HAL
open science

LES INTERACTIONS ENTRE LES TRANSFERTS RADIATIFS ET TURBULENTS DE CHALEUR DANS LES BASSES COUCHES DE L'ATMOSPHERE CLAIRE

M. Coantic

To cite this version:

M. Coantic. LES INTERACTIONS ENTRE LES TRANSFERTS RADIATIFS ET TURBULENTS DE CHALEUR DANS LES BASSES COUCHES DE L'ATMOSPHERE CLAIRE. Journal de Physique Colloques, 1980, 41 (C3), pp.C3-313-C3-318. 10.1051/jphyscol:1980377 . jpa-00219896

HAL Id: jpa-00219896

https://hal.science/jpa-00219896

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.

LES INTERACTIONS ENTRE LES TRANSFERTS RADIATIFS ET TURBULENTS DE CHALEUR DANS LES BASSES COUCHES DE L'ATMOSPHERE CLAIRE.

Coantic, M.

Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence, Laboratoire Associé au C.N.R.S. N° 130, 12 avenue du Général Leclerc, 13003 Marseille, France.

1 - INTRODUCTION

La basse atmosphère, même en l'absence de nuages, ne constitue pas un milieu parfaitement transparent pour les flux radiatifs qui la traversent. Le rayonnement solaire (SW) y est plus ou moins absorbé suivant les concentrations en aérosols et absorbants gazeux. Le rayonnement infra-rouge (LW) y est simultanément absorbé et émis, en fonction surtout des concentrations en vapeur d'eau et gaz carbonique et de la température.

Ces effets d'absorption et émission correspondent à des sources et puits de chaleur dont l'influence est sensible sur la répartition des températures. Compte tenu de l'effet de la température sur la densité de l'air, et en présence de l'accélération de la pesanteur, il en résulte des effets gravitationnels (convectifs ou stabilisateurs), qui vont modifier la structure cinématique et dynamique de la couche limite planétaire. Les transferts turbulents eux-mêmes vont se trouver modifiés, d'où une possible contre-réaction sur les champs de température et d'absorbants, et sur les champs radiatifs eux-mêmes. Les mécanismes de changement de phase de l'eau amplifient et compliquent ces effets, mais nous nous bornerons ici au cas d'une couche limite "claire".

2 - RAPPEL SUR LES TRANSFERTS RADIATIFS :

Une expression simplifiée du principe de conservation de l'énergie dans la basse atmosphère est :

$$\rho C_p \left\{ \frac{\partial \Theta}{\partial t} + U_j \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right\} = + k \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x_j^2} - \frac{\partial R_j}{\partial x_j} = k \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x_j^2} - \nabla \cdot \underline{R} \qquad (1)$$

, où $\underline{R}$ est le vecteur densité de flux radiatif d'énergie, dont la divergence s'obtient en fonction de la luminance énergétique, d'après (cf. GOODY, 1964, KONDRATYEV, 1969) :

$$-\nabla \cdot \underline{R} = -\int_{\lambda=0}^{\infty} \int_{\Omega} \frac{\partial I_{\lambda,\underline{s}}}{\partial s} \, d\omega_s \, d\lambda \qquad (2)$$

D'après les lois de Beer, Kirchoff, et Planck, celle-ci varie conformément à l'équation de transfert radiatif de Schwartzschild :

$$d I_\lambda = d_a I_\lambda + d_e I_\lambda = k_\lambda (E_\lambda - I_\lambda) \rho \, ds \qquad (3)$$

, où $E\lambda$ (Θ) est la fonction d'émission du corps noir. Dans la gamme des longueurs d'ondes solaires, où seule joue l'absorption, il vient :

$$I_{\lambda,\underline{s}}(P) = \mathfrak{F}_{\lambda,\underline{s}} \left\{ I^*_{\lambda,\underline{s}} \, \rho(\underline{x}), P(\underline{x}), \theta(\underline{x}), \Omega(\underline{x}), C_i(\underline{x}) \text{ , etc.} \right\} \qquad (4)$$

, ce qui conduit à un échauffement par absorption au taux : $- \nabla \cdot \underline{R}_{SW} = \rho \int_{\Delta\lambda_{S.W.}} k_\lambda \int_{\Omega} \mathfrak{F}_{\lambda,\underline{s}} \, d\omega_s \, d\lambda$ (5)

