



HAL
open science

Absorption des radiations infrarouges par les gaz atmosphériques

Madeleine Vergez-Deloncle

► **To cite this version:**

Madeleine Vergez-Deloncle. Absorption des radiations infrarouges par les gaz atmosphériques. *Journal de Physique*, 1964, 25 (7), pp.773-788. 10.1051/jphys:01964002507077300 . jpa-00205870

HAL Id: jpa-00205870

<https://hal.science/jpa-00205870>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

EXPOSÉ ET MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE

ABSORPTION DES RADIATIONS INFRAROUGES PAR LES GAZ ATMOSPHÉRIQUES

Par MADELEINE VERGEZ-DELONCLE,

Laboratoire de Physique des Nuages, Institut d'Optique, Paris.

Résumé. — Cet exposé a pour objet de résumer l'ensemble des travaux relatifs à l'absorption moléculaire des radiations infrarouges par les différents gaz atmosphériques, en laboratoire et en plein air, en tenant compte de l'influence de la concentration, de la pression et de la température.

On en conclut que l'absorption par les gaz atmosphériques, dans le proche infrarouge, peut être considérée comme parfaitement connue ; dans le domaine de longueurs d'onde situé au delà de 23 μm , les mesures, beaucoup plus rares, n'ont pas été effectuées avec une dispersion suffisante, le pouvoir de résolution théorique des spectromètres employés n'ayant pas été utilisé, en raison de leur trop faible luminosité.

Abstract. — One exposes a survey of the works concerning molecular absorption of infrared radiation for atmospheric gases, effected in laboratory or in open air. One takes into account the concentration, pressure and temperature.

One concludes that atmospheric absorption is well known in near infrared region, but that in the spectral range beyond 23 μm , measurements are too scarce and characterized by inadequate dispersion, issuing from that spectrometer's theoretical resolving power was never reached by the reason of their poor luminosity.

Introduction. — L'étude de la transmission des radiations infrarouges à travers l'atmosphère présente un grand intérêt aussi bien en météorologie et en astrophysique que dans certains problèmes d'ordre militaire et aéronautiques, notamment pour la détection de cibles à partir du rayonnement thermique qu'elles émettent.

Deux processus interviennent dans ce phénomène : l'absorption propre par les molécules des différents constituants atmosphériques (surtout la vapeur d'eau, le gaz carbonique et l'ozone) ; l'absorption par diffusion par les particules de brouillard, brumes, fumées, gaz, poussières, en suspension dans l'air.

Dans le présent travail, nous essayerons de rassembler les connaissances relatives à l'absorption moléculaire par les différents gaz atmosphériques, en laboratoire et en plein air ; nous étudierons en outre l'influence de la concentration, de la pression et de la température des gaz sur l'absorption.

1. Généralités. — Lorsqu'un faisceau parallèle de radiation monochromatique d'intensité I_0 pénètre dans un milieu homogène absorbant, la radiation transmise à travers une couche d'épaisseur u , a une intensité I donnée par la loi exponentielle bien connue :

$$I = I_0 \cdot \exp(-ku),$$

où k est le coefficient d'absorption du milieu.

Cette loi, valable pour une raie monochromatique ou pour une bande dans laquelle le coefficient d'absorption reste constant, cesse d'être applicable [1-2] pour les bandes d'absorption des gaz atmosphériques qui ont une structure fine très complexe ; elles sont, en effet, constituées d'un grand nombre de raies plus ou moins larges, d'intensités différentes, se recouvrant ou séparées par des régions de transmission presque parfaite.

La loi d'absorption varie également avec la largeur de la bande spectrale utilisée et dépend ainsi de la

courbe de sensibilité spectrale du récepteur pour la source employée.

Le spectre infrarouge des gaz de l'atmosphère peut être calculé théoriquement ou déterminé expérimentalement. La détermination expérimentale peut être effectuée soit avec des spectrographes à haute résolution en vue d'une analyse fine, soit avec des spectrographes à fente large. Cette dernière méthode permet la mesure directe d'une transmission moyenne dans un intervalle de fréquence $\Delta\nu$.

Afin d'éliminer l'intervention de la structure fine en calculant des coefficients d'absorption moyens sur des intervalles spectraux relativement larges ($\Delta\lambda = 0,1 \mu\text{m}$), plusieurs modèles théoriques ont été proposés ; les deux plus courants sont ceux d'Elsasser et de Goody.

2. Méthode de calcul de l'absorption infrarouge des principales bandes d'absorption atmosphérique. —

a) MODÈLES THÉORIQUES. — Nous n'envisagerons ici que l'absorption moléculaire par les gaz constituant l'atmosphère, sans tenir compte de la diffusion, ni de l'absorption par les aérosols. De plus, nous ne traiterons pas la question de l'émission et nous admettrons qu'en un lieu déterminé, l'atmosphère garde des propriétés constantes dans un même plan horizontal.

Rappelons [3] que l'intensité spécifique de rayonnement i caractérise le champ de rayonnement en un point P de l'atmosphère.

Selon la définition de Chandrasekhar [4] :

$$i = dE / \cos \theta \, d\nu \, dS \, d\omega \, dt ;$$

où dE est l'énergie rayonnante contenue dans l'intervalle spectral ν et $\nu + d\nu$, traversant pendant le temps dt l'élément de surface dS et se propageant dans l'ensemble des directions contenues dans l'angle solide $d\omega$ (θ angle de la direction de propagation avec la normale à la surface).

Le flux spécifique de rayonnement s'obtient en intégrant l'intensité spécifique de rayonnement dans l'angle solide $d\omega$. En général, on considère le flux de rayonnement pour un hémisphère et l'on définit :

$$f = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} i \sin \theta \cos \theta d\theta ;$$

θ étant l'angle polaire et φ l'azimuth.

Dans ces conditions, soit $\gamma(u, u_0)$, le coefficient de transmission pour l'intensité spécifique d'un rayonnement d'orientation θ , entre le niveau z de température T et le niveau z_0 de température T_0 . Si l'on prend le niveau z_0 comme niveau de référence, on peut écrire :

$$\gamma(u) = \gamma(u, 0) = \exp - \int_0^u K \sec \theta du ;$$

K étant le coefficient d'absorption du gaz absorbant.

Si $\Gamma(u, u_0)$ est le coefficient de transmission pour un flux spécifique de rayonnement à travers une couche absorbante d'épaisseur $u - u_0$, on a, en prenant le même niveau de référence que précédemment :

$$\Gamma(u) = \Gamma(u, 0) = \int_0^1 \gamma(u, 0) d(\sin^2 \theta).$$

Les bandes d'absorption étant généralement constituées d'un grand nombre de raies, le coefficient K , et par suite $\gamma(u)$ et $\Gamma(u)$, subissent des fluctuations très rapides lorsque le nombre d'onde varie ; on prend une valeur moyenne de $\gamma(u)$ sur un intervalle de fréquence $\Delta\nu$. D'une part $\Delta\nu$ est assez petit pour que, dans cet intervalle, l'intensité spécifique du rayonnement noir correspondant à une fréquence ν et à une température donnée T , puisse être considérée comme constante. D'autre part, $\Delta\nu$ est assez grand pour contenir un nombre de raies tel que les fluctuations rapides soient atténuées.

On définit la fonction de transmission $\tau(u)$ pour l'intensité spécifique d'un rayonnement d'orientation θ à travers une couche absorbante d'épaisseur u :

$$\tau(u) = \int_{\Delta\nu} \gamma(u) d\nu / \Delta\nu.$$

A chaque intervalle $\Delta\nu$ correspond une valeur de $\tau(u)$. Les variations de $\tau(u)$ avec ν sont relativement lentes et régulières.

Comme nous l'avons remarqué précédemment, cette fonction de transmission n'est généralement pas de la forme $\tau(u) = e^{-\alpha u}$, et son calcul requiert la connaissance de la fréquence, de l'intensité, de la demi-largeur et de la forme des raies qui contribuent à l'absorption dans l'intervalle $\Delta\nu$.

Dans le calcul de la fonction de transmission, l'épaisseur u sera comptée suivant la direction de propagation, ce qui entraîne :

$$\sec \theta = 1 \quad \text{et} \quad \gamma(u) = e^{-\int K du}.$$

K dépend de la pression et de la température ; il varie donc en même temps que u .

On calcule d'abord une fonction $\tau(u)$ en supposant K constant, ce qui revient à écrire $\gamma(u) = e^{-Ku}$, puis on applique différentes méthodes plus ou moins approchées qui tiennent compte des gradients de pression et de température.

Le premier essai a été fait par Ladenberg et Reich [5] (1911) dans le cas d'une raie isolée ayant la forme de Lorentz :

$$K = \frac{S}{\pi} \cdot \frac{\alpha}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2}.$$

S = intensité de la raie,

α = demi-largeur.

