

LES CONGRÈS ET COLLOQUES DE L'UNIVERSITÉ DE LIÈGE

VOLUME 24

LA PHYSIQUE DES PLANÈTES

*Colloque international
tenu à l'Université de Liège
du 9 au 11 juillet 1962*

Diffusion dans les atmosphères planétaires

Marcel NICOLET,

Centre National de Recherches de l'Espace, Bruxelles, Belgique

UNIVERSITÉ DE LIÈGE

1962

17. — DIFFUSION DANS LES ATMOSPHÈRES PLANÉTAIRES

MARCEL NICOLET

*Centre National de Recherches de l'Espace,
Bruxelles, Belgique*

Si on considère l'équation générale de la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur déterminée par Chapman et Cowling (*), (1939, 1952), on peut déduire une expression simple du transport par diffusion dans une atmosphère planétaire si on considère que l'équation de la statique s'applique :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -g\rho \quad (1)$$

Dans cette équation, p est la pression, g est l'accélération de la pesanteur et ρ la densité à la distance r du centre de la planète. Si l'équation des gaz parfaits est utilisée, c'est-à-dire

$$p = nkT \quad (2)$$

où n est la concentration, T est la température absolue et k la constante de Boltzmann, on décrit en toute généralité (1),

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} - \frac{dm}{m} = -\frac{dz}{H} \quad (3)$$

où H est la hauteur d'échelle définie par

$$H = kT/mg, \quad (4)$$

m étant la masse moléculaire moyenne.

L'équation de Chapman s'écrit pour un mélange de deux gaz sous la forme suivante :

$$w_1 - w_2 = -D_{12} \left\{ \frac{n^2}{n_1 n_2} \frac{\partial(n_1/n)}{\partial r} - \frac{m_1 - m_2}{m} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial r} + \alpha_T \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right\} \quad (5)$$

où α_T est la facteur de diffusion thermique et D_{12} le coefficient de

(*) The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge, University Press, 1939, 1952, 1960.

diffusion. Dans cette équation, le flux vertical à un niveau d'altitude z se traduit par le bilan

$$n_1 w_1 + n_2 w_2 = 0 \quad (6)$$

c'est-à-dire que les molécules considérées ont des flux de diffusion égaux et opposés. On voit que la vitesse de diffusion w_1 des particules de masse m_1 et de concentration n_1 est donnée par

$$w_1 = -D_{12} \left\{ \frac{1}{n_1/n} \frac{\partial n_1/n}{\partial r} + \frac{n_2(m_2 - m_1)}{nm} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial r} + \alpha_T \frac{n_2}{n} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right\} \quad (7)$$

L'équation (7) indique que la vitesse de diffusion d'un constituant de concentration n_1 et de masse m_1 dépend des trois gradients de concentration, de pression et de température.

L'introduction de la relation (3) dans (7) peut s'effectuer aisément si on considère que le gradient de la hauteur d'échelle H donné par

$$\beta = dH/dz \quad (8)$$

conduit aux relations générales

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r} = - \frac{1 + \beta - 2H/r}{H} \quad (9a)$$

et

$$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\beta - 2H/r}{H} \quad (9b)$$

L'utilisation de (3) dans (7) exprime le fait que l'on néglige devant l'accélération de la pesanteur les accélérations dues à la diffusion.

Ainsi, l'équation exprimant la vitesse de diffusion w_1 s'écrit

$$w_1 = -D_{12} \left\{ \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial r} + \frac{1}{H} \left[\frac{m_1}{m} + \left(\beta - \frac{2H}{r} \right) \left(1 + \alpha_T \frac{n_2}{n} \right) \right] \right\} \quad (10)$$

En considérant l'expression (9a) de la distribution verticale de la concentration totale, on peut admettre que la distribution verticale du constituant de concentration n_1 s'écrit

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} = - \frac{X}{H} \left(1 + \beta - \frac{2H}{r} \right) \quad (11)$$

où X est considéré comme le facteur de la distribution verticale d'un constituant de masse m_1 et de concentration n_1 .

Ainsi, on a, au lieu de (10),

$$w_1 = \frac{D_{12}}{H} \left[\left(X - \frac{m_1}{m} \right) + \left(\beta - \frac{2H}{r} \right) \left(X - 1 - \alpha_T \frac{n_2}{n} \right) \right] \quad (12)$$