Dans la gamme des longueurs d'ondes infra-rouges, les émissions élémentaires et leurs absorptions respectives sont à prendre en compte, d'où :

$$I_{\lambda,\underline{s}}(P) = \int_P^{\infty} E_\lambda(P') \, \epsilon^{-\left| \int_P^{P'} k_\lambda(P'') \rho(P'') \, ds \right|} k_\lambda(P') \rho(P') ds \qquad (6)$$

, et le bilan énergétique du volume unitaire est la résultante du refroidissement dû à l'émission locale et de l'échauffement dû à l'absorption des flux émis par tout le volume environnant :

$$-\nabla \cdot \underline{R}_{LW} = \rho(0) \left\{ - 4 \tilde{k}(0) \sigma \Theta^4(0) + \int_{\Delta\lambda_{LW}} k_\lambda(0) \int_{\mathcal{V}} E_\lambda \{\Theta(\underline{r})\} e^{-\int_{\underline{r}} k_\lambda \rho dr} k_\lambda(\underline{r}) \rho(\underline{r}) \frac{d\mathcal{V}(\underline{r})}{r^2} \, d\lambda \right\} \qquad (7)$$

3 - LES EFFETS DIRECTS DU RAYONNEMENT SUR LE CHAMP MOYEN DES TEMPERATURES :

En décomposant, pour une couche limite planétaire turbulente, les diverses variables en valeurs moyennes et fluctuations turbulentes, puis en prenant la moyenne des expressions précédentes, on obtient pour le champ moyen des températures (cf. COANTIC, 1978) :

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1980377

$$\bar{\rho}\, C_p \frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\bar{U}_j\,(\bar{\Theta} + \Gamma x_3\,\delta_{j3})\right\} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{-k\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_j} + \bar{\rho}\, C_p\, \overline{\theta' u_j'}\right\} - \bar{\rho}\, 4\,\sigma\,(\overline{\tilde{k}\Theta^4}) + \bar{\rho}\,\bar{\mathcal{J}}_{SW} + \bar{\rho}\,\bar{\mathcal{J}}_{LW} \qquad (8)$$

(1) (2) (3) (4) (5)

, où l'on identifie les termes d'advection (1), la divergence des flux de chaleur par conduction et turbulence (2), le refroidissement par émission infra-rouge (3), et les absorptions des rayonnements solaire (4) et infra-rouge (5), donnés respectivement par :

$$\bar{\rho}\,\bar{\mathcal{J}}_{SW} = \rho \int_{\Delta\lambda_{SW}} k_\lambda \int_\Omega \mathcal{J}_{\lambda,\underline{s}}\left\{I^*_{\lambda,\underline{s}},\ \rho(\underline{x}),\ P(\underline{x}),\ \Theta(\underline{x}),\ \Omega(\underline{x}),\ C_i(\underline{x}),\ \text{etc}\right\} d\omega_s\, d\lambda \qquad (9)$$

$$\bar{\rho}\,\bar{\mathcal{J}}_{LW} = \rho \int_{\Delta\lambda_{LW}} k_\lambda \int_V E_\lambda\{\Theta(\underline{r})\}\, e^{-\int_{\underline{r}} k_\lambda \rho\, dr}\, k_\lambda(\underline{r})\,\rho(\underline{r})\,\frac{d\,v(\underline{r})}{r^2}\, d\lambda \qquad (10)$$

On voit immédiatement que l'évolution du champ thermique moyen résulte des effets combinés du transfert turbulent et du transfert radiatif de chaleur : il s'agit d'une véritable "interaction" ; de plus, l'équation (8) est en fait du type intégro-différentiel, d'où des difficultés.

4 - LES EFFETS DU RAYONNEMENT SUR LE CHAMP TURBULENT DES TEMPERATURES :

L'évolution des fluctuations turbulentes de la température obéit à l'équation :

$$\rho_r\, C_{p_a}\left\{\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\theta'\bar{U}_j + (\bar{\Theta} + \Gamma x_3\,\delta_{j3})\,u_j' + \theta' u_j' - \overline{\theta' u_j'}\right)\right\} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(-k\frac{\partial \theta'}{\partial x_j} + R_j'\right) \qquad (11)$$