L'absorption totale pour cette raie est :

$$\int_{\Delta\nu} A \times \Delta\nu$$

A est appelée absorption relative et est définie par :

$$A = 1 - \frac{\int_{\Delta\nu} \gamma(u) du}{\Delta\nu} = 1 - \tau(u).$$

Cette absorption peut être mise sous la forme :

$$A \times \Delta\nu = 2\pi\alpha \times x \times e^{-x} [J_0(ix) - J_1(ix)].$$

J_0 et J_1 étant les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 et $x = S u / 2\pi\alpha$.

Si x est petit :

$$A \times \Delta\nu = S u.$$

Si x est grand :

$$A \times \Delta\nu = 2\sqrt{S\alpha u}.$$

Si le spectre absorbant comporte un grand nombre de raies suffisamment espacées, l'absorption totale est :

$$A \times \Delta\nu = \sum S u,$$

pour x petit ;

$$A \times \Delta\nu = 2 \sum \sqrt{S\alpha u},$$

pour x grand.

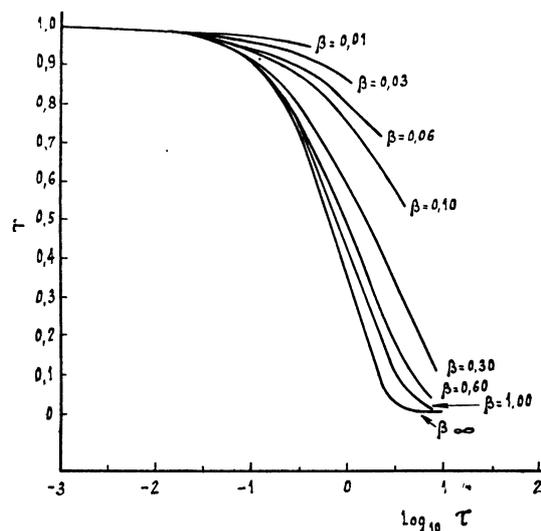


FIG. 1. — Fonction de transmission dans le modèle d'Elsasser.

Cette méthode n'est applicable que si les raies sont suffisamment espacées et si la quantité d'absorbant est faible.

1° *Modèle d'Elsasser.* — Elsasser (1942) a établi un modèle périodique qui tient compte de la superposition des raies. Il suppose une répartition régulière des raies en position et en intensité [6]. On montre que la fonction de transmission (fig. 1) peut s'exprimer par une fonction de Bessel d'ordre 0 :

$$\tau(u) = \int_0^\infty e^{-\nu \cot \theta \beta} \times J_0(iy | Sh\beta) dy.$$

où

$$\beta = 2\pi\alpha/d;$$

d = distance moyenne des raies ;

$$S_\nu = 2\pi\nu/d,$$

et

$$y = Su/d.$$

Lorsque β est petit (raies très espacées), $\tau(u)$ s'écrit :

$$\tau(u) = 1 - \operatorname{erf}(\sqrt{\pi Su\alpha/d}),$$

$\operatorname{erf}(x)$ étant par définition :

$$\operatorname{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x e^{-t^2} \times dt.$$

En posant :

$$l = 2\pi S\alpha/d^2,$$

on a :

$$\tau(u) = 1 - \operatorname{erf}\sqrt{lu/2};$$

l est le coefficient d'absorption généralisé.

Si lu est petit, on retrouve le résultat relatif à des raies isolées n'interférant pas :

$$1 - \tau(u) = \operatorname{erf}\sqrt{lu/2} = (2/d)\sqrt{S\alpha u}.$$

La transmission fractionnaire moyenne $T = I/I_0$ (basée sur ce modèle) pour une bande est donnée comme une fonction de la densité optique τ pour différentes valeurs du paramètre $\beta = 2 \times \pi \times \alpha/d$ des différentes raies non discrètes [7-8].

La densité optique est :

$$\tau = k_m \times u = Su/d$$

avec k_m énergie moyenne de la bande et u , épaisseur de la couche absorbante (en centimètres d'eau précipitables par exemple).

Ce modèle donne satisfaction aux basses altitudes ; mais en altitudes élevées, la pression diminue et les bandes s'élargissent ; il faut alors faire intervenir un terme correctif [18-21].

Les calculs ont été faits par Larmore [9] jusque $\lambda = 7 \mu\text{m}$, et par Elsasser [10] de $\lambda = 8 \mu\text{m}$ à $\lambda = 11 \mu\text{m}$.

2° *Le modèle de Goody* [11] (1952-1954) (fig. 2), s'appuie sur des considérations statistiques et donne, dans le cas de raies de la forme de Lorentz :

$$\tau(u) = \exp - \sigma \alpha u/d \sqrt{\alpha^2 + u\sigma x/\pi};$$

où σ est l'intensité moyenne des raies dans l'intervalle considéré.

Si $\alpha \ll d$, on a :

$$\tau(u) = \exp - [\sqrt{\pi u \sigma \alpha/d}].$$

Lorsque $\sqrt{\pi u \sigma \alpha/d}$ est petit, l'absorption relative devient :

$$A = \sqrt{\pi u \sigma \alpha/d}.$$

On retrouve, comme dans les modèles précédents, une loi d'absorption proportionnelle à la racine carrée de u .

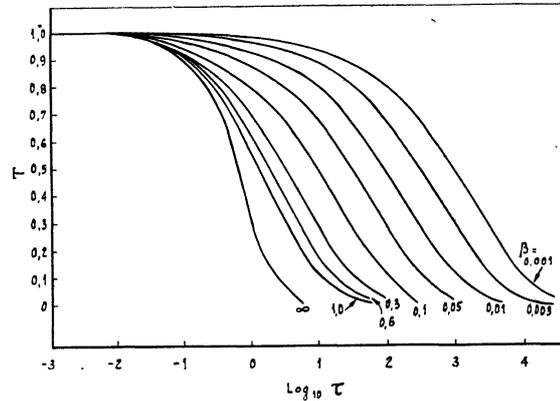


FIG. 2. — Fonction de transmission dans le modèle de Goody.

Dans les spectres réels, la répartition n'est jamais aussi régulière que celle adoptée dans le modèle d'Elsasser ni aussi désordonnée que celle indiquée par le modèle de Goody.

Néanmoins, ces modèles donnent satisfaction. D'autres, dérivés des précédents, ont été proposés et sont intéressants surtout pour la haute atmosphère : Plass [12], Curtis [13] et Godson [14].

3° *Les fonctions universelles de transmission*, relatives à différentes distances de recouvrement sont connues [7-15] (fig. 3).

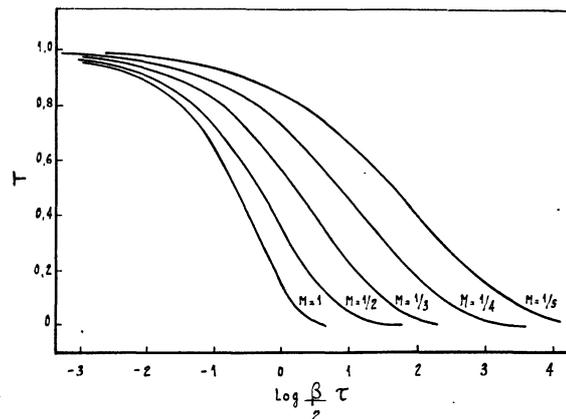


FIG. 3. — Fonctions universelles de transmission.

Les abords d'une raie comportent deux régions éloignées du centre de la raie où la valeur de k est habituellement inversement proportionnelle au carré de l'intervalle de nombre d'onde entre le centre de la raie et le point considéré.

Le modèle universel peut se ramener au modèle d'Elsasser ou au modèle de Goody [7].

4° *Influence de la pression et de la température sur $\tau(u)$.* — L'influence de la pression et de la température sur K reste très discutée. Dans la troposphère, la pression est suffisante pour que la forme des raies d'absorption soit représentée par l'expression de Lorentz, l'effet Doppler ne devenant prépondérant qu'aux très basses pressions.

Largeur des raies d'absorption.

Dans la troposphère, on peut admettre que la demi-largeur des raies s'écrit :

$$\alpha = \alpha_0(p/p_0)\sqrt{T_0/T};$$

α_0 étant la demi-largeur à TPN (T_0 et p_0).

Dans $\tau(u)$, c'est en première approximation le produit $u \times \alpha$ qui intervient. On peut faire porter la correction sur u et garder α et l inchangés. L'épaisseur réelle u est remplacée par une épaisseur effective :

$$u = u_{\text{réel}}(p/p_0)\sqrt{T_0/T}.$$

L'effet d'élargissement des raies, dû aux collisions de molécules, fait que cette formule n'est qu'approchée, mais pratiquement elle suffit.

Intensité relative des raies. — La température n'affecte pas seulement la largeur des raies, mais également les intensités relatives des raies d'absorption à l'intérieur d'une même bande.

L'intensité relative des raies centrales décroît, tandis que celle voisine des ailes croît. D'après Howard, Burch et Williams [22], la quantité $\int_{\Delta\nu} K d\nu$, pour toute la bande, est à peu près indépendante de la température pour les domaines de températures atmosphériques.

