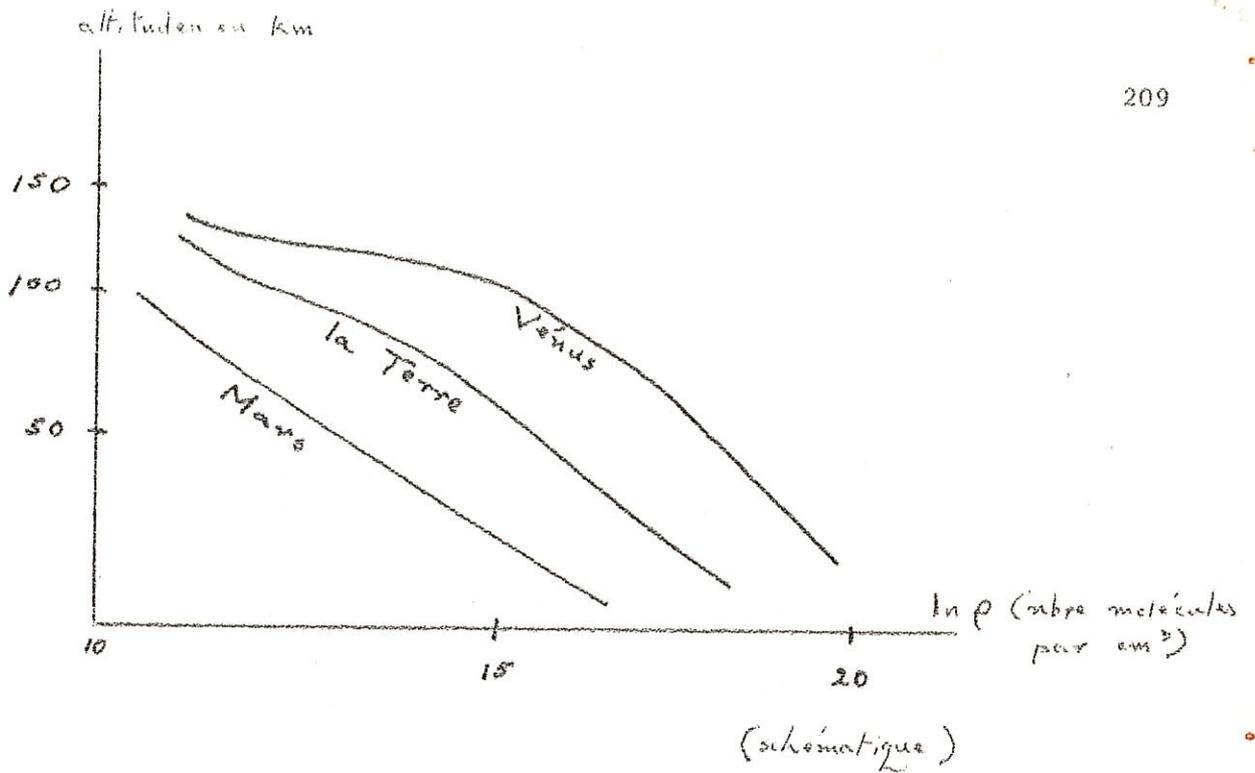
Il est commode de caractériser une atmosphère par la quantité $\frac{KT}{mg} = H$; on l'appelle souvent "l'échelle de hauteur". Si deux atmosphères ont la même échelle de hauteur, la pression et la densité varient de la même manière (même si les valeurs à la surface ne sont pas les mêmes).

On peut exprimer les relations précédentes de la façon suivante :

$$\ln p(x) = -\frac{x}{H} + \ln p(0)$$

$$\ln \rho(x) = -\frac{x}{H} + \ln \rho(0)$$

Comparons les variations de densité, définies par la deuxième relation, de Vénus, de la Terre et de Mars.



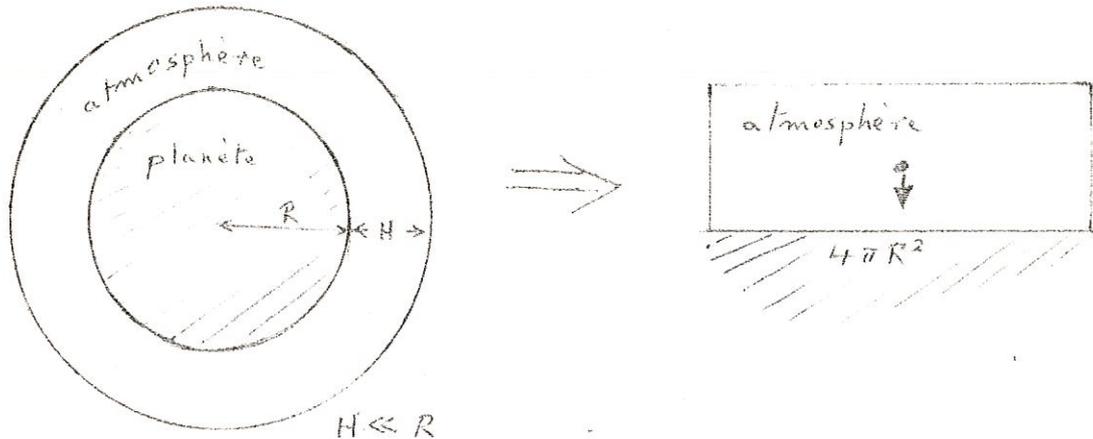
On remarque d'abord que, grossièrement, les trois courbes sont "parallèles", c'est-à-dire que les échelles de hauteur de ces trois atmosphères sont comparables : les valeurs de g , m et T pour ces 3 planètes se compensent approximativement dans la combinaison KT/mg

	Composante dominante atmosphérique	\bar{m} (u.m.a.)	g cm s^{-2}	\bar{T} à la surface	échelle de hauteur
Vénus	CO_2	44	888	750	15
Terre	N_2, O_2	29	981	290	8
Mars	CO_2	44	373	210	11

Question J6 : On remarque que les courbes de $\ln \rho(x)$ en fonction de x ne sont pas parfaitement linéaires. Trouvez une explication de cet écart à la linéarité. Qu'en concluez-vous en ce qui concerne la variation avec l'altitude de la température sur Mars ?

LA MASSE D'UNE ATMOSPHERE

L'épaisseur d'une atmosphère planétaire est généralement négligeable par rapport au rayon planétaire (témoin, par exemple, la valeur de l'échelle de hauteur), ce qui permet deux simplifications. D'une part, la valeur de la force de gravitation peut être supposée constante dans toute l'atmosphère, d'autre part, nous pouvons remplacer la surface sphérique par une surface plane ayant la même aire.



La pression P à la surface d'une planète soutient le poids de l'atmosphère : on a alors :

$$P = m g$$

m étant la masse d'une colonne de l'atmosphère ayant un centimètre carré de surface.