, obtenue en soustrayant (8) de (1). Le terme de fluctuation de la divergence du flux radiatif qui y figure résulte de contributions SW et LW. Pour le rayonnement solaire, il s'agit de fluctuations de l'echauffement dues, ou à l'hétérogénéité de la concentration des absorbants, ou à la variabilité du flux incident sous l'effet, par exemple, de passages nuageux. On peut écrire :

$$\bar{\rho}\,\mathcal{J}'_{SW} = \rho\,\mathcal{J}_{SW} - \bar{\rho}\,\bar{\mathcal{J}}_{SW} \simeq A\,(\rho\bar{k})'_{SW}\cdot\bar{R}_{SW} + B\,\overline{(\rho\bar{k})_{SW}}\cdot R'_{SW} \qquad (12)$$

Pour le rayonnement infra-rouge, les fluctuations sont dues, soit à une émission variable (fluctuations de la température et de l'émissivité locales), soit à une absorption variable (absorptivité locale variable, ou flux variable sous l'effet de distributions fluctuantes de Θ et C dans l'espace environnant). On écrira :

$$\bar{\rho}\,\mathcal{J}'_{LW} = \rho\,\mathcal{J}_{LW} - \bar{\rho}\,\bar{\mathcal{J}}_{LW} \simeq -4\,\sigma\left\{\bar{\Theta}^4\,(\rho\tilde{k})' + 4\,\overline{(\rho\tilde{k})}\,\bar{\Theta}^3\,\theta'\right\} + C\,(\rho\bar{k})'_{LW}\,\bar{R}_{LW} + D\,\overline{(\rho\bar{k})_{LW}}\,R'_{LW}\left\{\theta'(\underline{r}),\ \rho(r),\ C_i(r)\right\} \qquad (13)$$

Multipliant, suivant un procédé classique, (11) par θ', puis prenant la moyenne, on obient l'équation d'évolution de la variance de la température :

$$\frac{D}{Dt}\overline{\theta'^2} = -2\,\overline{\theta' u_j'}\,\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\Theta} + \Gamma x_3\,\delta_{j3}) - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{u_j'\theta'^2} - \lambda\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial x_j}\right) - 2\,\lambda\,\overline{\left(\frac{\partial \theta'}{\partial x_j}\right)\left(\frac{\partial \theta'}{\partial x_j}\right)} - \frac{2}{\rho\, C_p}\,\overline{\theta'\,\frac{\partial R_j'}{\partial x_j}} \qquad (14)$$

(1) (2) (3) (4) (5) (6)

où l'on identifie, à côté des termes de tendance (1), production (2), diffusion (3,4), et dissipation par conduction (5), un terme de rayonnement (6) dont on retrouve l'équivalent, $(\rho C_p)^{-1}\,\overline{u'_i\,\partial R'_j/\partial x_j}$, dans l'équation pour le flux turbulent de chaleur, $\overline{\theta' u_i'}$.

Les variances et flux associés au fluctuations turbulentes de la température sont accrus ou diminués en fonction des corrélations entre les fluctuations des divergences SW et LW et celles de Θ et U. On peut très bien concevoir une génération radiative de turbulence thermique, mais la situation la plus courante correspond probablement à une "dissipation radiative" sous l'effet du rayonnement infra-rouge. Avec l'hypothèse classique d'équilibre production/dissipation, il vient alors :

$$\overline{\theta' w'}\,\frac{\partial}{\partial z}(\bar{\Theta} + \Gamma z) = -\lambda\,\overline{\left(\frac{\partial \theta'}{\partial x_j}\,\frac{\partial \theta'}{\partial x_j}\right)} - \beta\,\overline{\theta'^2}$$

$$, \text{avec} \quad \beta = \overline{\theta' \frac{\partial R_j'}{\partial x_j}} \Big/ \rho C_p \overline{\theta'^2} \qquad (15)$$

5 - LES EFFETS GLOBAUX SUR LES TRANSFERTS ET LA STRUCTURE DE LA COUCHE LIMITE :

Il est clair, d'après ce qui précède, que le rayonnement agit à la fois au niveau des profils et des flux moyens de la température, et au niveau des caractéristiques turbulentes de cette variable. Si l'on tient compte des relations entre les champs moyens et turbulents des vitesses, températures, et humidités dans la couche limite planétaire, du rôle joué par les forcés d'Archimède, et de la contribution des moments du 2° ordre et des gradients moyens à la génération des flux, on aboutit à la conclusion que les flux turbulents de chaleur, et toute la structure de la couche limite, risquent d'être modifiés: ceci est illustré par la figure 1. Après ces considérations qualitatives, il reste à situer l'importance quantitative des effets radiatifs vis à vis des mécanismes de transfert turbulent, en fonction des circonstances.