Cependant, Elsasser [6] (1942) et Yamamoto [16] (1952) évaluent un coefficient d'absorption généralisé l pour des températures extrêmes 240 °K et 300 °K et utilisent une valeur moyenne.

En 1960, Elsasser [17] utilise une formule de correction pour obtenir l'influence de la température sur l :

$$\log l = \log l_0 - a \frac{T_0 - T}{T} (\nu - \nu_0)^2 + \log \frac{T_0}{T}.$$

La constante a est définie à partir d'expériences de laboratoire.

b) *ÉQUATIONS EMPIRIQUES* [7]. — Pour de faibles absorptions, l'absorption dans une bande peut être représentée par l'équation empirique :

$$A = \int_{\nu_1}^{\nu_2} A_\nu \times d\nu = cu^{1/2} \times (P + p)k;$$

où $A_\nu = 1 - T_\nu$ est l'absorption monochromatique,

$A = 1 - T$ est l'absorption de la bande,

P = la pression totale (mm Hg),

p = la pression partielle du gaz absorbant (mm Hg).

Les différentes valeurs de c et k pour différentes bandes d'absorption ont été déterminées [7-18-19-20].

Cette formule est valable seulement quand A est inférieur à une certaine limite. Pour des valeurs plus grandes de A , c'est-à-dire pour de fortes absorptions, la formule à appliquer est la suivante :

$$A = \int_{\nu_1}^{\nu_2} A_\nu \times d\nu = C + D \log u + K \log (P + p).$$

Les valeurs de C , D , K , pour différentes bandes d'absorption, sont réunies en tableau [7].

Signalons que Elder et Strong ont établi une méthode empirique permettant de prévoir la transmission des fenêtres atmosphériques entre 0,7 μm et 15 μm , en prenant l'atmosphère gazeuse dans son ensemble [21].

Peu de travaux ont été effectués sur la variation de l'absorption d'un gaz en fonction de sa température ; on peut utiliser la relation [2] :

$$A_1 = A_0(T_0/T_1)^{1/4};$$

où A_1 et A_0 représentent respectivement l'absorption totale aux températures T_1 et T_0 .

Les variations de température dans l'atmosphère étant relativement faibles devant les variations de pression et de concentration, l'erreur commise, si l'on néglige l'influence de la température, est peu importante.

C'est également la conclusion à laquelle arrivent Howard et coll. [22], en faisant remarquer que l'absorption totale varie avec la pression plus lentement qu'une racine carrée, et avec la température plus lentement que l'inverse de la racine carrée.

3. Détermination expérimentale de l'absorption —

a) *INFLUENCE DE LA LARGEUR DE FENTE DU SPECTROMÈTRE.* — Si l'on disposait d'un spectromètre à pouvoir de résolution infini, il serait facile de déterminer expérimentalement, pour une quantité de substance absorbante donnée, l'absorption partielle A_ν subie par une radiation incidente de fréquence quelconque. Pratiquement, à cause de la largeur finie de la fente du spectromètre, on ne peut pas isoler une radiation d'une fréquence donnée, mais seulement un intervalle de fréquences. Ainsi, l'absorption partielle mesurée A'_i correspond à l'intervalle de fréquences, que laisse passer le spectromètre, et dépend essentiellement de la largeur de la fente du spectromètre utilisé.

On montre toutefois [22] que :

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} A'_i \times d\nu_i = \int_{\nu_1}^{\nu_2} A_\nu \times d\nu;$$

où les limites d'intégration ν_1 et ν_2 sont les fréquences qui limitent la bande et à l'extérieur desquelles l'absorption est négligeable.

La quantité $\int A_\nu \times d\nu$ représente l'absorption de la bande et se montre indépendante de la largeur de fente du spectromètre. Si l'absorption totale de la bande est divisée par $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$, intervalle de fréquences couvert par la bande, on obtient l'absorption partielle moyenne de la bande.

Howard, Burch et Williams [22], ont étudié sur des bandes d'absorption de H_2O et de CO_2 , l'influence de la largeur de fente du spectromètre, pour des longueurs d'onde allant de 2 μm à 6,3 μm .

Une bibliographie relative à l'effet de largeur de fente a été publiée par Vincent [23]. Cette question a également été traitée du point de vue théorique par Amat [24-25] et par Brodersen [26].

b) *MESURES D'ABSORPTION EN LABORATOIRE.* — De ce qui précède, on déduit que l'on ne peut tirer aucun renseignement sur la concentration d'un gaz absorbant, la pression totale et la longueur du chemin optique

étant supposées connues, à partir du seul examen d'une raie de son spectre d'absorption, à moins d'avoir fait un étalonnage préalable de l'appareil utilisé (spectrographe ou dispositif filtrant).

Des expériences de laboratoire permettent d'établir un système d'abaques donnant l'absorption A en fonction des différents paramètres. (Pression, concentration, température.)

L'ensemble des appareils utilisés en laboratoire comprend :

- une source d'infrarouge simulant le soleil [27] ;
- une cuve d'absorption permettant de simuler les conditions atmosphériques aussi bien au niveau du sol qu'en altitude (pression, température, concentration, variables) [28-29-30] ;

- un récepteur infrarouge comportant un dispositif de filtres interférentiels [31-32-33] pour travailler en bande large ; et un système de plusieurs interféromètres de Perot-Fabry montés en série [34-35] lorsqu'on désire obtenir une haute résolution (bande étroite de l'ordre de l'angstroem aux environs de $3 \mu\text{m}$ et de $6 \mu\text{m}$) ;

- un détecteur infrarouge [36].

c) MESURES D'ABSORPTION EN PLEIN AIR. — Nous ne parlerons pas ici des dispositifs employés dont on trouvera la description dans les ouvrages spécialisés [1-22]. Rappelons seulement que l'on peut opérer soit au niveau du sol par visée horizontale, soit en altitude par visée horizontale ou verticale, ou pour différentes hauteurs zénithales du soleil qui sert alors de source [37-38-39]. Lorsque le soleil a une hauteur zénithale θ , il faut multiplier la longueur du chemin optique par un « facteur de sécante » égale à $\sec \theta$ pour $\theta < 70^\circ$ [40]. Dans le cas où $\theta = 90^\circ$, ce facteur est de l'ordre de 40 et les absorptions mesurées sont évidemment beaucoup plus grandes [2].

Les mesures d'absorption sont faites de préférence avec le soleil à l'horizontale.

Lorsqu'on a affaire à des parcours inclinés dans l'atmosphère terrestre, où pression et température varient rapidement, on peut effectuer des corrections approximatives en employant la méthode de Plass [41] ou les résultats de Taylor et Yates [42].

4. Résultats des mesures — a) GÉNÉRALITÉS. —

La figure 4 présente un spectre infrarouge [7] montrant les régions d'absorption intense des radiations infrarouges par les molécules présentes dans l'atmosphère terrestre [43]. Au-dessus de cette courbe notée « spectre solaire », sont représentés les spectres de laboratoire relatifs à ces molécules. Une étude en haute résolution du spectre solaire permet de détecter, en plus de H_2O et CO_2 , HDO , N_2O , CH_4 , CO et O_3 .

La figure 4 indique nettement que les principales régions d'absorption de l'atmosphère sont dues à H_2O , CO_2 et O_3 .

L'ozone, quoique possédant une bande d'absorption intense vers $9,6 \mu\text{m}$, existe surtout dans la stratosphère et peut être négligée dans le problème de la transmission atmosphérique à travers des parcours horizontaux proches de la surface du sol. Les bandes d'absorption des autres constituants possèdent une importance négligeable devant l'absorption intense des bandes de H_2O et CO_2 .

On a l'habitude d'exprimer la concentration totale en vapeur d'eau dans l'atmosphère, en centimètres d'eau précipitable. Ceci revient à exprimer cette concentration comme étant l'épaisseur de la couche d'eau liquide qui serait formée si toute la vapeur d'eau traversée par un faisceau lumineux était condensée dans un récipient de section droite égale à celle du faisceau.

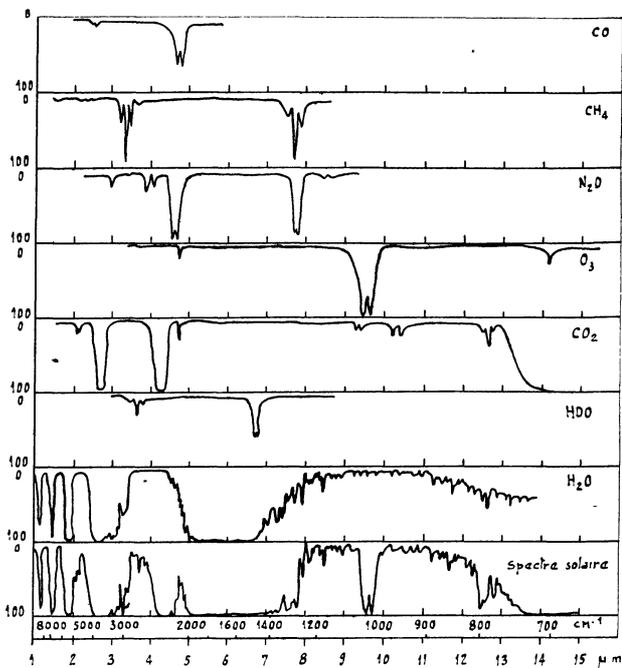


FIG. 4. — Spectre dans le proche infrarouge, des radiations solaires filtrées par l'atmosphère, ainsi que des constituants de l'atmosphère ; CO , CH_4 , N_2O , O_3 , CO_2 , HDO et H_2O .