Par conséquent :

$$m = \frac{P}{g}$$

et :

$$M = \text{masse totale de l'atmosphère}$$

$$= m \times 4 \pi R^2$$

$$= 4 \pi R^2 \frac{P}{g}$$

R étant le rayon de la planète, on trouve ainsi :

	Pression à la surface	g	M
Vénus	$80 \times 10^6 \text{ dyne cm}^{-2}$	888 cm s^{-2}	$4 \times 10^{23} \text{ g}$
Terre	1×10^6	981	5×10^{21}
Mars	$.006 \times 10^6$	394	2×10^{19}

Question J7 :

a) Les océans de la Terre contiennent de l'ordre de 10^{24} grammes d'eau. En supposant la température suffisamment élevée pour vaporiser les océans et en supposant qu'il n'y ait pas évaporation de la vapeur d'eau, estimer la nouvelle pression atmosphérique à la surface de la Terre.

b) On suppose que 0,05 % du volume de l'atmosphère de Mars est constitué de molécules d'eau. Si toutes ces molécules pouvaient se déposer uniformément sur la surface, estimer l'épaisseur de la couche qui se formerait. Cette question a-t-elle un intérêt autre que celui de vous ennuyer ?

LE TRANSFERT D'ENERGIE DANS UNE ATMOSPHERE

Une atmosphère est généralement le siège de trois processus thermiques :

- absorption de l'énergie solaire ;
- absorption de l'énergie rayonnée par la surface planétaire ;
- émission d'énergie due à son échauffement par les processus (a) et (b).

Si l'atmosphère est en équilibre thermique, l'énergie émise doit être égale à l'énergie absorbée : ce principe s'applique non seulement à l'atmosphère dans son ensemble, mais aussi à chaque couche individuelle.

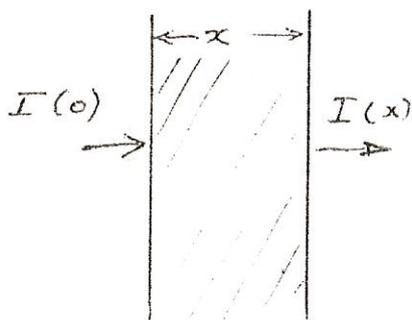
De plus, dans une atmosphère ayant un gradient de température il peut se manifester un phénomène de convection, ce qui conduit aussi à un transfert d'énergie d'un endroit à un autre.

On comprend intuitivement que si une atmosphère est relativement opaque aux longueurs d'onde rayonnées par le sol, la surface reçoit un échauffement supplémentaire - c'est "l'effet de serre" dont on a déjà parlé dans le contexte de l'atmosphère terrestre.

On devine aussi que dans une atmosphère où la convection est très importante, les différences de température tendent à décroître jusqu'à une valeur limite.

Il est commode d'étudier ces deux phénomènes physiques séparément, pour voir dans quelle mesure ils expliquent les propriétés thermiques de Vénus, de Mars et de la Terre.

Notions élémentaires relatives au transfert de rayonnement.



Nous avons déjà introduit (pp. 46, 47) la notion de "l'opacité" K d'un milieu traversé par le rayonnement

$$I(x) = I(0) \exp(-Kx)$$

où :

$I(0)$ est l'intensité initiale,

$I(x)$ est l'intensité du faisceau après

avoir traversé une épaisseur x du milieu d'opacité K . La quantité (Kx) est habituellement appelée "profondeur optique" τ .

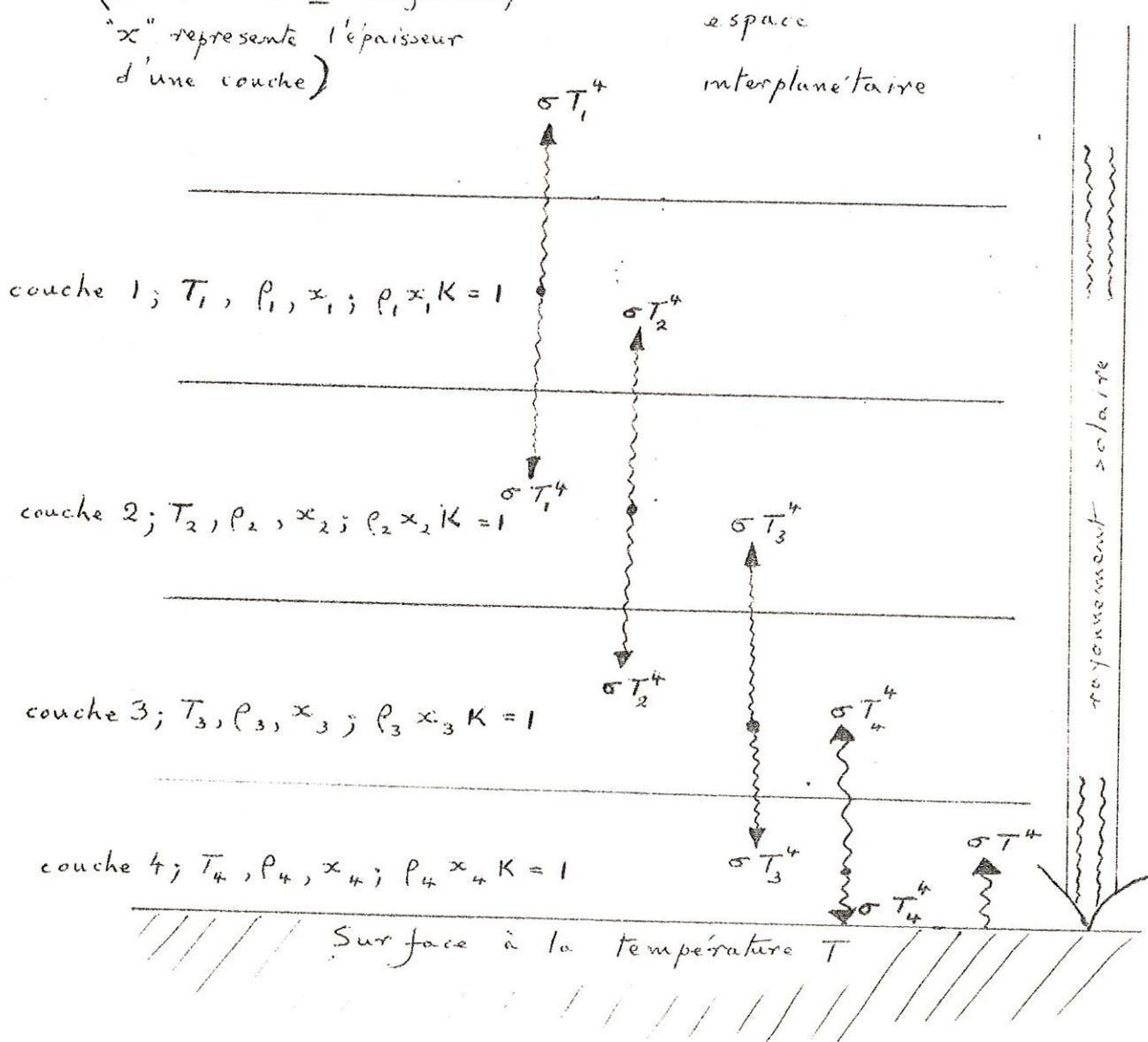
On a aussi remarqué que, si l'épaisseur est égale à $1/K$, nous pouvons, en première approximation, considérer que tout le rayonnement initial est absorbé et que la couche rayonne comme un corps noir. La profondeur optique d'une telle couche est 1.