6 - EVALUATION DES EFFETS DU RAYONNEMENT SUR LES FLUX MOYENS :

Quelques éléments permettant de situer quantitativement le rôle des processus radiatifs dans la couche limite planétaire et la couche de surface sont rassemblés dans COANTIC (1978). D'après les données de CAENEX (KONDRATYEV, 1973), la divergence des flux SW et LW contribue au moins autant que celle du flux turbulent à l'échauffement de la basse atmosphère durant la journée. D'après les calculs de DEARDORFF (1974)l'échauffement radiatif LW devient voisin du turbulent en dessous de 200 m. (voir aussi TIMANOVSKAYA et FARAPONOVA, 1967).

L'idée d'une interaction significative entre les transferts turbulent et radiatif infra-rouge dans la couche de surface n'est aujourd'hui plus contestée, et cette interaction est prise en compte dans les modélisations les plus évoluées. Différentes méthodes permettent de déterminer l'échauffement radiatif à partir des répartitions de la température, et de l'humidité qui est ici le prinicipal absorbant: les résultats s'expriment souvent comme une "vitesse d'échauffement", en degrés par heure, d'après :

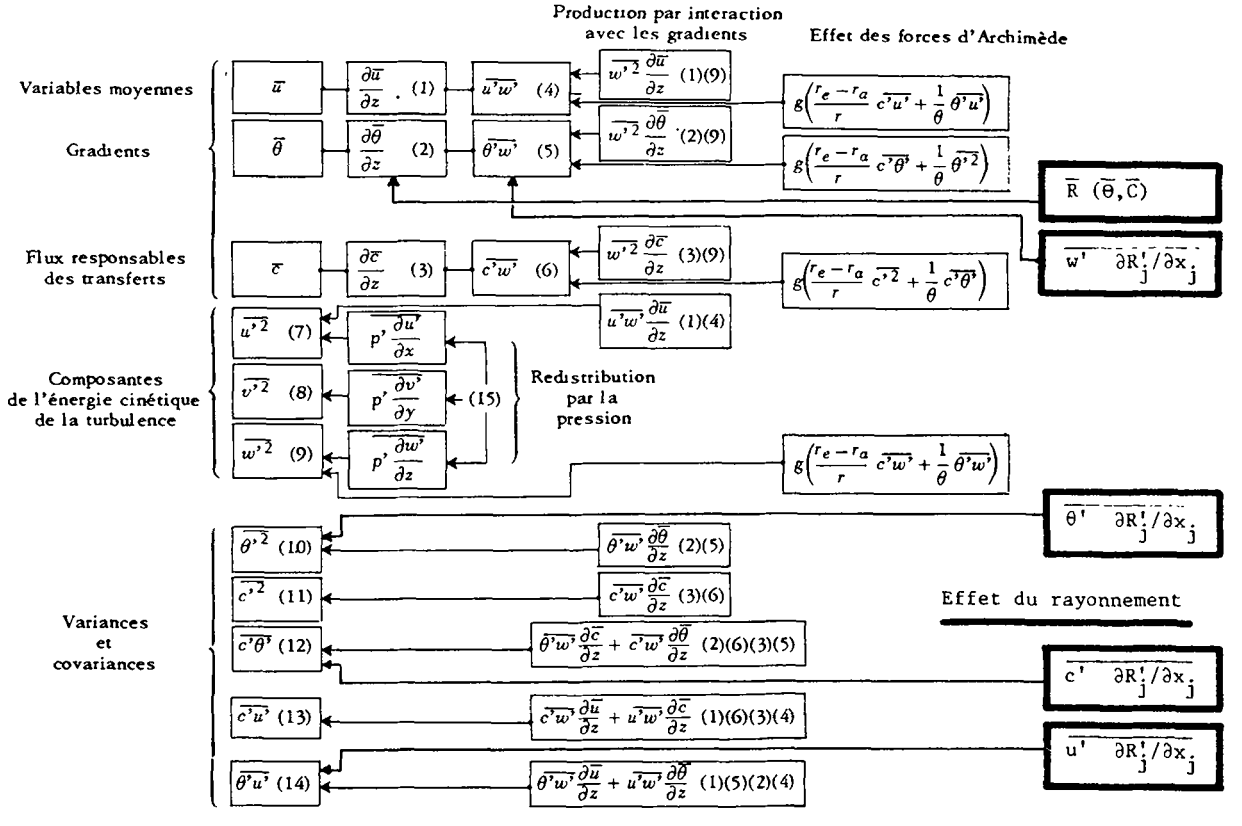

Figure 1 : Le rôle des termes de production "à gradients moyens" et "gravitationnels", et des termes "radiatifs" moyens et turbulents dans les interactions entre les divers mécanismes de transfert dans la couche limite claire.