Cette équation indique quelle est la nature du transport vertical par diffusion. Dans une atmosphère isotherme,

$$\beta = \frac{2H}{r} \quad (13)$$

et l'équation (12) se réduit à

$$w_1 = \frac{D_{12}}{H} \left(X - \frac{m_1}{m} \right) \quad (14)$$

De plus, si les constituants sont en mélange parfait,

$$X = 1 \quad (15)$$

et (14) devient

$$w_1 = \frac{D}{H} \left(1 - \frac{m_1}{m} \right) \quad (16)$$

Dans ce cas, le transport par diffusion s'effectue vers le haut si la masse $m_1 < m$ et l'inverse apparaît si $m_1 > m$. Lorsque l'atmosphère n'est pas isotherme, il convient de considérer l'effet du facteur de diffusion thermique α_T . Il est généralement négligeable pour des constituants dont les masses ne diffèrent pas beaucoup. Mais, pour un élément léger diffusant dans un gaz lourd, $\alpha_T \simeq -0,4$ et n'est donc pas négligeable devant l'unité, surtout lorsque l'élément léger est un constituant secondaire ($n_2 \simeq n$).

L'intérêt de l'équation de diffusion écrite sous la forme (12) réside dans le fait que, dans bien des cas, il est certain que le facteur de distribution verticale est très différent de l'unité. C'est le cas, par exemple, lorsque la dissociation intervient ou lorsque des réactions chimiques modifient la distribution verticale de constituants secondaires. Afin d'obtenir des valeurs numériques, il suffit d'introduire dans (12) l'expression du coefficient de diffusion D_{12} . Il peut s'écrire

$$D_{12} = \frac{3}{8} \frac{f}{\pi \sigma_{12}^2} \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi k T}{2m_2} \right)^{1/2} \frac{1}{n} \quad (17)$$

où $\pi \sigma_{12}^2$ est la section efficace de collision pour des sphères élastiques rigides de diamètre σ_1 et σ_2 , c'est-à-dire

$$\sigma_{12} = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) \quad (18)$$

et où f est un facteur de correction qui tient compte du fait que la section efficace peut dépendre de la température. Dans ce cas, D_{12} n'est pas directement proportionnel à $T^{1/2}$.

En introduisant (17) dans l'expression (12), on obtient pour le flux de particules de masse m_1 , $F(m_1)$:

$$F(m_1) = \frac{3}{8} \frac{fg}{\pi \sigma_{12}^2} \left(1 + \frac{m_2}{m_1}\right)^{1/2} \left(\frac{\pi m_2^2}{2m_2 kT}\right)^{1/2} \frac{n_1}{n} \left[\left(X - \frac{m_1}{m}\right) + \left(\beta - \frac{2H}{r}\right) \left(X - 1 - \alpha_T \frac{n_2}{n}\right) \right] \quad (19)$$

Si le constituant de masse m_1 est un constituant secondaire, c'est-à-dire si $n_1 \ll n_2$, l'expression (19) devient

$$F(m_1) = \frac{3}{8} \frac{fg}{\pi \sigma_{12}^2} \left(1 + \frac{m_2}{m_1}\right)^{1/2} \left(\frac{\pi m_2^2}{2kT}\right)^{1/2} \frac{n_1}{n_2} \left[\left(X - \frac{m_1}{m_2}\right) + \left(\beta_2 - \frac{2H_2}{r}\right) (X - 1 - \alpha_T) \right] \quad (20)$$

En vue de déterminer des conditions pratiques, nous adoptons une section efficace moyenne $2,8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ correspondant à un diamètre de collision $\sigma_1 = \sigma_2$ de $3A$. Ainsi, la section efficace de diffusion n'est pas surestimée. Introduisant, en outre, les masses physiques, c'est-à-dire $M(O) = 16$, le flux de diffusion est donné par $F(M_1) \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

$$F(M_1) = 1,823 \times 10^{11} g_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right)^{1/2} \left(\frac{M_2}{T}\right)^{1/2} \frac{n_1}{n_2} \left[\left(X - \frac{m_1}{m_2}\right) + \left(\beta_2 - \frac{2H_2}{r}\right) (X - 1 - \alpha_T) \right] \quad (21a)$$

On voit donc que, dans l'homosphère, c'est-à-dire dans la partie de

l'atmosphère où les constituants principaux sont dans les mêmes proportions, on a

$$F(M_1) = 1,823 \times 10^{11} g_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right)^{1/2} \left(\frac{M_2}{T}\right)^{1/2} \frac{n_1}{n_2} \left[\left(1 - \frac{m_1}{m_2}\right) - \alpha_T \left(\beta_2 - \frac{2H_2}{r}\right) \right] \quad (21b)$$

Cette expression montre que le flux de diffusion dans l'homosphère ne varie pas beaucoup en fonction de l'altitude, car il dépend essentiellement du rapport $(r_0/r)^2$ et de la variation de $T^{-1/2}$. En simplifiant, on adopte une altitude de l'ordre de 100 km correspondant à $(r/r_0) = 0,985$, une température de 200°K et un faible gradient. Ainsi, on a, dans le cas de l'atmosphère terrestre,

$$F(m_1) = 1,7 \times 10^{13} \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right)^{1/2} \left(\frac{M_2}{T}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{M_1}{M_2}\right) \frac{n_1}{n_2} \quad (22)$$