Considérons une atmosphère planétaire transparente au rayonnement solaire ($\tau_{\text{visible}} \ll 1$), mais assez opaque ($\tau_{\text{IR}} \gg 1$) au rayonnement infrarouge émis par la surface. On considère (comme précédemment) une géométrie en couches plans.

Décomposons l'atmosphère en couches d'épaisseur telle que la profondeur optique de chaque couche soit égale à 1. Comme la densité décroît avec l'altitude, et que l'opacité est fonction du nombre de molécules, l'épaisseur géométrique de chaque couche augmente avec l'altitude à condition de négliger la convection, ceci n'a pas d'importance dans le cadre de cette analyse simplifiée.

Supposons, à titre d'exemple, que la profondeur optique de l'atmosphère soit 4 ; on a alors quatre couches.

(Nota: Dans ce diagramme, "x" représente l'épaisseur d'une couche)



On comprend maintenant l'avantage de décomposer l'atmosphère en couches dont la profondeur optique est 1 : une couche donnée absorbe relativement peu de son propre rayonnement, ce rayonnement étant absorbé entièrement par la couche qui lui est juxtaposée.

Nous avons déjà étudié (p. 90) le bilan d'énergie d'un corps noir éclairé par le Soleil : en équilibre thermique, sa température est T_e :

$$T_e^4 = \frac{T_\odot^4}{r^2}$$

où r est la distance au Soleil.

Ce calcul s'applique immédiatement à l'énergie rayonnée vers l'espace par l'ensemble de l'atmosphère : le flux rayonné est égal à σT_1^4 (puisque c'est la couche supérieure qui rayonne), et il doit être égal au flux reçu du Soleil.

On en conclut que :

$$T_1 = T_e = \frac{T_\odot}{r^{1/2}}$$

Considérons maintenant le bilan énergétique de la couche 1. Elle émet un flux d'énergie σT_1^4 (vers le haut) + σT_1^4 (vers le bas) ; puisque l'atmosphère est supposée transparent au rayonnement solaire, la seule énergie reçue par la couche 1 vient de la couche 2 ; soit un flux égal à σT_2^4 . En équilibre :

$$2 \sigma T_1^4 = \sigma T_2^4$$

d'où :

$$T_2^4 = 2 T_e^4$$

Il en est de même pour la couche 2 ; le flux rayonné est $2 \sigma T_2^4$, tandis que le flux absorbé est $\sigma T_1^4 + \sigma T_3^4$. On trouve alors :

$$\begin{aligned} \sigma T_3^4 + \sigma T_1^4 &= 2 \sigma T_2^4 \\ &= 4 \sigma T_e^4 \end{aligned}$$

d'où

$$T_3^4 = 3 T_e^4$$

De même :

$$T_4^4 = 4 T_e^4$$

Finalement, on applique ce raisonnement à la surface elle-même : la surface reçoit le flux σT_e^4 émis par le Soleil (l'atmosphère est supposée transparent au rayonnement solaire), et le flux $\sigma T_4^4 = 4 \sigma T_e^4$ émis par la couche 4, tandis qu'elle émet un flux σT^4 . Donc :

$$\sigma T^4 = \sigma T_e^4 + \sigma T_4^4$$

d'où :

$$T^4 = (1 + 4) T_e^4$$

$$= (1 + \tau) T_e^4$$

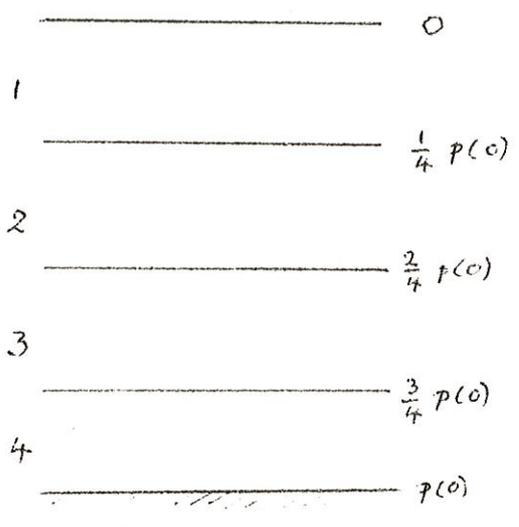
τ étant la profondeur optique de l'atmosphère pour le domaine spectral rayonné par le sol.

Ce résultat, établi pour un cas particulier, peut être généralisé pour une atmosphère de profondeur optique quelconque.

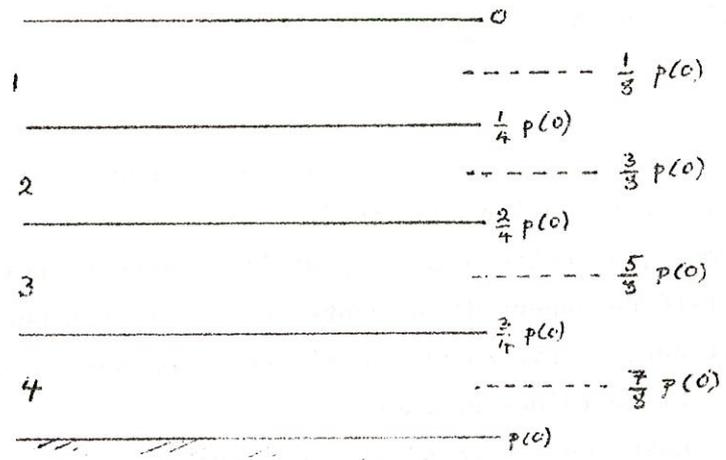
On remarque immédiatement que la température au sol d'une planète possédant une atmosphère est supérieure à "la température effective" calculée pour le cas sans atmosphère : c'est l'expression quantitative de l'effet de serre dont on a parlé.

Les températures $T_1 \dots T_4$ que nous avons calculées sont celles des centres des couches 1 ... 4 ; à quelles altitudes exactes ces températures sont-elles atteintes ?

Les couches ont été "choisies" de façon à ce que chacune ait une profondeur optique 1. On suppose que la composition chimique de l'atmosphère ne change pas avec l'altitude ; par conséquent, chaque couche a la même masse. Or, en équilibre hydrostatique (hypothèse de départ !), la différence de pression entre le bord supérieur d'une couche et le bord inférieur dépend de la masse : comme la masse est constante dans chaque couche, cette différence l'est aussi. Dans notre exemple, l'atmosphère a été divisée en quatre couches : par conséquent, si $p(0)$ est la



pression à la surface de la planète,
 la pression au bord de chaque couche
 est respectivement $\frac{3}{4} p(0)$, $\frac{2}{4} p(0)$, $\frac{1}{4} p(0)$
 Il s'ensuit que la pression au centre
 de chaque couche (les endroits pour
 lesquels les températures ont été
 calculées) sont respectivement $\frac{7}{8} p(0)$,
 $\frac{5}{8} p(0)$, $\frac{3}{8} p(0)$, $\frac{1}{8} p(0)$.