$$\frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho C_{p_a}} \frac{\partial R}{\partial z} \qquad (16)$$

La figure 2 compare les résultats obtenus par COANTIC et SEGUIN (1971), KONDO (1971), et GAVRILOV et LAIKHTMAN (1973) pour le taux d'échauffement radiatif dans la couche de surface. Si l'on suppose réalisées la stationnarité et l'homogénéité horizontale de cette partie de la couche limite, la prise en compte de cet effet conduit, en contradiction avec l'hypothèse classique de la constance du flux turbulent de chaleur, à une variation de ce dernier pouvant atteindre 30 et même 50 % sur une dizaine de mètres. Ce type de calcul a récemment été étendu par ETLING (1976) à l'ensemble de la couche limite planétaire.

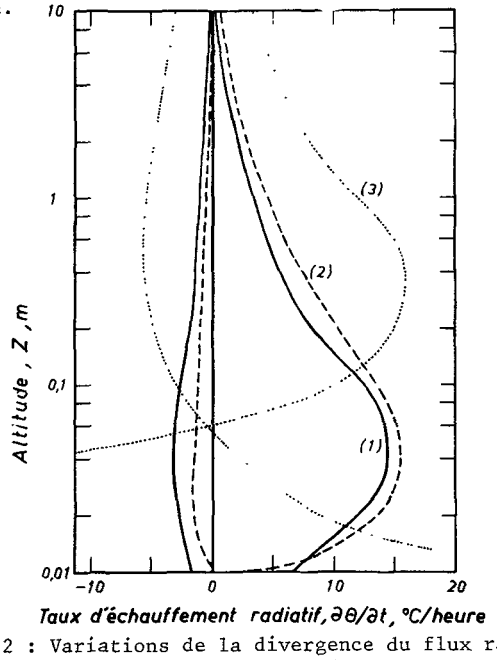

Figure 2 : Variations de la divergence du flux radiatif infra-rouge dans la couche de surface, d'après COANTIC et SEGUIN (1971), KONDO (1971), GAVRILOV et LAIKHTMAN (1973).

7 - EVALUATION DE LA DISSIPATION RADIATIVE DE LA TURBULENCE DE TEMPERATURE :

Différentes tentatives ont été faites (TOWNSEND, 1958, BRUTSAERT, 1972) pour estimer le taux radiatif de dissipation de $\overline{\theta'^2}$, ou plus exactement la période caractéristique correspondante, β, définie par (15). PLATE (1971) et COANTIC (1978) utilisent une hypothèse de linéarisation permettant de décomposer le champ thermique en composantes de Fourier de nombres d'ondes k, dont chacune est atténuée radiativement comme prévu par GOODY (1964) et SASAMORI et LONDON (1966). On obtient alors pour les taux relatifs de dissipation aux divers nombres d'ondes les résultats présentés sur la figure 3, où le taux de dissipation de $\overline{\theta'^2}$ par conduction est également figuré. On peut constater que le rayonnement infra-rouge est plus efficace que la conduction moléculaire pour les échelles supérieures à environ 0,5 mètre.

