

Utilisation du thoron pour la détermination du coefficient vertical de diffusion turbulente près de sol

Par AIMÉ DRUILHET et JACQUES FONTAN, *Physique des Aérosols et Echanges Atmosphériques, Centre de Physique Atomique, Université Paul Sabatier, Toulouse, France*

(Manuscrit reçu le 18 Juillet; version révisée le 23 Octobre 1972)

RÉSUMÉ

Le thoron (Rn_{86}^{220}) est utilisé comme traceur pour la mesure des échanges verticaux de quantité de matière dans la couche de surface au voisinage du sol. Sa courte période (54 s) et sa source naturelle au sol (dont l'homogénéité doit être satisfaite sur une surface relativement restreinte) permet de simplifier l'équation de diffusion de la théorie K . On présente et compare différentes méthodes de mesure des coefficients d'échange verticaux à partir des profils de répartition verticale du thoron. Ces coefficients de diffusion, déduits du thoron, peuvent, en raison de la courte période de ce traceur, être différents de ceux d'un élément stable. Nous avons, en utilisant les résultats de la théorie statistique, explicité une relation entre le coefficient de diffusion K_R mesuré avec un traceur radioactif et le coefficient de diffusion correspondant à un traceur stable. Un modèle numérique, dans lequel, on tient compte du temps de diffusion, permet de rendre compte de l'approximation que l'on fait en utilisant la théorie K classique. Expérimentalement, le thoron a été mesuré de façon continue pendant 9 mois, à 9 niveaux, entre 0 et 15 m de hauteur au-dessus d'un terrain plat. Les résultats sont dépouillés dans le cadre de la théorie K . On donne en particulier, les variations diurnes moyennes, avec z , des coefficients d'échange, les profils obtenus en fonction de la stabilité de l'air déterminés par le gradient thermique. On compare ces coefficients avec ceux de la quantité de mouvement, déduits du profil de vent. On obtient des différences qui peuvent être attribuées à l'influence du temps de diffusion sur la détermination des coefficients d'échanges de matière. On compare aussi les coefficients obtenus avec le thoron avec ceux déduits des paramètres électriques de l'air, mesurés sur le même site.

Introduction

Le thoron a été détecté directement pour la première fois dans l'atmosphère près du sol par Fontan et al. (1961). Cet élément est apparu tout de suite comme un traceur particulièrement intéressant pour l'étude des échanges près du sol. Nous avons ainsi mesuré sa répartition verticale dans l'air près du sol dès 1964 (Fontan et al., 1966; Druilhet, 1966). Israël, le premier, a développé une technique de mesure du thoron, particulièrement bien adapté à l'étude de ce problème (Israël, 1964; Israël, 1966). Nous avons, comme d'autres auteurs, repris la technique de mesure d'Israël et mesuré, d'octobre 1966 à Octobre 1968, la répartition verticale du thoron dans l'air entre 0 et 15 mètres pour étudier les variations des profils de diffusivité (Blanc & al., 1968). Sur le site, d'autres études ont été réalisées; l'étude des paramètres thermo-

dynamiques, entre 0 et 100 m, (profils de vent et de température); (Saissac et al., 1971); l'étude des paramètres électriques de l'air, (Milhau, 1969); l'étude de la répartition du radon et des descendants du radon et du thoron, (Druilhet & Fontan, 1972).

Beran & Assaf (1970) ont montré que la période radioactive du thoron, plus faible ou du même ordre de grandeur que la vie moyenne des particules d'air, était un inconvénient pour l'application de la « théorie K » aux atomes de thoron et ils préconisent une autre approche du problème.

La théorie K reste cependant, d'un emploi très commode pour la description de la diffusion de constituants mineurs (vapeur d'eau, par exemple) ou de polluants près du sol.

Nous avons donc cherché à préciser la signification des coefficients de diffusion que l'on peut déduire de la diffusion d'un traceur radio-

actif à vie courte comme le thoron. Après avoir bien souligné les limites d'utilisation de la théorie K , nous proposons différentes méthodes de détermination des profils de diffusivité à partir de profils de répartition verticale du thoron. Nous précisons ensuite la signification de ces coefficients en fonction de l'échelle intégrale de temps des mouvements turbulents.