L'épaisseur d'eau précipitable par kilomètre peut être obtenue à partir de la relation :

$$w = \frac{1}{0,914383} \times 10^{-5} \times \rho_v \times X,$$

où w est l'eau précipitable contenue en centimètres, ρ_v la densité de vapeur en g. cm^{-3} , X la longueur du parcours en mètres.

Ces valeurs de w peuvent être déterminées empiriquement et sont valables sur un parcours horizontal à travers la basse atmosphère [43].

Une unité commode, employée dans les ouvrages anglo-saxons pour la mesure de la concentration d'un gaz absorbant, est le atmo-cm. C'est la longueur de parcours en centimètres qui contiendrait le même nombre de molécules d'un gaz à TPN⁽¹⁾, qu'une colonne de longueur de parcours arbitraire, à une pression et une température quelconque (épaisseur réduite d'une colonne gazeuse). Par exemple, l'abondance atmosphérique du CO_2 étant d'environ 0,03 % du volume, la concentration du CO_2 absorbant, au niveau du sol, est d'environ 30 atmo-cm par kilomètre de longueur de parcours.

(1) Température et pression normales.

b) ABSORPTION PAR LA VAPEUR D'EAU ET LE GAZ CARBONIQUE. — Il existe des tableaux qui donnent la transmission atmosphérique au niveau de la mer (rapport entre la radiation reçue et la radiation émise par la source [7-44]), en fonction du nombre de centimètres d'eau précipitable contenu dans le volume total occupé par le faisceau lumineux entre la source et le détecteur, pour l'intervalle de longueur d'onde compris entre $0,3 \mu\text{m}$ et $7 \mu\text{m}$.

Les données similaires établies pour le CO_2 sont exprimées directement en fonction de la longueur parcourue en kilomètres [7].

La concentration de H_2O et CO_2 décroît avec l'altitude. L'étude de la correction de parcours nécessaire à des altitudes supérieures à 100 pieds (30,479 m), pour obtenir la même absorption qu'au niveau de la mer a été faite [44] (par exemple, en air sec, pour une longueur d'onde de $1,4 \mu\text{m}$ et pour un parcours de 100 km, la transmission au niveau de la mer est 0,885 ; à une altitude de 10 pieds (3,05 m), le facteur de correction est 0,548 et la longueur de parcours requise pour donner la même absorption que celle trouvée au niveau de la mer sera : $100/0,548 = 182 \text{ km}$).

Les valeurs de la transmission, pour les bandes individuelles d'absorption de H_2O et de CO_2 , entre $0,9 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$, mesurées sous pression réduite pour simuler

les conditions à haute altitude sont connues. La figure 5 donne ces valeurs en fonction de la concentration de l'eau absorbante pour les bandes de $0,7 - 0,92 \mu\text{m}$, $0,92 - 1,13 \mu\text{m}$, $1,13 - 1,22 \mu\text{m}$ pour des pressions totales avec azote de 125 (courbe A), 500 (B), et 760 (C) mm Hg.

Il est commode, pour les calculs, de définir certaines « bandes limites » à l'extérieur desquelles une bande donnée est considérée comme ayant une absorption négligeable. Ces quantités sont résumées en tableaux [7].

Les figures du type de (2) permettent la détermination rapide de toute la transmission d'une bande donnée de H_2O ou de CO_2 comme un pourcentage de la radiation incidente dans la région du spectre comprise dans les bandes limites, en fonction de la concentration et de la pression totale. Par exemple, pour la bande de $6,3 \mu\text{m}$ de H_2O et une concentration de 1 cm d'eau précipitable sur le parcours absorbant, environ 30 % de la radiation incidente sera transmise entre 1 050 et 2 160 cm^{-1} , à la température ordinaire pour une pression totale de 1 atmosphère. Si la pression totale était seulement de $125/760 = 0,164 \text{ atm}$, la même concentration permettrait une transmission d'environ 45 % de la radiation incidente dans cet intervalle [44].

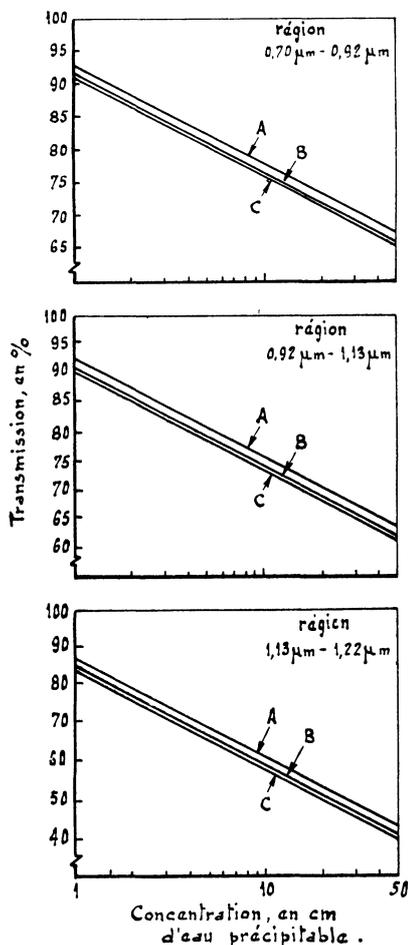


FIG. 5. — Transmission en fonction de la concentration de l'eau absorbante.

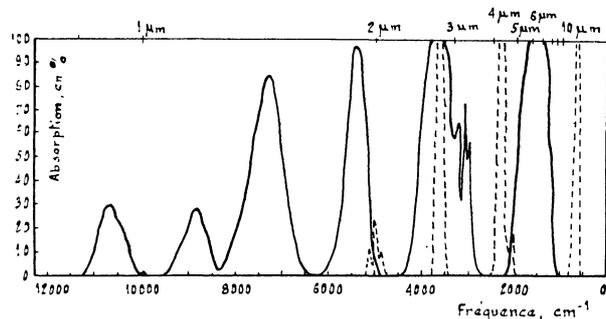


FIG. 6. — Absorption par 46 atm.cm de CO_2 (courbe en pointillé), et par 0,7 cm de H_2O précipitable (courbe en trait plein).

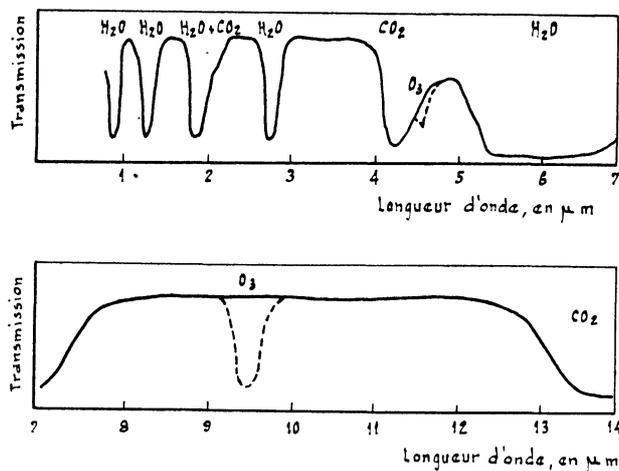


FIG. 7. — Les fenêtres et les régions d'absorption de l'atmosphère.

Les figures 6 et 7 montrent les principaux aspects des bandes d'absorption de H_2O et CO_2 mesurées avec un spectromètre à faible dispersion, et représentées en fonction du nombre d'onde et de la longueur d'onde [44-45]. L'emploi du nombre d'onde comme unité a l'avantage de donner une courbe d'absorption qui délimite une surface proportionnelle à l'énergie enlevée au faisceau incident par l'absorption. La courbe en pointillé de la figure 6 représente l'absorption par 46 cm d'atmosphère de CO_2 . La courbe en trait plein de la même figure correspond à l'absorption par 0,7 cm d'eau précipitable.

Le terme « fenêtre » tel qu'on l'utilise sur la figure 7 représente une région spectrale de relativement grande transmission comprise entre deux régions de faible transmission.

Murcay et al. [46] ont mesuré l'absorption dans la bande $6,3 \mu m$ de la vapeur d'eau à une altitude de

92 000 pieds, et en ont déduit la quantité d'eau précipitable présente (environ $20 \mu m$ d'eau précipitable au-dessus de 92 000 pieds (à Alamogordo, New-Mexico, le 19 juin 1959).