Le taux global de dissipation radiative s'obtient alors en multipliant les données précédentes par le spectre de $\overline{\theta'^2}$, puis en intégrant, comme présenté sur la figure 4 pour une situation typique dans la couche de surface, où la microéchelle de Kolmogorov serait de l'ordre du millimètre. On voit que l'effet radiatif est alors faible vis à vis de celui de la conduction : il pourra devenir plus important en présence d'aérosols, et même prépondérant à des niveaux plus élevés et durant la nuit, lorsque l'échelle de la turbulence thermique est grande, et son taux usuel de dissipation très faible (ANDRE et al., 1978). On notera que le calcul direct de β est possible, mais nécessite de résoudre l'équation du transfert radiatif en tenant compte de la structure spatiale du champ de température définie par sa fonction de corrélation, comme l'a montré TOWNSEND (1958) :

$$-\beta \overline{\theta'^2} = - \frac{4 \sigma \Theta^3}{\pi C_p} \int_V \left(\overline{\theta' \theta'_{\underline{r}}} - \overline{\theta'^2} \right) \frac{\partial^2 \epsilon(\rho r)}{\partial \rho r^2} \rho \frac{d\, v(\underline{r})}{r^2} \qquad (17)$$

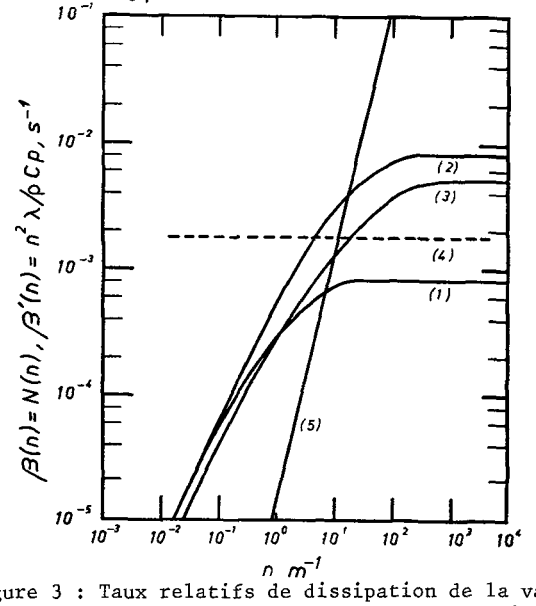

Figure 3 : Taux relatifs de dissipation de la variance de température en fonction du nombre d'ondes: par rayonnement, d'après GOODY (1,2), SASAMORI et LONDON (3), BRUTSAERT (4) ; par conduction (5).

8 - CONSIDERATIONS DE SIMILITUDE POUR L'INTERACTION TURBULENCE-RAYONNEMENT DANS LA COUCHE DE SURFACE :

Les grandeurs physiques gouvernant les mécanismes de transfert turbulent sont ici, d'une façon clas-

sique(MONIN et YAGLOM, 1971) : les flux de quantité de mouvement, τ_o, et de chaleur, Q_o, la hauteur de rugosité, z_o, l'altitude , z, et les paramètres physiques, ρ, C_p, g/θ. L'on en déduit les trois échelles fondamentales : vitesse de frottement, $U_* = (\tau_o/\rho)^{1/2}$, température de référence, $\theta_* = -Q_o/\rho C_p U_*$, longueur de MONIN -OBUKHOV :

$$L = -\rho C_p \Theta U_*^3 / \kappa g Q_o \tag{18}$$

L'on sait alors que toutes les grandeurs caractéristiques des transferts turbulents, convenablement mises sans dimensions, sont des fonctions universelles, loin du sol, de la seule variable z/L. Au voisinage de la neutralité, on retiendra en particulier que les amplitude u' et échelle l caractéristiques de la turbulence sont respectivement proportionnelles à U_* et κz, et donc que le taux de dissipation de la variance de température, elle-même proportionnelle à θ_*^2 , est (Cf. TENNEKES et LUMLEY, 1972) :

$$\varepsilon_\theta = -2\lambda \overline{(\partial\theta'/\partial x_j)^2} = \text{Cte.}\ \theta_*^2 U_*/\kappa z \tag{19}$$

La divergence du flux infra-rouge, qui est vraisemblablement ici le mécanisme radiatif dominat, va fiare intervenir deux grandeurs physiques nouvelles: un flux rayonné à la surface :

$$R_o = \sigma\theta^4 \tag{20}$$

et une échelle de longueur caractéristique de l'absorption, donnée par :

$$\Lambda = \{\rho C (\partial\varepsilon/\partial w)_o\}^{-1} \tag{21}$$

où C est la teneur en vapeur d'eau, et $(\partial\varepsilon/\partial w)_o$ la dérivée à l'origine de la fonction d'émissivité de flux.