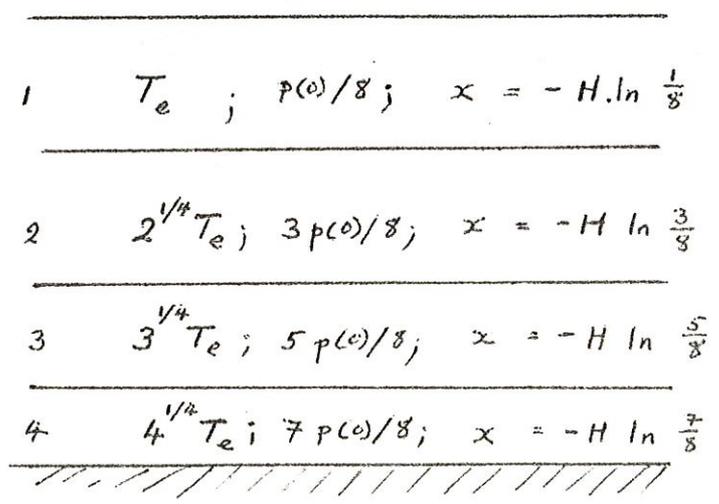
Or, d'après l'équation de l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{x}{H} = - \ln \frac{p(x)}{p(0)}$$

H étant l'échelle de hauteur.

Nous pouvons donc calculer à quelles altitudes les pression sont $\frac{7}{8} p(0)$...
 $\frac{1}{8} p(0)$, c'est-à-dire les altitudes où les températures sont T_e ,
 $2^{1/4} T_e$, $3^{1/4} T_e$

(Nota: dans ce diagramme,
 "x" représente l'altitude)



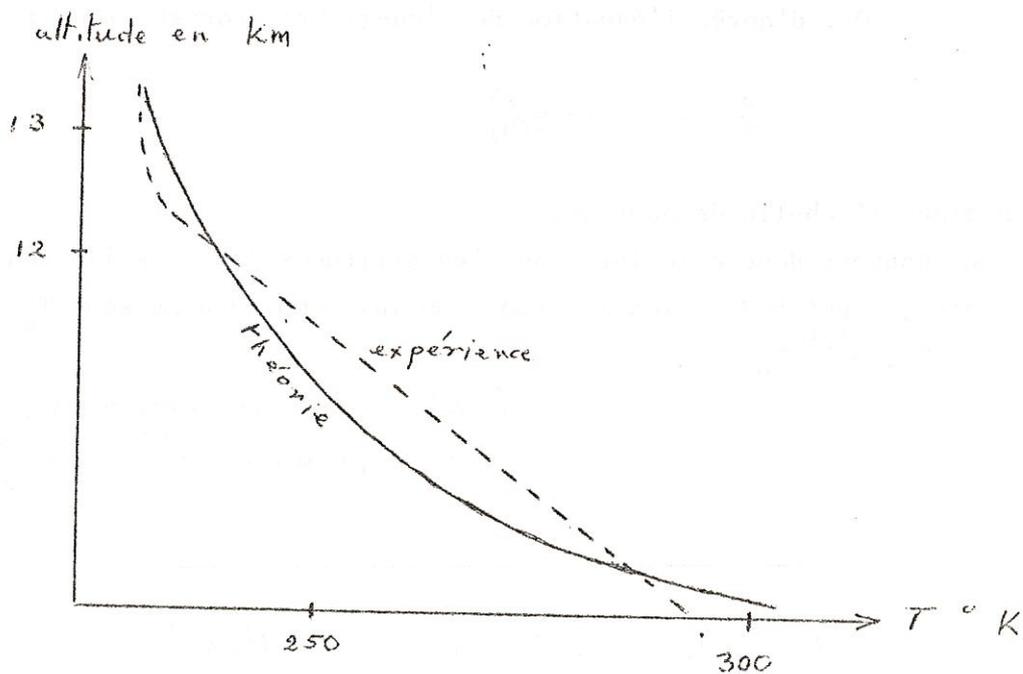
Les températures à des altitudes différentes peuvent être obtenues par interpolation entre les valeurs ainsi calculées.

Question J8 : Voyez-vous une incohérence interne dans l'exposé ci-dessus ?

APPLICATION A LA TERRE.

Nous pouvons appliquer le calcul précédent à l'atmosphère terrestre, à condition de connaître son opacité pour le rayonnement infra-rouge, et cette opacité peut être calculée puisque nous connaissons la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère. En pratique, il faudrait aussi tenir compte de l'absorption partielle de la lumière solaire par certaines couches.

Comparons le résultat théorique avec les mesures.



On remarque que les résultats théoriques et expérimentaux ne sont pas en accord que près des altitudes supérieures à 10 km environ ; pour des altitudes inférieures, la variation de température n'est pas exponentielle, comme le prévoit la théorie, mais plutôt linéaire avec un taux de variation d'environ 10° par km.

En particulier, la température près de la surface est plus faible que ne le prédit la théorie : on en conclut qu'il existe des processus de transfert d'énergie de la surface vers l'extérieur dont on n'a pas tenu compte. C'est la convection.

APPLICATION A LA PLANETE VENUS

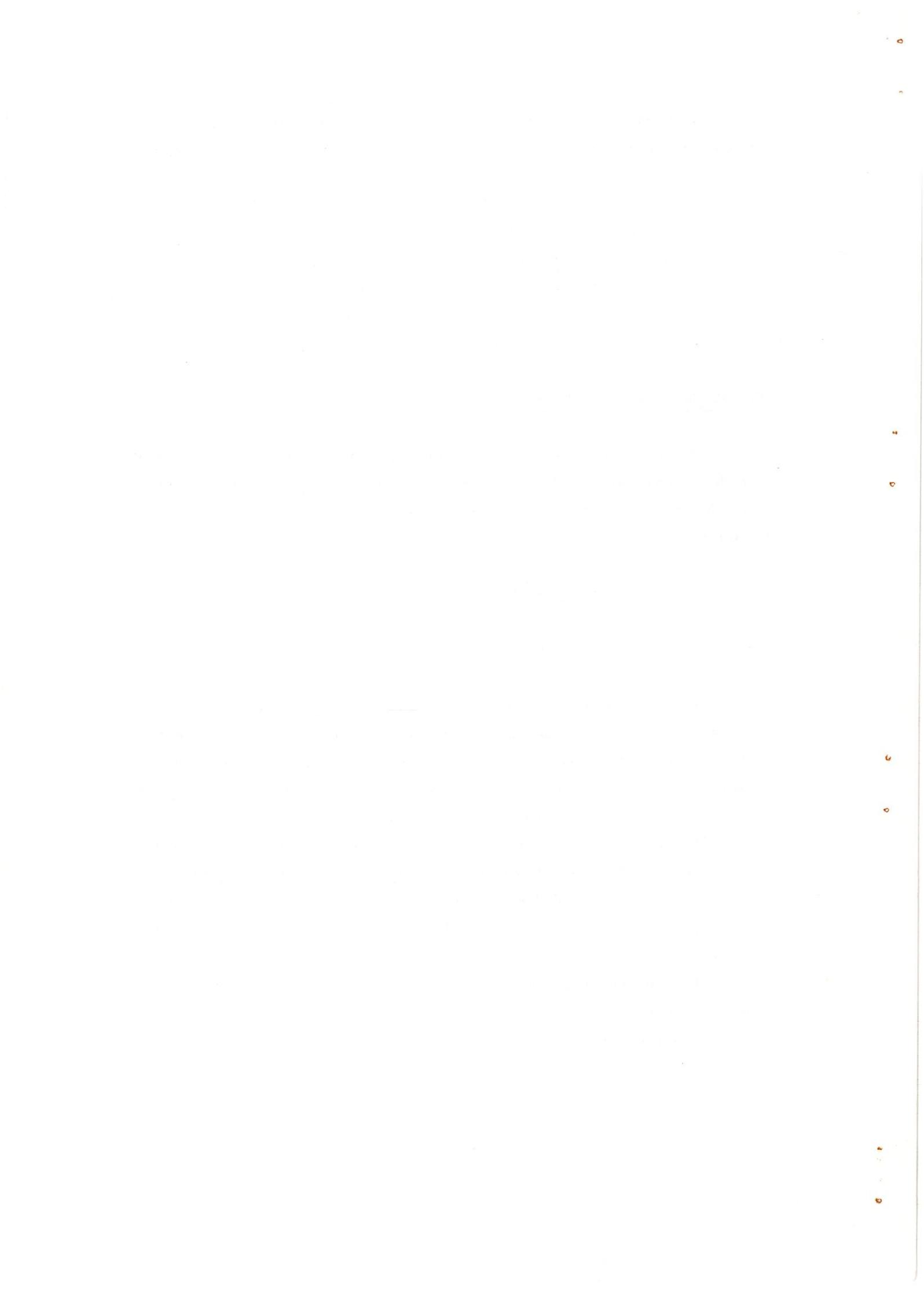
On ne connaît pas la profondeur optique en infra-rouge de l'atmosphère de Vénus. Par contre, on connaît la température au sol et celle au-dessus des nuages : nous pouvons alors estimer la profondeur optique. On trouve ainsi :