À côté des bandes d'absorption de la vapeur d'eau correspondant à $0,94 \mu m$, $1,1 \mu m$, $1,38 \mu m$, $1,87 \mu m$, $2,7 \mu m$, $3,2 \mu m$ et $6,3 \mu m$ [22], il existe des raies de rotation pure très intenses de H_2O entre $20 \mu m$ et $500 \mu m$ [22] alors qu'il n'y a que très peu de raies de rotation pure au-dessous de $20 \mu m$. Daw [47] a étudié l'absorption totale de cette bande de rotation pure en fonction de la pression totale et de la concentration avec la cellule à long parcours de Johns Hopkins.

Le spectre de rotation pure de la vapeur d'eau a été mesuré avec une bonne dispersion, de 18 à $75 \mu m$ par Randall et coll. [49] (fig. 8). Pour une étude en haute résolution dans le domaine de 1 à $40 \mu m$ voir Narahari Rao et coll. [48].

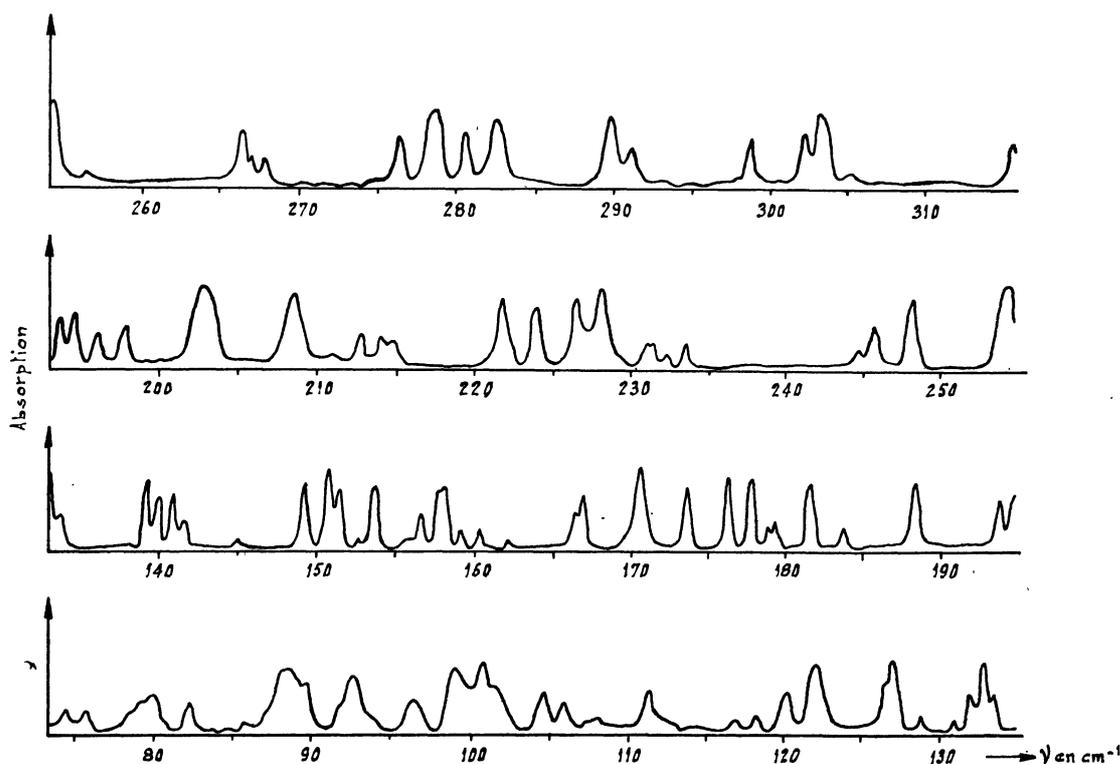


FIG. 8. — Spectre de rotation pure de la vapeur d'eau (absorption expérimentale).

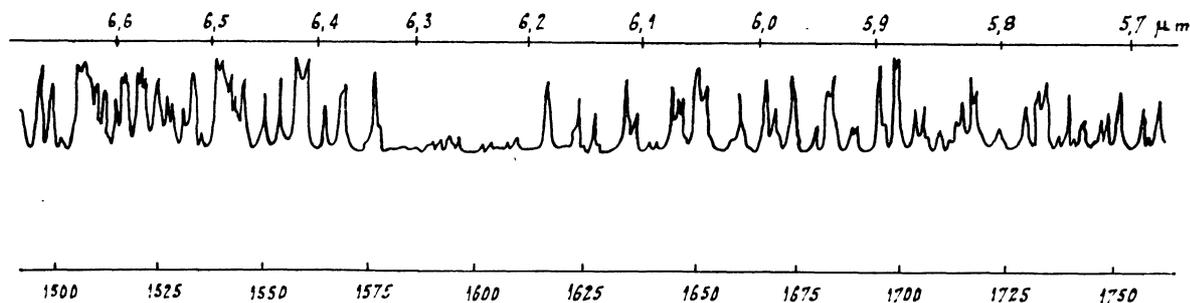


FIG. 9. — Spectre d'absorption de la vapeur d'eau dans la bande $6,26 \mu m$.

ANNÉES	TRAVAUX	RÉFÉRENCES	NATURE DES CONSTITUANTS	DOMAINE DE LONGUEUR D'ONDE	MESURES DE LABORATOIRE	ATMOSPÈRE	
						HORIZONTALE AU NIVEAU DU SOL	HORIZONTAL EN ALTITUDE
1937	H. M. Randall et coll.	49	Atmosphère	18 à 135 μm		+	
1941	A. Adel.	57	Atmosphère	7,7 μm			
1948	M. V. Migeotte.	58	Atmosphère	4,5 μm , 7,77 μm et 8,57 μm			
1948	J. W. Shaw, G. B. B. M. Shuterland et T. W. Wornell.	59	Atmosphère	4,5 μm , 7,77 μm et 8,57 μm			
1948	M. V. Migeotte.	60	Atmosphère	3,16 à 3,47 μm			
1949	L. Coldberg, O. C. Mohler, R. E. McMath et A. K. Pierce.	61	Atmosphère	2,08 à 1,54 μm			
1949	R. E. McMath, O. C. Mohler et L. Goldberg.	62	Atmosphère	2 μm			
1950	J. H. Shaw, M. L. Oxholm et R. M. Chapman.	63	Atmosphère	4,06 μm			
1950	Narahari Rao.	64	CO		+		
1951	R. M. Goody et Wormell.	65	Air sec + NO ₂	7,8 μm et 8,6 μm	+		
1951	H. A. Gebbie et coll.	66	Atmosphère	1 à 14 μm		+	
1952	T. K. McCubbin Jr et W. M. Sinton.	67	Atmosphère	300 à 2 000 μm			
1952	A. Adel.	68	Atmosphère	17 μm			
1952	J. H. Shaw, M. L. Oxholm et H. H. Claassen.	69	Atmosphère	3,7 μm et 7,2 μm			
1953	T. Elder et J. Strong.	21	Atmosphère	0,72 à 5,9 μm			
1953	J. N. Howard et R. M. Chapman	70	Vapeur d'eau	1 à 7 μm	+		
1953	E. Vigroux.	71	Ozone	0,3 à 0,8 μm	+		
1953	E. Vigroux, M. Migeotte et L. Neven.	72	Atmosphère	3,27 μm , 4,75 μm et 9 μm			
1954	J. N. Howard, D. E. Burch et D. Williams.	22	Vapeur d'eau ; CO ₂	0,94, 6,3 μm et 20 à 500 μm	+		
1954	H. Daw.	47	Vapeur d'eau	20 à 500 μm	+		
1954	L. Genzel et W. Eckhardt.	73	Vapeur d'eau	140 à 320 μm et jusqu'aux micro-ondes	+		
1955	J. N. Howard et coll.	43	Gaz atmosphériques	1 à 15 μm	+		
1956	L. Larmore.	44	Atmosphère	0,3 à 7 μm		+	
1956	C. A. Pearson.	74	Gaz atmosphériques	0,9 à 20 μm	+		
1956	R. Sloan, J. H. Shaw et D. Williams.	75	Atmosphère	0,7 à 1,1 μm et 0,3 à 12 μm		+	
				4 à 15 μm		+	