Au niveau des grandeurs moyennes, nous sommes donc conduits à introduire deux paramètres sans dimensions : un nombre de BOLTZMANN de surface, quotient des flux turbulent et radiatif :

$$Bo = Q_o/R_o = -\rho C_p U_* \theta_* / \sigma\theta^4 \tag{22}$$

et le rapport des échelles de longueur caractéristiques des deux mécanismes, qui est un nombre de BOUGUER :

$$Bu = L/\Lambda = -U_*^2 C \Theta \rho(\partial\varepsilon/\partial w)_o / \kappa g \theta_* \tag{23}$$

L'influence relative du mécanisme radiatif sera d'autant plus importante que le premier paramètre sera plus faible et le second plus élevé, et donc que le paramètre sans dimension :

$$A = Bo.Bu^{-1} = \kappa g C_p \theta_*^2 / C \theta^5 U_* \sigma (\partial\varepsilon/\partial w)_o \tag{24}$$

sera plus faible. Au niveau des profils interviendra également le paramètre :

$$B = z_o/\Lambda = \rho C z_o (\partial\varepsilon/\partial w)_o \tag{25}$$

Au niveau du champ turbulent de température, un autre paramètre fondamental sera le rapport des taux de dissipation de la variance par rayonnement et par conduction ; il vient :

$$C = \varepsilon_{R\theta} / \varepsilon_\theta = \beta\kappa z / U_* \tag{26}$$

9 - CONSIDERATIONS DE SIMILITUDE POUR L'INTERACTION TURBULENCE-RAYONNEMENT DANS L'ENSEMBLE DE LA COUCHE LIMITE PLANETAIRE :

En sus des grandeurs et échelles caractéristiques précédentes, vont intervenir ici : pour les transferts turbulents, une échelle verticale caractéristique, h, qui est défine, soit comme l'altitude effective de l'inversion sommitale, soit le plus souvent comme l'échelle d'EKMAN :

$$h_E = \kappa U_* / f , \tag{27}$$

où f est le paramètre de CORIOLIS ; pour les transferts radiatifs durant le jour, où l'absorption du rayonnement solaire devient probablement le mécanisme prépondérant, un flux radiatif incident, R^* , et un coefficient moyen d'absorption , α, en m^{-1}. Nous sommes donc amenés à considérer, de jour, les paramètres sans dimension correspondant aux rapports d'échelles et de flux de chaleur ci-après :

$$D_j = h_E\alpha = \alpha\kappa U_*/f, \quad E_j = Q_o/R^* = \rho C_p U_* \theta_* / R^*, \tag{28}$$

et, de nuit, les paramètres :

$$D_n = h_E / \Lambda = C U_* \rho\kappa (\partial\varepsilon/\partial w)_o / f ,$$

$$E_n = Bo = Q_o/R_o \tag{29}$$

Il est probablement plus intéressant de considérer globalement la couche limite, et d'essayer d'étendre la théorie de similitude de ROSSBY aux situations avec absorption radiative. On sait que cette théorie permet de prévoir les caractéristiques globales dela couche planétaire à partir d'un Nombre de ROSSBY

de surface :

$$R_o = G/fz_o \text{ , ou } R_o' = U_*/fz_o \text{ ,} \tag{30}$$

et de fonctions A, B, C, ne dépendant que d'un paramètre global de stratification égal au rapport des échelles de longueur d'EKMAN et de MONIN-OBUKHOV :

$$\mu = h_E / L = -\kappa^2 g\, Q_o / \rho C_p\, \theta\, f\, U_*^2 \tag{31}$$

Toujours d'un point de vue global, l'échauffement dû aux mécanismes turbulents correspond à la totalité du flux au sol, Q_o. Durant la journée, l'absorption du rayonnement solaire sur toute la hauteur d'EKMAN correspond à un flux de chaleur :

$$\Delta R_j = \alpha\, h_E R^* = \alpha\kappa\, U_* R^*/f \tag{32}$$

Durant la nuit, l'absorption du rayonnement infrarouge correspondra à un flux de l'ordre de :

$$\Delta R_n = R_o h_E/\Lambda = \kappa\rho\sigma\, (\partial\varepsilon/\partial w)_o C\theta^4 U_*/f. \tag{33}$$