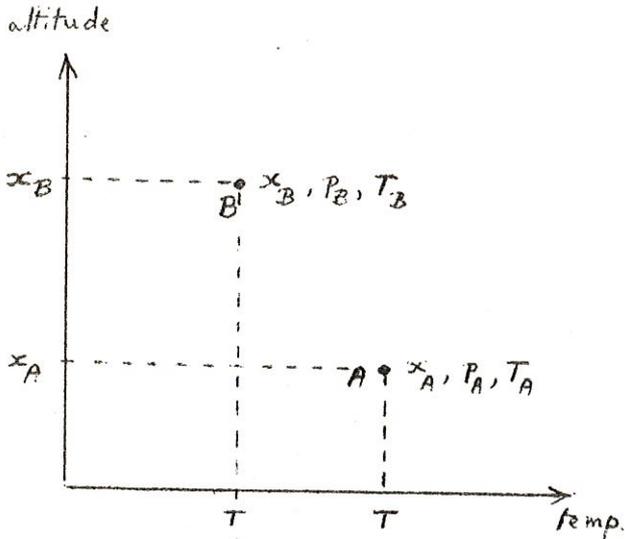
$$\tau \approx \left(\frac{75.0}{240} \right)^4 - 1$$

$$\approx 70$$

Il est bien évident que cette estimation suppose que l'échauffement superficiel de Vénus est dû entièrement à l'effet de serre ; il reste à identifier les molécules qui en sont responsables. Il semblerait au premier abord que la grande quantité de CO_2 contenue dans l'atmosphère suffirait à expliquer la grande opacité infra-rouge ; cependant, on s'aperçoit que le CO_2 n'absorbe l'infra-rouge qu'à certaines longueurs d'ondes bien déterminées et que l'absorption totale n'est pas suffisante. D'autre part, la quantité d'eau dans l'atmosphère est très faible pour qu'elle soit responsable de l'absorption comme dans le cas de l'atmosphère terrestre.

Par conséquent, à l'heure actuelle, on ne sait pas quel est le mécanisme responsable de l'échauffement superficiel : si c'est uniquement l'effet de serre, on n'a pas encore identifié toutes les molécules responsables.



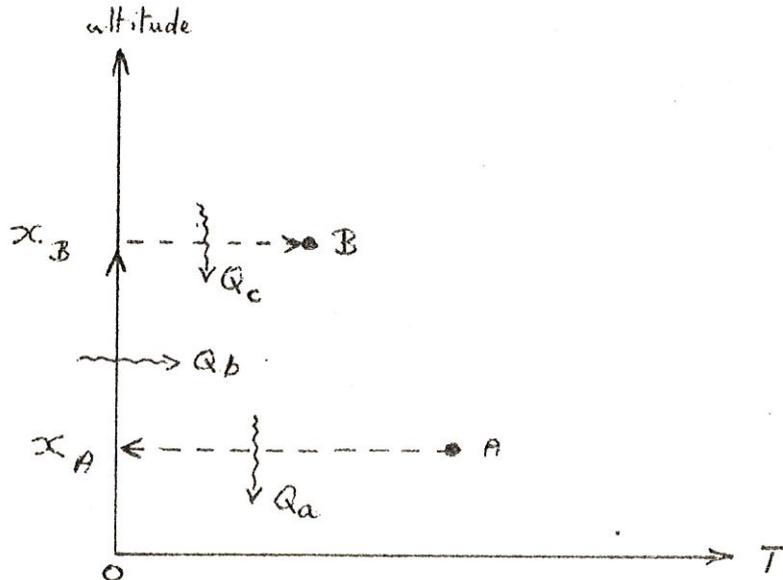


Considérons un gramme de gaz qui se déplace adiabatiquement d'une région A (x_A, p_A, T_A) à une région B (x_B, p_B, T_B). Nous cherchons la valeur de la quantité $\Gamma = (T_B - T_A) / (x_B - x_A)$. Selon la 1^{ère} loi de la thermodynamique, l'énergie totale du gramme de gaz reste constante : divers échanges d'énergie sont à considérer :

- 1) l'échange d'énergie Q avec le milieu ; le mouvement étant adiabatique, $Q = 0$.
- 2) le changement d'énergie interne E dû au changement de température
- 3) le travail W exercé contre la pression ambiante par le gaz pendant son expansion
- 4) le changement d'énergie potentielle U dû au mouvement vertical du gaz :

$$U = g(x - x_0)$$

Pour simplifier le calcul, nous allons décomposer la transition $A \rightarrow B$ en trois étapes :



a) le refroidissement de $T(A)$ à zéro à altitude constante (donc à P constante) ; pendant cette étape, une quantité Q_a d'énergie est dégagée :

$$Q_a = - C_p T_A$$

où C_p est la chaleur spécifique à pression constante.

b) le mouvement à température constante de X_1 à X_2 : puisque le gaz est incompressible à $T = 0$, le changement d'énergie Q_b est dû à l'énergie potentielle seulement :

$$Q_b = U = g(x_B - x_A)$$

c) l'échauffement à pression (altitude) constante de $T = 0$ à $T = T_B$:

$$Q_c = C_p T_B$$

On a alors, pour une transition $A \rightarrow B$:

$$Q_a + Q_b + Q_c = Q = 0$$

d'où

$$C_p (T_B - T_A) + g(x_B - x_A) = 0$$

Donc :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{T_B - T_A}{X_B - X_A} \\ &= - \frac{g}{C_p} \end{aligned}$$

Cette quantité peut être calculée facilement pour Vénus et la Terre :

	Gaz dominant	g	C_p	$-\Gamma$
Vénus	CO ₂	888	$8,3 \times 10^6$	10,7
Terre	N ₂ , O ₂	981	$1,0 \times 10^7$	9,8

La Terre :

On a déjà remarqué que la température en-dessous de 10 km décroît linéairement à un taux de l'ordre de 10 deg km^{-1} ; ceci montre l'importance de la convection près de la surface de la Terre. Ceci est bien confirmé par l'homogénéité de la composition chimique à ces altitudes.