ANNÉES	TRAVAUX	RÉFÉRENCES	NATURE DES CONSTITUANTS	DOMAINE DE LONGUEUR D'ONDE	MESURES DE LABORATOIRE	ATMOSPÈRE	
						HORIZONTALE AU NIVEAU DU SOL	HORIZONTAL EN ALTITUDE
1956	D. E. Burch.....	76	Atmosphère	8,6 μm à 10,4 μm			+
1956	J. N. Howard, D. E. Burch et D. Williams.....	77	Vapeur d'eau, CO ₂ + azote + oxygène	1,33 à 15 μm	+		
1956	F. E. Jones et V. Roberts.....	78	Atmosphère	1,5 à 5 μm			+
1956	J. H. Taylor et H. W. Yates....	79	Atmosphère	9,6 μm		+	
1956-57	M. Migeotte, L. Neven et J. Swenson.....	80	Atlas du spectre solaire	2,8 μm à 23,7 μm			
1956	H. K. Paetzold.....	81	Ozone	9,6 μm	+		
1957	D. E. Burch et J. H. Shaw.....	82	Atmosphère	14,5 μm à 22,5 μm			+ 2 800 m
1957	J. H. Taylor et H. W. Yates...	83	Atmosphère	0,5 μm à 15 μm		+	
1958	H. A. Gebbie.....	84	Air (8 m d'épaisseur)	200 à 2 000 μm (source Hg)	+		
1958	L. Genzel et R. Weber.....	85	Vapeur d'eau	200 à 1 100 μm	+		
1958	D. M. Gates, D. G. Murcra, C. C. Shaw et R. J. Herbold...	86	Atmosphère	2 μm			
1958	R. G. Johnston.....	87	Atmosphère	0,3 à 2,5 μm			
1959	A. Arnulf, J. Bricard, E. Curé et C. Vêret.....	1	Atmosphère	0,3 à 13 μm		+	
1959	G. A. Vanasse, J. Strong et L. Loewenstein.....	88	H ₂ O	166 μm à 1 000 μm	+		
1959	J. W. Birkeland et J. H. Shaw..	89	N ₂ O dans air	4,5 μm		+	
1959	N. G. Iavoslavskii et A. E. Sta- venich.....	90	air (e = 7,5 m)	40 à 2 500 μm	+		
1960	W. M. Elsasser et M. F. Cul- berton.....	17	H ₂ O ; CO ₂ ; O ₃	6,3 à 14 μm et au-dessus	+		
1960	D. G. Murcra, F. H. Murcra, W. J. Williams et F. E. Leslie.	46	Atmosphère	6,3 μm			+ 40 000 à 92 000 pied
1960	E. Decamps et A. Hadni.....	91	Vapeur d'eau	50 à 2 500 μm	+		
1960	D. G. Murcra, J. N. Brooks, F. H. Murcra et D. Williams.	92	Atmosphère	1 à 5 μm			+
1960	D. M. Gates.....	93	Atmosphère	0,872 à 2,537 μm (59 longueurs d'onde)			
1960	D. K. Edwards.....	94	CO ₂ + azote	1,6 à 15 μm	+		
1960	L. Delbouille et M. Migeotte....	95	Spectre solaire	0,75 à 1,2 μm			+ 3 540 m
1960	J. R. Izatt.....	96	Vapeur d'eau	14,5 μm à 21,05 μm	+		

ANNÉES	TRAVAUX	RÉFÉRENCES	NATURE DES CONSTITUANTS	DOMAINE DE LONGUEUR D'ONDE	MÉSURES DE LABORATOIRE	ATMOSP	
						HORIZONTALE AU NIVEAU DU SOL	HORIZONTALE EN ALTITUDE
1960	R. C. Lord	97	O ₃ et NO ₂	33,3 μm à 200 μm	+		
1960	D. G. Murcray, F. H. Murcray et coll.	98	Atmosphère	1,4 μm ; 1,6 μm et 6,3 μm (1 à 10 μm)			
1960	H. W. Yates et J. H. Taylor ...	99	Atmosphère	0,5 à 15 μm		+	
1960	S. O. Drell et M. A. Ruderman ..	100	Atmosphère	2,7 à 5,4 μm			
1961	R. P. Madden	101	CO ₂	15 à 18 μm	+		
1961	R. H. Tourin	102	CO ₂ + azote (e = 12,7 cm)	4,3 μm	+		
1961	R. H. Tourin	103	CO ₂ + azote (e = 12,7 cm)	2,7 μm	+		
1961	D. G. Murcray, F. H. Murcray W. J. Williams et F. E. Leslie ..	104	Atmosphère	1,4 μm, 1,9 μm, 6,3 μm (de 1 à 10 μm)			
1961	R. H. Tourin	105	Vapeur d'eau (e = 12,7 cm)	2,4 à 3,4 μm	+		
1961	J. S. Seeley et J. T. Houghton	106	Atmosphère	4,5 μm			+
1961	J. S. Seeley et J. T. Houghton	107	N ₂ O	4,5 μm	+		
1961	D. E. Burch et D. W. Williams ..	108	Constituants mineurs + azote		+		
1961	R. H. Crompton	109	Atmosphère CO ₂ ; O ₃		+		
1961	P. A. Sheppard	110	Atmosphère	9,6 μm			+
1961	D. G. Murcray, J. N. Brooks et J. Sible	111	Atmosphère (ballon)	1,8 à 5 μm			
1961	D. E. Burch, D. Gryvna et D. Williams	112	CO ₂ et CO ₂ + azote	2,7 à 22,2 μm	+		
1961	D. G. Murcray, F. H. Murcray et W. J. Williams	113	Atmosphère	1 à 10 μm 6,3 μm			
1962	K. Narahari Rao, W. W. Brim V. L. Sinnett et R. H. Wilson .	48	CO ; vapeur d'eau	1 à 40 μm	+		
1962	A. Adel	114	Atmosphère	6,3 μm et 16 à 24 μm (10 raies)			+
1962	D. E. Burch, D. Cryvna et coll.	115	CO ₂ , vapeur d'eau et constituants mineurs				
1962	L. L. Abels	116	N ₂ O et azote	4,5 μm	+		
1962	R. K. McDonald, J. Bell et coll. .	117	Atmosphère (satellite)	2 à 5 μm			
1962	R. A. Coleman et H. C. Donoian.	118	Atmosphère (satellite)	0,4 à 5 μm			

La figure 9 montre le spectre d'absorption de la vapeur d'eau dans la bande 6,26 μm .

Nous renvoyons à l'ouvrage de Howard et al. [22] pour l'étude des bandes d'absorption du CO_2 situées aux environs de : $\lambda = 1,4 \mu\text{m}, 1,6 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m}, 2,7 \mu\text{m}, 3 \mu\text{m}, 4,3 \mu\text{m}, 4,8 \mu\text{m}, 5,2 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$. L'examen de cette dernière bande est fait sous pression totale variable (125, 750, 300 et 375 mm Hg, etc...).

c) **ABSORPTION PAR L'OZONE.** — Il existe une très faible quantité d'ozone dans l'atmosphère, environ 0,3 atmo-km, à température et pression normales, cependant, il joue un rôle important dans le domaine de longueur d'onde compris entre 9 et 11 μm où le gaz carbonique et la vapeur d'eau n'ont qu'une faible absorption et où l'atténuation des radiations infrarouges provient uniquement de la bande de l'ozone à 9,6 μm . La figure 10 montre l'importance relative de H_2O , CO_2 et O_3 .

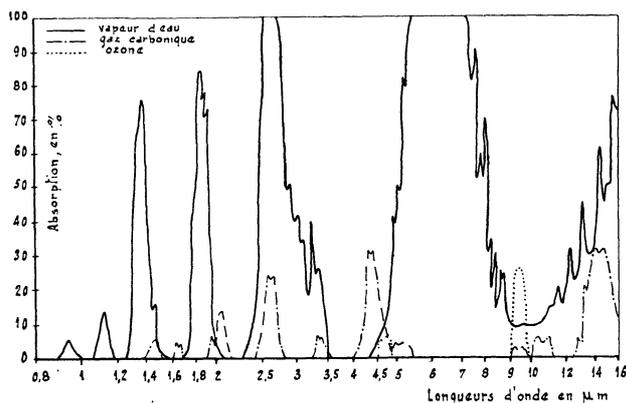


FIG. 10. — Absorption des radiations infrarouges par l'atmosphère.

Migeotte, Neven et Swenson (tableaux) ont identifié 527 raies de l'ozone atmosphérique (bandes à 3,27 μm , 4,75 μm et 9 μm).

d) **ABSORPTION PAR LE MÉTHANE** [19]. — Le méthane présente deux bandes d'absorption d'intensité comparable [50] aux environs de 3,3 μm et de 7,7 μm . La bande à 7,7 μm coïncide avec une bande d'absorption de N_2O et l'énergie arrivant du soleil à 7,7 μm étant beaucoup plus faible qu'à 3,3 μm , il est difficile de faire des mesures d'absorption dans cette région. La bande à 3,3 μm se trouve partiellement recouverte par une bande d'absorption de H_2O à 3,2 μm ; il est cependant possible de déterminer l'absorption due au méthane seul [51]. La structure fine de la bande à 3,3 μm est bien connue [52-53] avec l'identification de toutes les raies (fig. 11).

L'influence de la température sur l'absorption du méthane a été étudiée expérimentalement de manière qualitative [54].

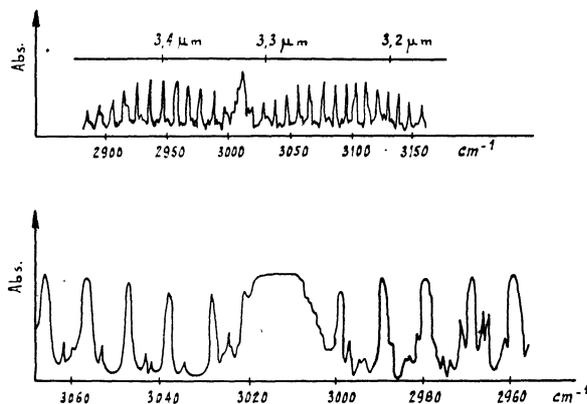


FIG. 11. — Spectre d'absorption du méthane dans la bande 3,3 μm .