Une généralisation de la théorie de similitude de ROSSBY implique donc de considérer, en sus du paramètre de stratification, μ, un paramètre de rayonnement, ν, défini par :

$$\nu = \Delta R / Q_o \tag{34}$$

et dont l'expression est donnée par :

$$\nu_j = \alpha\kappa U_* R^*/fQ_o, \tag{35}$$

10 CONCLUSIONS :

Le problème de l'interaction turbulence/rayonnement est manifestement difficile à résoudre effectivement, puisqu'il nécessite le calcul simultané des deux types de flux. L'interaction rayonnement-turbulence est certainement importante dans un nombre non négligeable de situations : faibles vents, fortes absorptions. Cependant, ses effets locaux sont difficiles à appréhender, puisqu'ils sont le plus souvent masqués par les effets diffusifs de la turbulence. Ses effets globaux contribuent certainement à la dispersion observée dans les déterminations des fonctions universelles de similitude pour la couche de surface et l'ensemble de la couche limite. Il est important de réaliser que l'interaction rayonnement-turbulence modifie simultanément les champs moyens et turbulents, et qu'il s'agit d'un mécanisme non-local. Compte tenu du degré de sophistication atteint aujourd'hui par la modélisation des mécanismes turbulents, de nouveaux progrès dans la description de la couche planétaire claire ne pourront vraisemblablement être réalisés que si l'on se décide à prendre en compte les mécanismes radiatifs : le travail d'ANDRE et al. (1978) en apporte une illustration.

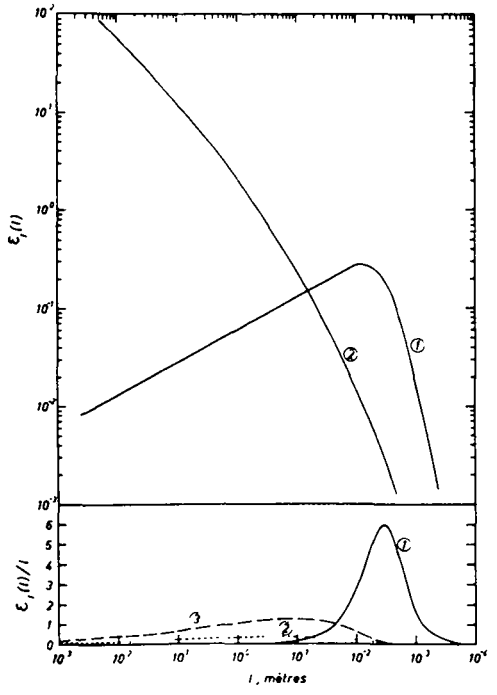

Figure 4 : Spectres de dissipation de $\overline{\theta'^2}$ par conduction, (1), par rayonnement en ciel clair (2) et avec aérosols (3).

REFERENCES

ANDRE J.C., DE MOOR G., LACARRERE P., DU VACHAT R., 1978, Jour. Atmos. Sci., 35 , 1861.

BRUTSAERT W.,1972, Boundary Layer Meteorology, 2, 309.

COANTIC M., 1978, An introduction to turbulence in geophysics and air-sea interactions, AGARDograph 232.

COANTIC M., SEGUIN B., 1971, Boundary Layer Meteorology, 1, 245.

DEARDORFF J.W., Ibid, 7, 81.

ETLING D., 1976, Dissertation, Technischen Hochschule Darmstadt.

GAVRILOV A.S., LAYKTHMAN D.L., 1973, Izv. A.N.S.S.S.R., Atm. Ocean. Phys., 9, 12.

GOODY R.M. , 1964, Atmospheric Radiation, Clarendon Press, Oxford.

KONDO T., 1971, Jour. Meteor. Soc. Japan. 49, 75.

KONDRATYEV K.Y., 1969, Radiation in the atmosphere Academic Press, New-York.

KONDRATYEV K.Y., 1973, The complete atmospheric energetics experiment, GARP Publication Series N° 12.

MONIN A.S., YAGLOM A.M. , 1971, Statistical Fluid Mechanics, Vol.1, M.I.T. Press, Cambridge.

PLATE E.J., Aerodynamic characteristics of atmospheric boundary layers, TID 25465.

SASAMORI T., LONDONJ., 1966, Jour. Atmo.Sci., 23, 543.

TENNEKES H., LUMLEY J.C., 1972, A first course in turbulence, M.I.T. Press, Cambridge.

TIMANOVSKAYA R.G., FARAPONOVA G.N., 1967, Izv. A.N.S.S.R., Atm. Ocean. Phys., 3, 1259.

TOWNSEND A.A., 1958, Jour. Fluid Mech., 4, 361.