Vénus :

Les mesures montrent que la température décroît quand on s'élève dans l'atmosphère à un taux de l'ordre de 10 deg km^{-1} . On en conclut que la convection y joue aussi un rôle important.

Question J10 : Le gradient de température dans les atmosphères de Vénus et de la Terre témoignent de la présence de mouvements verticaux de matière. Quel phénomène intervient alors par suite de la présence de la force de Coriolis ? A votre avis, ce phénomène est-il suffisant pour expliquer la rotation rapide de la haute atmosphère de Vénus ?

EXISTENCE OU ABSENCE D'ATMOSPHERES

Considérons un gaz à la température T et de masse moléculaire μ , à la surface d'une planète de masse M et de rayon R . La vitesse la plus probable des molécules du gaz est :

$$v_{\mu} = \left(\frac{2KT}{\mu} \right)^{1/2}$$

La vitesse d'évasion à la surface est :

$$v_{ev} = \left(\frac{2GM}{R} \right)^{1/2}$$

Comme dans le cas semblable de la couronne solaire, si $v_{\mu} \approx v_{ev}$, le gaz va s'échapper rapidement : autrement dit, si $v_{\mu} \ll v_{ev}$ (par exemple $v_{\mu}/v_{ev} < .2$) très peu de molécules s'échappent.

En pratique, dans les cas de Vénus et de la Terre, le problème est légèrement plus compliqué par la grande densité superficielle de l'atmosphère. En effet, pour qu'une molécule s'évade, la direction de son mouvement doit être dans le bon sens, et elle ne doit pas être déviée par d'autres molécules.

Question J11 : A partir des grandeurs citées pour l'atmosphère terrestre (cf. chapitre G), estimer la distance moyenne traversée par une molécule (le "libre parcours moyen") près de la surface. Estimer ensuite l'altitude à laquelle cette distance est de l'ordre de la valeur de l'échelle de hauteur (c'est à partir de cette altitude que la perte éventuelle de gaz pourrait être importante).

Comparaison des planètes telluriques et de la Lune

	Mercure	Vénus	Terre	Lune	Mars
v_{ev}	4,3 km s ⁻¹	10,3	11,2	2,3	5,0

	à 300°K	à 600°K	à 900°K
v_{μ}^H	2,4	3,2	4
v_{μ}^{He}	1,2	1,6	2
v_{μ}^O	.6	0,8	1

On voit immédiatement que :

- 1) la Lune a dû perdre tous les gaz légers très rapidement ;
- 2) Mercure a perdu les gaz légers très rapidement, les gaz moins légers plus lentement (mais inévitablement) ;
- 3) Vénus et la Terre ont perdu l'hydrogène lentement mais sûrement ; l'âge du système solaire est suffisant pour que tout l'hydrogène ait pu s'échapper. Par contre, les gaz plus lourds (O, les gaz nobles tels Ar, Ne, ...) sont trop massifs et leur perte est extrêmement lente.

On peut obtenir par un calcul détaillé le temps nécessaire pour qu'une atmosphère ait sa densité initiale réduite par un facteur $1/e$; on trouve :

gaz	Vénus	Terre	Lune	Mars
H	10^3	10^{3-5}	10^{-3}	10^2
He	10^5	10^8	10^{-2}	10^3
O	10^{35}	10^{35}	10	10^9
Ar	10^{80}	10^{80}	10^9	10^{25}

Question J12 :

a) La masse de Titan, satellite de Saturne, est de 1400×10^{23} g environ et son rayon est de 2500 km environ. Comparer la vitesse d'évasion d'un gaz à sa surface avec la vitesse la plus probable d'une molécule H_2 .

b) En 1972, on a mis en évidence la présence de H_2 sur Titan. Qu'en concluez-vous ?

STABILITE CHIMIQUE DE L'ATMOSPHERE TERRESTRE

Les composantes les plus importantes de l'atmosphère terrestre sont les molécules de O_2 , N_2 , H_2O en quantité beaucoup plus faible, et CO_2 à l'état de traces (cf. p. 118 ...).

Au-dessus de quelques dizaines de kilomètres d'altitude, la densité d'ozone est très faible : les molécules atmosphériques subissent un bombardement intense ultraviolet qui tend à les désintégrer en atomes. A la surface de la Terre, ^(certaines) réactions chimiques produisent, tandis que d'autres font disparaître, les molécules d'oxygène et de CO_2 . Quels sont les principaux processus qui déterminent la composition chimique de l'atmosphère terrestre ?

On considère séparément H_2O , CO_2 , O_2 et N_2 .

Processus qui déterminent la teneur en H_2O .

Une partie importante de la surface terrestre est recouverte d'eau. On devine alors qu'à grande échelle, l'évaporation est le processus qui régit la teneur en vapeur d'eau.

Nous avons vu que le processus d'évaporation s'arrête quand la pression partielle de la vapeur atteint la pression de vapeur saturante à la température ambiante. La température moyenne à la surface de la Terre est d'environ $290^\circ K$, ce qui correspond à une valeur de la pression saturante d'environ 60 mbars. La pression atmosphérique moyenne étant d'environ 1 bar, cette pression partielle correspond à une teneur en eau de l'ordre de 6 % ; la teneur dans un endroit donné dépend de la température ambiante, de la présence ou de l'absence d'océans, etc...

Nous avons déjà vu que la température décroît jusqu'à $180^\circ K$ quand l'altitude augmente jusqu'à 85 km environ. Par conséquent, la teneur en vapeur d'eau décroît aussi : il y a en effet très peu d'eau aux grandes altitudes. Aussi, les processus photochimiques qui tendent à dissocier la molécule d'eau par rayonnement ultraviolet :



auront très peu d'effet sur la quantité d'eau dans l'atmosphère et plus généralement sur la Terre.

La molécule H_2O est trop lourde pour échapper à l'attraction gravitationnelle terrestre. Mais les processus photochimiques peuvent la dissocier en OH et H, ce dernier atome pouvant s'évader.

Par conséquent, l'eau terrestre est "sauvegardée" à la fois ^{par la présence d'une région froide} dans la haute atmosphère (qui empêche que la vapeur n'arrive dans des régions éclairées par l'ultraviolet), et par celle d'une couche d'ozone à 25 km environ (qui empêche l'U.V. de pénétrer dans la basse atmosphère).

Processus qui déterminent la teneur en CO_2 .