Des expériences concernent la détermination de la concentration du CH_4 dans l'atmosphère en fonction de l'altitude. Le principe en était de mesurer au sol, l'absorption infrarouge due au méthane pour différentes hauteurs zénithales du soleil [37-38-39-55]. Les résultats, sensiblement concordants, de ces travaux, conduisent à admettre que la concentration en volume de CH_4 est constante dans l'atmosphère jusqu'à une altitude voisine de 90 km.

En comparant le méthane à l'ozone, qui produit à peu près la même absorption pour des épaisseurs réduites équivalentes, Robert a trouvé, par un calcul approché, les valeurs suivantes de l'absorption totale réduite en fonction de l'altitude h [56] (le soleil étant supposé au zénith) :

h (km)	15	21	26	31	36
\bar{A} %	17	9,51	5	2,7	1,5

(L'épaisseur réduite d'une colonne gazeuse est la hauteur qu'aurait cette colonne ramenée à TPN. Elle s'exprime en atmo-cm.)

Conclusion — Les tableaux précédents résument une grande partie des travaux effectués tant sur la vapeur d'eau, le gaz carbonique et l'ozone, que sur les constituants mineurs de l'atmosphère. On constate qu'il existe de nombreuses études et que, d'une manière générale, l'absorption des radiations infrarouges par les gaz atmosphériques est bien connue dans le proche infrarouge. Cependant au delà de 23 μm , les mesures, beaucoup plus rares, se rapportent à une très faible dispersion, le pouvoir de résolution théorique des spectromètres employés n'ayant pu être exploité, en raison d'une trop faible luminosité. Dans ce domaine de longueurs d'ondes, il serait intéressant de reprendre les études d'absorption à l'aide d'un spectromètre à grilles de Girard qui présente l'avantage de permettre une étude en haute résolution, et d'essayer ainsi de faire la jonction avec les micro-ondes.

Manuscrit reçu le 3 février 1964.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ARNULF (A.), BRICARD (J.), CURE (E.) et VERET (C.), *Revue d'Optique*, 1959, **38**, n° 3.
- [2] ORDINAIRE (F.), C. N. E. T. Département C. D. S. Note technique projet C. D. S. 4, août 1961.
- [3] SALVADOR (O.), *Thèse*, Paris, 1962.
- [4] CHANDRASEKHAR (S.), *Radioactive Transfer*, Oxford, Clarendon Press, 1950, 393 p.
- [5] LADENBERG (R.) et REICH (F.), *Ann. Physik*, 1911, **42**, 181.
- [6] ELSASSER (W. M.), *Heat Transfer by Infrared Radiation in the atmosphere*, Harvard Meteorological Studies n° 6, Cambridge Harvard University Press, 1942, 107 p.
- [7] HOWARD (J. N.), KING (J. I. F.) et GAST (P. R.), *Thermal Radiation*, Handbook of Geophysics, United States Air Force; Geophysics Research Directorate, The Macmillan Company, New York, 1960, Chap. 16.
- [8] KLAPLAN (L. D.), *J. Meteorol.*, 1953, **10**, 100.
- [9] LARMORE (L.), *Transmission of Infrared Radiation through the atmosphere*, Office of Naval Research, Proceedings of Infrared Inform. Symposia, juin 1956, vol. 1, n° 1.
- [10] ELSASSER (W. M.), *Astrophysical J.*, 1938, **87**, 497.
- [11] GOODY (R. M.), *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 1952, **78**, 165.
- [12] PLASS (J. N.), *J. O. S. A.*, 1958, **48**, 690-703.
- [13] CURTIS (A. R.), *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, 1952, **78**, 638.
- [14] GODSON (W. L.), *J. Meteorol.*, 1955, **12**, 272-284.
- [15] KING (J. I. F.), *Astrophysical J.*, 1952, **116**, 491.
- [16] YAMAMOTO (G.), *The Science Reports of Tohoku University Geophysic*, 1952, vol. 4, n° 1, p. 9-23.
- [17] ELSASSER (W. M.), *Atmospheric Radiation Tables*. University of California, La Jolla Final Report under Contract AF 19 (604) 2413, 1960, 43 p.
- [18] HOWARD (J. N.), BURCH (D. E.) et WILLIAMS (D. J.), *J. O. S. A.*, 1956, **46**, 237.
- [19] DAW (H. A.), "Transmission of Radiation through water vapor subject to pressure broadening in the region 4,2 μm to 23 μm ", Technical Report n° 10, Contract AF 19 (122) 392, Univ. of Utah, 1956.
- [20] SUMMERFIELD (M. I.), "The effect of pressure of infrared absorption of ozone", Doctoral Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, Calif., 1941.
- [21] ELDER (T.) et STRONG (J.), *J. Franklin Inst.*, 1953, **255**, 189.
- [22] HOWARD (J. N.), BURCH (D. E.) et WILLIAMS (D.), "Near-Infrared transmission through synthetic atmospheres", Scient. report n° 1 Contract AF 19 (604)-516, Geophysics Research Directorate, Ohio State University, 1954.
- [23] VINCENT (J.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 1.
- [24] AMAT (G.), *Publication scientifique et technique de l'Air*, 1952, n° 276.
- [25] AMAT (G.), Ph. D. Diss., Univ. de Paris, 1951.
- [26] BRODERSEN (S.), *J. O. S. A.*, 1954, **44**, 22.
- [27] JOHNSON (J. S.), *J. Meteorol.*, 1954, **11**, 431.
- [28] WHITE (J. U.), *J. O. S. A.*, 1942, **32**, 285.
- [29] LECOMTE (J.), *Hand. Physik*, 1958, **26**, 312.
- [30] DITCHBURN (R. W.) et HEDDLE (D. W. O.), *Proc. Roy. Soc.*, 1953, A **220**, 61.
- [31] HADLEY (L. N.) et DENNISON (D. N.), *J. O. S. A.*, 1947, **37**, 451; 1948, **38**, 483.
- [32] GREENLER (R. G.), *J. O. S. A.*, 1957, **47**, 130.
- [33] TURNER (A. F.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 444.
- [34] CHABBAL (R.) et JACQUINOT (P.), *Nuovo Cimento*, 1955, n° 3, 661.
- [35] VERET (C.), *La Recherche Aéronautique*, janvier-février 1959, n° 68.
- [36] WORMSER (E. M.), *J. O. S. A.*, 1953, **43**, 15.
- [37] GOLDBERG (L.), *Astrophys. J.*, 1951, **113**, 56.
- [38] NIELSEN (A. H.) et MIGEOTTE (M.), *Ann. Astron.*, 1952, **15**, 134.
- [39] GOLDBERG (L.) et MULLER (E. A.), *J. O. S. A.*, 1953, **43**, 1033.
- [40] BENFORD (F.), *Illum. Eng.*, 1947, **42**, 527.
- [41] PLASS (G. N.), *J. O. S. A.*, 1952, **42**, 677.
- [42] TAYLOR (J. H.) et YATES (H. W.), *J. O. S. A.*, 1956, **46**, 378 (a).
- [43] HOWARD (J. N.), BURCH (D. E.) et WILLIAMS (D.), "Near infrared transmission through synthetic atmospheres", Geophysical Research papers n° 40, Air Force Cambridge Research Center, 1955.
- [44] LARMORE (L.), "Transmission of infrared radiation through the atmospheres", Research Memorandum RM (63-20) — 1, Lockheed Aircraft Corp., 1956.
- [45] Ohio State University "Spectroscopic investigation of synthetic atmospheres", Scient. Report, n° 1 et 2, Contract AF, **19** (604) 516, 1954-1955.
- [46] MURCRAY (D. G.), MURCRAY (F. H.), WILLIAMS (W. J.) et LESLIE (F. E.), *J. Geophys. Res.*, 1960, **65**, 3641.
- [47] DAW (H.), Ph. D. Diss., Univers. of Utah, 1954.
- [48] NARAHARI RAO (K.), BRIM (W. W.), SINNETT (V. L.) et WILSON (R. H.), *J. O. S. A.*, 1962, **52**, n° 8, 862-865.
- [49] RANDALL (H. M.), DENNISON (D. M.), GINSON (N.) et WEBER (L. R.), *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 160-174.
- [50] THORNDIKE (J.), *J. Chem. Physics*, 1947, **15**, 868.
- [51] DEUTSCHBEIN (O.), *L'onde Elect.*, **39**, 842.
- [52] NIELSEN (A. H.) et NIELSEN (H. H.), *Phys. Rev.*, 1935, **48**, 864.
- [53] ALLEN (H. C.) et PLYLER (E. K.), *J. Chem. Physics*, 1957, **26**, 972.
- [54] BOYD (R. J.), THOMPSON (H. W.) et WILLIAMS (R. L.), *Proc. Roy. Soc.*, Londres, 1952, **213**, 42.
- [55] McMATH (R. E.), MOHLER (O.) et GOLDBERG (L.), *Astrophys. J.*, 1949, **109**, 17.
- [56] ROBERT (A.), Note tech. interne du C. N. E. T., T/CDS/1040, mars 1961.
- [57] ADEL (A.), *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 944; *Astrophys. J.*, 1951, **93**, 509-510 et 1951, **94**, 451, 467.
- [58] MIGEOTTE (M. V.), *Astron. J.*, 1948, **54**, 45.
- [59] SHAW (J. W.), SHUTERLAND (G. B. B. M.) et WORMELL (T. W.), *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 978.
- [60] MIGEOTTE (M. V.), *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 519 et **74**, 112-113. 194.
- [61] GOLDBERG (L.), MOHLER (O. C.), McMATH (R. E.) et PIERCE (A. K.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1848-1858.
- [62] McMATH (R. E.), MOHLER (O. C.) et GOLDBERG (L.), *Astrophys. J.*, 1949, **109**, 17-27 et *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 623-624.
- [63] SHAW (J. H.), OXHOLM (M. L.) et CHAPMAN (R. M.), *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 497 et *Astrophys. J.*, 1951, **113**, 268-298.
- [64] NARAHARI RAO (K.), *J. Chem. Physics*, 1950, **18**, 213-214.
- [65] GOODY (R. M.) et WORMELL (T. W.), *Proc. Roy. Soc.*, 1951, **209**, n° 1097, 178-196.
- [66] GEBBIE (H. A.) et coll., *Proc. Roy. Soc.*, 1951, A **206**, 87.
- [67] McCUBBIN (T. K.) et SINTON (W. M.), *J. O. S. A.*, 1952, **42**, 113-115.
- [68] ADEL (A.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 128.
- [69] SHAW (J. H.), OXHOLM (M. L.) et CLAASSEN (H. H.), *Astrophys. J.*, 1952, **116**, 554-574.
- [70] HOWARD (J. N.) et CHAPMAN (R. M.), *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 49, 192; *J. O. S. A.*, 1952, **42**, n° 6, 423-426.
- [71] VIGROUX (E.), *Ann. Physik*, 1953, **8**, 709.
- [72] VIGROUX (E.), MIGEOTTE (M.) et NEVEN (L.), *Phys. Haag.*, 1953, **19**, 140-142.
- [73] GENZEL (L.) et ECKHARDT (W.), *Z. Physik*, 1954, **139**, 578-691.