Nous présentons enfin les résultats que nous avons obtenus en ce qui concerne les variations des diffusivités près du sol entre 0 et 15 mètres.

Signalons que nous avons aussi utilisé la technique du thoron pour la détermination des diffusivités au sein et au-dessus d'un couvert végétal en collaboration avec les chercheurs du groupe de bioclimatologie de l'INRA (Versailles), nous avons déjà présenté ces résultats (Druihet et al., 1971). A titre de comparaison, nous rappelons certains des résultats obtenus.

I. Diffusion du thoron

Dans un article précédent, nous avons montré l'intérêt du radon pour la mesure des échanges verticaux près du sol (0-100 m) (Druihet & Fontan, 1972). Comme dans le cas du radon, en supposant :

- que l'écoulement se fait sur un sol plat de rugosité constante;
- que la source ϕ_0 de thoron au sol est homogène;
- que le vecteur vent est dirigé suivant l'axe de x ;

la diffusion du thoron dans l'atmosphère peut être décrite par l'équation simplifiée :

$$\frac{\partial \bar{X}}{\partial t} = \frac{\partial z}{\partial} (K_z) \frac{\partial \bar{X}}{\partial t} - \lambda \bar{X} \quad (1)$$

λ = période radioactive du thoron (s^{-1}).

Le problème est ainsi ramené à une seule composante d'espace z . Comme nous l'avons souligné dans notre article précédent, il s'agit d'une équation aux valeurs moyennes.

$\bar{X}$ = moyenne de la concentration en thoron dans un domaine dont l'échelle est plus grande que celle des mouvements responsables de l'échange

K_z = coefficient de diffusion verticale, fonction de z .

Remarque

1° L'hypothèse simplificatrice importante est celle qui porte sur l'homogénéité de la source au sol. Cette hypothèse se justifie relativement bien. En effet, par suite de sa courte période, le thoron mesuré en un point provient de sources élémentaires dont le poids décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du voisinage du point de mesure. La seule considération du transport moyen par la composante horizontale du vent permet de déterminer la distance à partir de laquelle les sources élémentaires ont un poids sur l'ensemble du profil vertical inférieur à 1/10. Cette distance est donnée par la relation :

$$r = 1,82 \cdot 10^2 v$$

avec : r en m

v en $m \cdot s^{-1}$

Ainsi pour : $v = 1 \text{ m/s}$ $r \sim 200 \text{ m}$

$v \sim 10 \text{ m/s}$ $r \sim 2\,000 \text{ m}$

Une étude basée sur une méthode de mesure directe du flux a été réalisée. Cette condition d'homogénéité de la source est assez bien vérifiée au voisinage du point de mesure (Guedalia et al., 1970).

2° Le terme $\partial \bar{X} / \partial t$ permet de rendre compte des phénomènes transitoires consécutifs aux variations de l'un quelconque des paramètres (dans notre cas, les diffusivités). Par suite de la courte période du thoron, le régime transitoire est de courte durée et on peut admettre qu'à chaque instant les concentrations de thoron correspondent à la répartition d'équilibre, avec les conditions de diffusivité. Ce terme peut donc être négligé.

La diffusion du thoron peut alors être décrite par l'équation :

$$\frac{d}{dz} \left(K_z \frac{d\bar{X}}{dz} \right) - \lambda \bar{X} = 0 \quad (2)$$

La description de la diffusion par une équation du type (1) est analogue à celle de la diffusion moléculaire. En réalité, il existe une différence fondamentale, autre que l'échelle des mouvements, entre l'agitation moléculaire et l'agitation turbulente. Cette dernière présente en effet un certain degré de corrélation. Cette notion développée par la théorie statistique permet d'analyser la signification et le domaine de validité des coefficients déduits d'une équation du type (1). Ceci est particulièrement important dans le cas d'un traceur radioactif dont

la période est du même ordre de grandeur que celle des mouvements élémentaires.