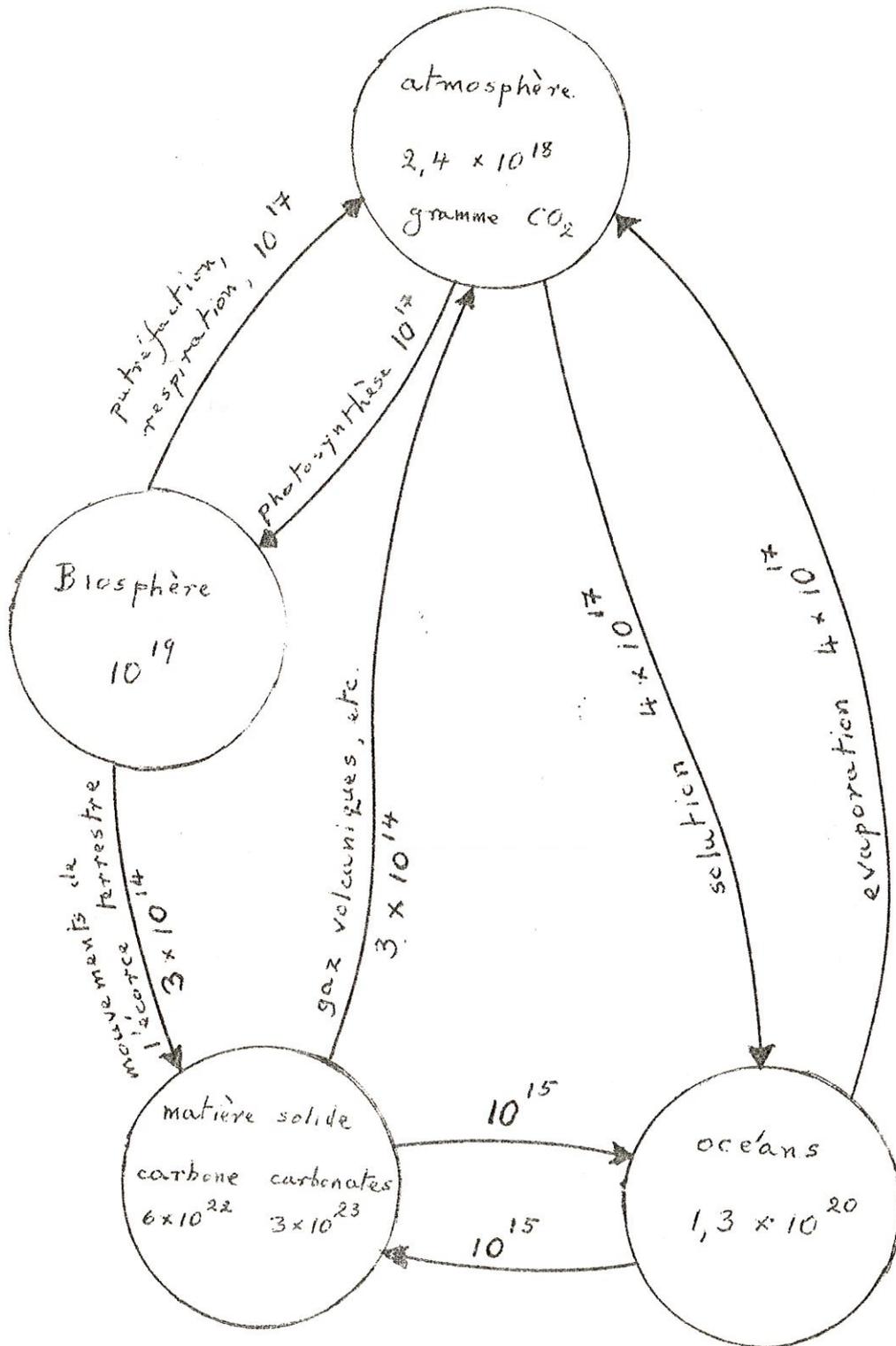
Il se trouve que l'eau est un très bon dissolvant de CO_2 et que les océans n'en sont pas saturés. Le taux de solution est fonction de la pression partielle de CO_2 dans l'atmosphère ; par contre, le taux de restitution de la part des océans est fixé par l'évaporation de l'eau qui est limité par la pression de vapeur saturante. Il s'établit alors un équilibre : si la teneur en CO_2 dépasse une valeur critique, le taux de solution s'accroît jusqu'à ce que la pression partielle atteigne de nouveau la valeur critique : à l'équilibre, le taux de solution est égal au taux de restitution, qui est d'environ 4×10^{17} gm de CO_2 par an.

Les processus biologiques agissent aussi de façon importante sur l'atmosphère. La photosynthèse détruit le CO_2 et restitue de l'oxygène ; la respiration et la putréfaction agissent en sens inverse. Ces deux processus sont presque en équilibre : environ 10^{17} g de CO_2 par an est consommé et restitué.

Enfin, la surface solide de la Terre contribue à la teneur en CO_2 : les gaz volcaniques contiennent environ 10 % de CO_2 et l'interaction directe de l'atmosphère avec le carbone de la surface produit du CO_2 . Ces processus contribuent à un taux total d'accroissement de CO_2 de l'ordre de 3×10^{14} grammes par an.

De plus, certains processus indirects (par exemple les mouvements de l'écorce terrestre) entraînent un échange de CO_2 et de carbone entre la matière biologique, la matière solide et les océans.

Sur le diagramme suivant, les quantités encadrées représentent la quantité totale de CO_2 ou de C dans un "réservoir" particulier, et les flèches, le taux d'échange de CO_2 entre ces "réservoirs" en grammes de CO_2 par an



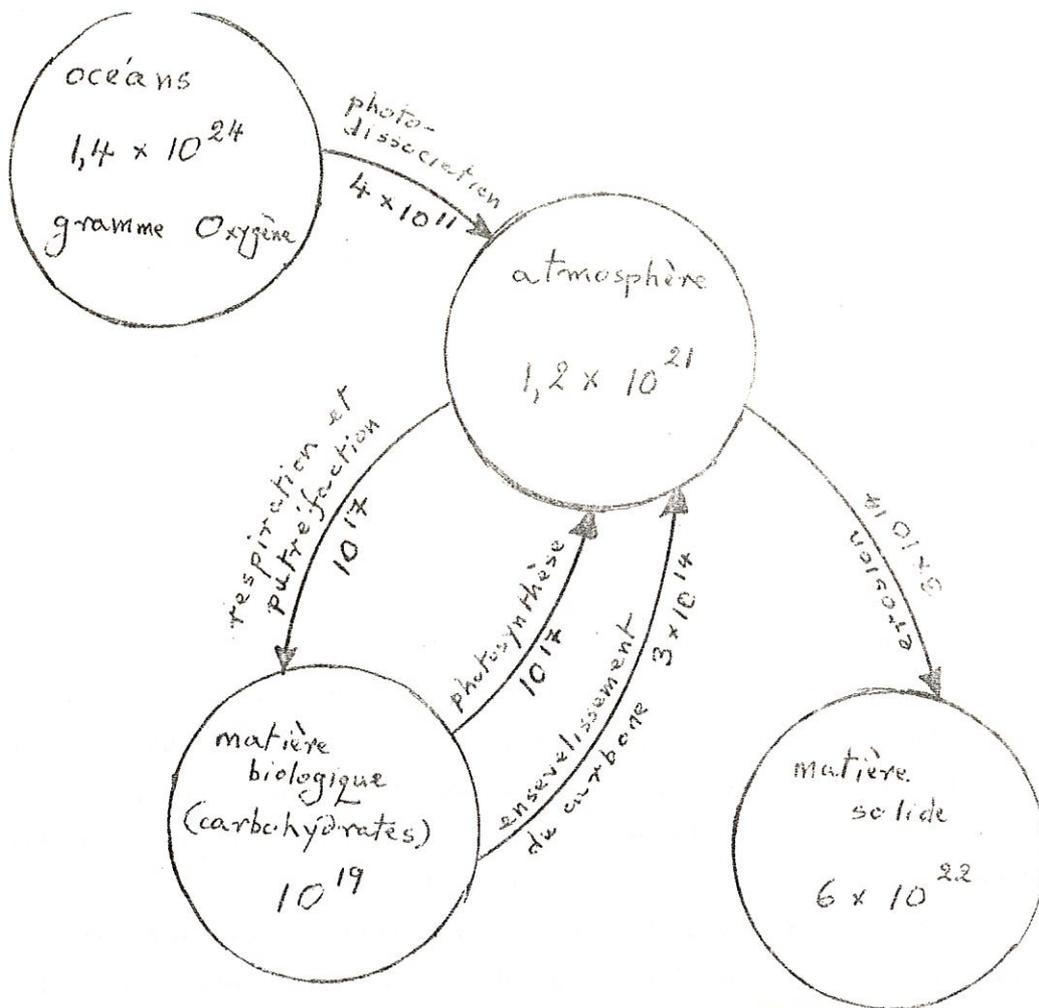
Remarquons que ces valeurs ne sont qu'approximatives ; de plus, elles sont susceptibles d'avoir varié au cours des temps géologiques.