Pour les diverses planètes, l'expression (22) est applicable si le facteur numérique est multiplié par les valeurs suivantes :

Mercure	Vénus	Mars	Jupiter	Lune	Titan
0,36	0,858	0,40	2,64	0,165	0,176

Si on adopte comme constituant principal l'azote moléculaire $M = 28$, on approche très souvent des conditions réelles. On obtient ainsi, à partir de (22), les flux de diffusion suivants :

$$\text{Hydrogène} : F(H) = 3,4 \times 10^{13} [n(H)/n_2] \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (23)$$

$$\text{Deutérium} : F(D) = 2,3 \times 10^{13} [n(D)/n_2] \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (24)$$

$$\text{Hélium-3} : F(\text{He}^3) = 1,9 \times 10^{13} [n(\text{He}^3)/n_2] \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (25)$$

$$\text{Hélium-4} : F(\text{He}^4) = 1,6 \times 10^{13} [n(\text{He}^4)/n_2] \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (26)$$

$$\text{Oxygène-16} : F(O) = 4,6 \times 10^{12} [n(O)/n_2] \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (27)$$

$$\text{Oxygène-32} : F(O_2) = -7,6 \times 10^{12} [n(O_2)/n_2] \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (28)$$

La conclusion est que dans l'atmosphère terrestre, l'ordre de grandeur du flux de diffusion est donné par

$$F \simeq 10^{13} (n_1/n_2) \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (29)$$

On doit néanmoins se rendre compte qu'il ne faut qu'un léger changement des conditions physiques pour modifier le sens du flux de

diffusion. Prenons comme exemple la molécule d'oxygène. La formule (21b) conduit à

$$F(O_2) = 8,8 \times 10^{12} \frac{n(O_2)}{n_2} [(X - 1,14) + \beta(X - 1)] \quad (30)$$

Le transport a lieu vers les hautes altitudes si le terme entre crochets est positif, c'est-à-dire si

$$X > 1 + 0,14 \frac{\beta}{1 + \beta} \quad (31)$$

ou avec un gradient $\beta = 0,2$,

$$H > 1,12 H(O_2) \quad (32)$$

Donc, il suffit que la hauteur d'échelle de l'oxygène moléculaire devienne inférieure à 1,12 fois celle de l'atmosphère pour que la diffusion provoque un transport vers le haut. En particulier, si on admettait un équilibre photochimique on aurait :

$$F(O_2) = 2 \times 10^{13} n(O_2)/n_2 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (33)$$

c'est-à-dire un flux qui compense aisément la photodissociation. En d'autres termes, il existe un flux vertical de molécules qui peut compenser les molécules photodissociées dans le champ du rayonnement du soleil.

D'autre part, si on considère un constituant apparaissant dans l'hétérosphère comme résultat d'une dissociation, un maximum de concentration apparaît. Au niveau de ce maximum, il existe toujours un transport vers le bas dont le flux s'obtient à partir de (20) où $X = 0$. En particulier, pour l'oxygène atomique dans l'azote, on trouve :

$$F(O) = -6 \times 10^{12} n(O)/n_2 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (34)$$

c'est-à-dire encore une fois un flux très important qui doit influencer les conditions photochimiques. Ceci est d'autant plus important qu'il s'agit d'un transport vers le bas que ne contrecarre pas le brassage de l'air dû à la turbulence ou à tout autre mouvement atmosphérique.

Ces exemples montrent combien l'étude de la structure des

atmosphères supérieures planétaires ne peut se déterminer dans le cadre élémentaire des équilibres de photodissociation ou de photoionisation. Le transport par diffusion modifie l'équilibre de dissociation par suite du transport vers le haut des molécules. Il faudrait que les processus de dissociation soient extrêmement rapides pour que le processus de diffusion ne domine pas. Dans le cas de la distribution des atomes, il s'agit de comparer les temps de recombinaison et de diffusion. Lorsque la recombinaison est due à une collision triple, le maximum de concentration sera toujours déplacé vers le bas par rapport aux conditions d'équilibre et il y aura un transport vers le bas des atomes produits par dissociation ou ionisation. Des réactions rapides sont nécessaires pour éviter un tel processus.

En bref, on ne peut fixer les conditions physiques des atmosphères planétaires en considérant uniquement les processus photochimiques. Il faut tenir compte de l'effet de diffusion dans le champ de la pesanteur. Cet effet, à partir des conditions photochimiques, se traduit par des transports des atomes ou des molécules dans le sens opposé au transport résultant du passage du mélange parfait à l'équilibre de diffusion.