C'est ainsi que, comme nous l'avons déjà indiqué, Beran & Assaf (1970) ont attiré l'attention sur l'influence de la période radioactive du thoron pour la mesure des coefficients d'échange. Ils ont proposé une théorie statistique, ne faisant pas appel aux coefficients de diffusion.

Cependant la théorie K , au point de vue pratique, reste très commode pour la description des échanges verticaux près du sol. Comme nous allons le voir, le thoron permet de mesurer aisément, de façon systématique, le profil vertical du coefficient de diffusion et son évolution en fonction du temps; mais il est nécessaire de bien préciser la validité et la signification de ces coefficients mesurés avec le thoron. C'est ce que nous avons fait dans une deuxième partie.

1.1. Principe de la mesure à l'aide du thoron, du profil de diffusivité

Nous nous proposons de montrer comment il est possible de déterminer les coefficients d'échange de la théorie K et leur variation avec l'altitude à partir de la mesure de la répartition verticale du thoron. Nous verrons plus loin leur signification.

A. Méthode comparative. Elle consiste à comparer les profils de répartition verticale mesurés, à un système d'abaques obtenu à partir des solutions de l'équation (2) sup. pour différentes valeurs des coefficients d'échanges.

Il est nécessaire dans ce cas de fixer une forme de variation de K_z avec z . Par exemple G. W. Israel (1966) a choisi une variation linéaire de K avec z de la forme $K_z = az$. Cette représentation ne dépend que d'un seul paramètre (a) et conduit à des abaques, d'utilisation rapide. Crozier (1969) et également Israel & Horbert (1970) ont utilisé une variation linéaire de la forme :

$$K_z = \alpha(z + z_0)$$

plus appropriée que la précédente, mais dépendant de deux paramètres α et z_0 . Dans ces conditions, la solution de l'équation (2) utilisée par Crozier est relativement complexe puisqu'elle s'exprime sous forme de fonctions modifiées de Bessel, de seconde espèce.

Une résolution numérique correspondant à des profils pour les diverses conditions de stabilité a été proposée par Jacobi & Andre (1963).

Ces méthodes comparatives présentent l'inconvénient de nécessiter une forme simple de variation de la diffusivité avec l'altitude. D'autre part, les solutions analytiques deviennent difficiles à obtenir et les abaques de plus en plus complexes à utiliser lorsque le nombre de paramètres choisis pour définir le profil de K_z augmente.

Pour illustrer cette méthode nous avons résolu l'équation (2) par intégration numérique. Cette technique a été utilisée par différents auteurs (Jacobi & Andre, 1963; Birot et al., 1970; Birot, 1971).

Nous avons choisi comme variation de la diffusivité avec z une fonction de la forme :

$$K_z = K_0 z^n \quad (3)$$

Cette forme de variation, déduite du transfert de la quantité de mouvement, n'est en principe valable qu'au voisinage de l'adiabaticisme. Expérimentalement, comme nous le verrons plus loin, nous avons trouvé un profil de diffusivité qui est bien décrit généralement par une telle relation.

Les solutions de l'équation (2) dépendent donc dans ce cas de 2 paramètres : K_0 et n (indice de stabilité). Le flux au sol ϕ_0 n'intervient que sous forme de facteur de proportionnalité.

Pour mettre en évidence la sensibilité de cette méthode comparative, nous avons tracé sur la Figure 1 les valeurs des concentrations de thoron à différents niveaux pour une valeur fixe de n et pour une gamme de variation de K_0 importante. Les valeurs des concentrations en thoron sont très sensibles aux variations de K_0 , ce qui réciproquement permet d'avoir une estimation relativement précise de K_0 à partir des concentrations en thoron. Sur la Figure 2, nous avons représenté les variations en fonction de n , des concentrations en thoron pour deux valeurs de K_0 ; on voit que là, par contre, la sensibilité dans l'estimation de n , à partir du thoron, est bien moins satisfaisante.