- [74] PEARSON (C. A.), *J. O. S. A.*, 1956, **46**, 54-59.
- [75] SLOAN (R.), SHAW (J. H.) et WILLIAMS (D.), *J. O. S. A.*, 1956, **46**, n° 7, 543-547.
- [76] BURCH (D. E.), *J. O. S. A.*, 1956, **46**, n° 5, 360-361.
- [77] HOWARD (J. N.), BURCH (D. E.) et WILLIAMS (D.), *J. O. S. A.*, 1956, **46**, n° 4, 186.
- [78] JONES (F. E.) et ROBERTS (V.), *Proc. Roy. Soc.*, 1956, **236**, n° 1205, 171-175.
- [79] TAYLOR (J. H.) et YATES (H. W.), *J. O. S. A.*, 1956, **46**, n° 11, 998.
- [80] MIGEOTTE (M.), NEVEN (L.) et SWENSON (J.), Atlas du spectre solaire, entre 2,8 μm et 23,7 μm , 1956-1957.
- [81] PAETZOLD (H. K.), *Z. Naturf.*, 1953, **11a**, 128-130.
- [82] BURCH (D. E.) et SHAW (J. H.), *J. O. S. A.*, 1957, **47**, n° 3, 227-229.
- [83] TAYLOR (J. H.) et YATES (H. W.), *J. O. S. A.*, 1957, **47**, n° 3, 223-226.
- [84] GEBBIE (H. A.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, n° 3, 230-231.
- [85] GENZEL (L.) et WEBER (R.), *Z. angew. Phys.*, 1958, **10**, n° 4, 195-199.
- [86] GATES (D. M.), MURCRAY (D. G.), SHAW (C. C.) et HERBOLD (R. J.), *J. O. S. A.*, 1958, **48**, n° 12, 1010-1016.
- [87] JOHNSTON (R. G.), *J. Res. Bur. Stand.*, 1958, **61**, 419-425.
- [88] VANASSE (G. A.), STRONG (J.) et LOEWENSTEIN (E.), *J. O. S. A.*, 1959, **49**, n° 3, 309-310.
- [89] BIRKELAND (J. W.) et SHAW (J. H.), *J. O. S. A.*, 1959, **49**, n° 6, 637-638.
- [90] IAVOSLAVSKII (N. G.) et STAVENICH (A. E.), *Optika i spektroskopiia*, 1959, n° 6, 521.
- [91] DECAMPS (E.) et HADNI (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, n° 10, 1827-1829.
- [92] MURCRAY (D. G.), BROOKS (J. N.), MURCRAY (F. H.) et WILLIAMS (D.), *J. O. S. A.*, février 1960, **50**, n° 2, 107-112.
- [93] GATES (D. M.), *J. O. S. A.*, décembre 1960, **50**, n° 12, 1299-1304.
- [94] EDWARDS (D. K.), *J. O. S. A.*, 1960, **50**, n° 6, 617-626.
- [95] DELBOUILLE (L.) et MIGEOTTE (M.), *J. O. S. A.*, 1960, **50**, n° 12, 1305-1307.
- [96] IZATT (J. R.), Progress rept. Contract Nonr-24801, 1960.
- [97] LORD (R. C.), Report for Mach 1958-Aug. 59 on experimental technic for materials research, fév. 1960, Spectros. labo., Mass. Inst. of Techn., Cambridge.
- [98] MURCRAY (D. G.), MURCRAY (F. H.) et coll., Contract AF 19 (604) 2069, AFCRC, TN 60-265, Denver U. Colo., 1960.
- [99] YATES (H. W.) et TAYLOR (J. H.), NRL rept. n° 5453, Naval Research Lab., Washington D. C., 1960.
- [100] DRELL (S. D.) et RUDERMAN (M. A.), Contract SD-50, In cooperation with Stanford H. and California, U. Berkeley, 1961.
- [101] MADDEN (R. P.), *J. Chem. Physics*, décembre 1961, **35**, 6, 2083-2097.
- [102] TOURIN (R. H.), *J. O. S. A.*, 1961, **51**, n° 2, 175-183.
- [103] TOURIN (R. H.), *Infrared Phys.*, 1961, **1**, n° 2, 105-110.
- [104] MURCRAY (D. G.), MURCRAY (F. H.), WILLIAMS (W. J.) et LESLIE (F. E.), *J. O. S. A.*, février 1961, **51**, n° 2, 186-195.
- [105] TOURIN (R. H.), *J. O. S. A.*, 1961, **51**, n° 11, 1225-1228.
- [106] SEENEY (J. S.) et HOUGHTON (J. T.), *Infrared Phys.*, 1961, **1**, n° 2, 116-132.
- [107] SEENEY (J. S.) et HOUGHTON (J. T.), *Rev. Opt.*, 1961, **30**, 446.
- [108] BURCH (D. E.) et WILLIAMS (D.), Infrared absorption by minor atmospheric constituents, Ohio State U. Research Foundation, 1961.
- [109] CROMPTON (R. H.), Contract DA 36-034-OED-3360, General Electric Co, Syracuse, N. Y., 1961.
- [110] SHEPPARD (P. A.), Contract AF 61 (052) 84, AFCRL-861, Imper. Coll. of Science and Techn., Londres, 1961.
- [111] MURCRAY (D. G.), BROOKS (J. N.) et SIBLE (W. J.), Contract AF 33 (616) 7633—Denver Research Inst. Colorado, 1961.
- [112] BURCH (D. E.), GRYVNAK (D.) et WILLIAMS (D.), Infrared absorption by carbon dioxide, Ohio State U. Research Foundation, Columbus, 1961.
- [113] MURCRAY (D. G.), MURCRAY (F. H.) et WILLIAMS (W. J.), Scient. rept n° 1, Contract AF 19 (604) 7429, AFCRL 219, Denver, U. Colo., 1961.
- [114] ADEL (A.), *Infrared Phys.*, 1962, **2**, 31.
- [115] BURCH (D. E.), GRYVNAK (D.) et coll., Contract AF 19 (604) 2633, AFCRL 62-698, Ohio State U. Research Fn, Columbus, 1962.
- [116] ABELS (L. L.), Contract AF 19 (604) 6141, AFCRL 62-236, M. Thesis, 1962.
- [117] McDONALD (R. A.), BELL (J.) et coll., Contract AF 19 (604) 7457, Document n° D2-90054, Final rept, 1962, n° 1.
- [118] COLEMAN (R. A.) et DONOIAN (H. C.), Contract AF 33 (616) 8056, Proj. 6301 MRL TDR.62.54. Amercian cyanamid. Co, Bound Brook N. J. Report for April-October 1961 on aerospace system pers. protection, 1962.