Question J13 : Estimer la durée de vie d'une molécule de CO_2 dans l'atmosphère terrestre.

Processus qui déterminent la teneur en O_2

L'oxygène réagit rapidement avec plusieurs des éléments qui sont dans l'écorce terrestre (essentiellement le carbone, mais aussi Si, Fe, ...), mais n'est restitué que faiblement par des processus biologiques. De plus, contrairement à ce qui se passe pour CO_2 , les océans ne représentent pas des réservoirs importants d'oxygène, parce que la solubilité de celui-ci est très inférieure à celle du CO_2 .

Ce sont les processus biologiques qui sont de loin les consommateurs et les producteurs les plus importants d'oxygène : la photosynthèse le libère et la respiration et la putréfaction le consomment. A l'heure actuelle, il y a un équilibre presque total entre les deux processus, environ 10^{17} grammes de O_2 étant recyclé biologiquement par an. Une petite fraction de matière biologique est ensevelie avant sa putréfaction - ceci correspond alors à une nette augmentation d'oxygène, au taux d'environ 3×10^{14} grammes par an. Cependant, à l'échelle géologique, les mouvements de l'écorce ramènent ce carbone à la surface et, après évaporation, il se transforme en CO_2 : ce cycle est donc aussi bouclé (quoique avec une très grande constante de temps).



Comme dans le cas du CO_2 , on a indiqué la contenance de chaque "réservoir" en oxygène et les taux d'échange en grammes de O par an.

Question J14 : La vie s'arrête subitement sur Terre. Estimer la durée de vie de l'oxygène.

La teneur en azote.

La libération de l'azote se fait par voie bactériologique, sa fixation, essentiellement par voie biologique. Les éjections volcaniques ne contribuent que très peu à la libération de l'azote. Un état d'équilibre a été atteint, avec une constante de temps de l'ordre de 10^7 ans.

SPECULATIONS SUR LA STABILITE CHIMIQUE DE L'ATMOSPHERE DE VENUS.

La composante principale de l'atmosphère de Vénus est le CO_2 ; de plus, la température superficielle est trop grande pour qu'il puisse y avoir de l'eau liquide.

On suppose alors que la quantité de CO_2 dans l'atmosphère de Vénus est déterminée par un équilibre chimique avec la matière solide superficielle. Des expériences en laboratoire montrent, en effet, que certains minéraux réagissent aisément avec le CO_2 ; c'est la température qui détermine si la réaction (dans les deux sens) est rapide ou non. Sur Terre, ces réactions sont lentes : par conséquent, l'équilibre est déterminé par la présence d'eau liquide. Par contre, à la surface de Vénus, les réactions sont rapides ; de plus, la température est si grande que l'équilibre conduit à la libération du CO_2 atmosphérique plutôt qu'à la formation de carbonates. On pense que des processus analogues opèrent pour les autres composantes de l'atmosphère de Vénus.

Question J15 : On suppose que tout le CO_2 actuellement à la surface de la Terre (quelle que soit sa forme) est libéré dans l'atmosphère. Estimer la pression superficielle qui en résulterait ; comparer avec la pression à la surface de Vénus. Conclusion ?

SPECULATIONS SUR LA STABILITE CHIMIQUE DE L'ATMOSPHERE DE MARS

On a vu que l'atmosphère de Mars est très ténue ; elle contient principalement du CO_2 , mais possède aussi une faible teneur en H_2O et O_2 .

La pression partielle de CO_2 est d'environ 6 mbars ; à cette pression, le gaz se solidifie à une température d'environ 145°K . Les mesures spatiales ont montré que la température dans le voisinage des calottes polaires pendant la nuit polaire est du même ordre de grandeur. On conclut que les calottes sont composées, au moins en partie, de CO_2 givré.

Il est intéressant de comprendre pourquoi tout le CO_2 atmosphérique ne se solidifie pas. Pendant une nuit polaire hivernale, une quantité importante de CO_2 se condense : en même temps, la solidification libère de la chaleur de fusion. La solidification de tout le CO_2 de l'atmosphère martienne libèrerait une quantité relativement grande de chaleur : si la calotte pouvait rayonner toute cette énergie pendant la nuit, tout le CO_2 pourrait se solidifier. En pratique, les conditions thermiques empêchent un tel débit d'énergie : au mieux, on ne peut condenser que 20 % du CO_2 atmosphérique. Remarquons pourtant qu'un changement de 20 % amènerait des changements mesurables de la pression moyenne : on prévoit ainsi (l'observation n'a pas encore été faite) que la pression devrait décroître de façon importante 2 fois par année martienne (pourquoi 2 fois ?).

Question J16 : Pourquoi une situation analogue ne se reproduit-elle pas sur la Terre, au moins en ce qui concerne la vapeur d'eau ?

La teneur en vapeur d'eau correspond à une pression partielle moyenne de l'ordre de 3×10^{-3} mb (la pression partielle variant fortement). La température moyenne à la surface est d'environ 200°K . Or, la pression saturante de la vapeur d'eau en contact avec la glace à 200°K est aussi de l'ordre de 3×10^{-3} mbars - il n'est donc pas exclu qu'en-dessous de la surface martienne se trouve une couche de glace quasi-perpétuelle, avec laquelle l'eau atmosphérique s'est mise en équilibre. Des échauffements et des refroidissements locaux entraîneraient ensuite les variations de la teneur en vapeur d'eau qui sont observées. Remarquons que la pression partielle de l'eau est tellement faible que la phase liquide ne peut pas exister sur Mars : si la température d'élève au-dessus de 273°K (par exemple, dans les régions équatoriales pendant l'après-midi), la glace se transforme directement en vapeur d'eau (expliquer ce phénomène à partir de la courbe de saturation).