Un inconvénient de ces méthodes comparatives est qu'elles se prêtent difficilement à un traitement numérique des données. Si le profil de diffusivité K_z dépend de deux paramètres α_1 et α_2 (par exemple: K_0, n), la répartition verticale du thoron peut être définie à partir également de deux paramètres p_1 et p_2 . Il est nécessaire, pour que le calcul soit possible, qu'à chaque couple (α_1, α_2) corresponde un seul couple

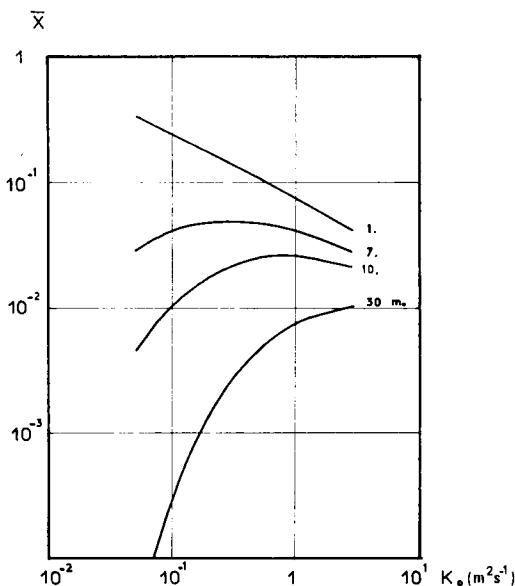


Fig. 1. Valeurs des concentrations en thoron (unités arbitraires), à divers niveaux exprimés en mètres, lorsque la diffusivité varie avec l'altitude suivant une loi de la forme $K_z = K_0 z^n$. On a pris $n = 0,6$; K_0 varie entre 10^{-2} et 10^{+1} .

(p_1, p_2) et inversement. Ceci nécessite une méthode de calcul itérative longue et souvent imprécise.

B. *Méthode du profil osculateur.* Elle permet un calcul rapide des coefficients aux différents niveaux.

Comme nous l'avons discuté précédemment dans le cas du radon (Druilhet & Fontan, 1972) la répartition verticale du traceur radioactif dans le cas où la diffusivité est indépendante de l'altitude est donnée par la relation :

$$\bar{X}(z) = \frac{\phi_0}{\sqrt{\lambda K_z}} \exp \left\{ - \sqrt{\frac{K_z}{\lambda}} z \right\} \quad (4)$$

On admet que le coefficient à un niveau z est égal au coefficient du profil du type (4), (c'est-à-dire pour k indépendant de z) tangent en ce point au profil expérimental, ce qui conduit à l'expression :

$$K_z = \frac{\lambda}{\left(\frac{d \log \bar{X}}{dz} \right)^2} \quad (5)$$

Nous avons discuté cette méthode dans notre

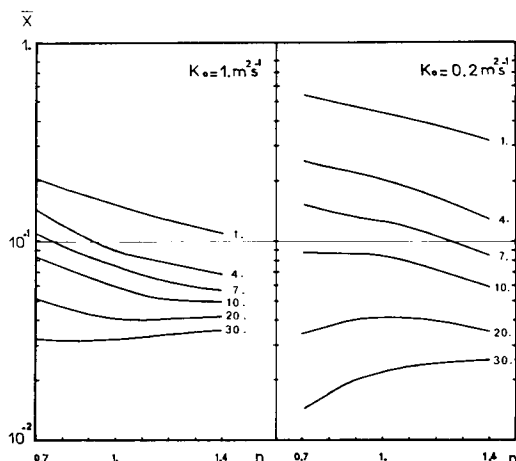


Fig. 2. Valeurs des concentrations en thoron (unités arbitraires), à divers niveaux (exprimés en mètres), pour $K_z = K_0 z^n$, $K_0 = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $0.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$; n varie de 0.7 à 1.4.

article cité précédemment (Druilhet & Fontan, 1972). Remarquons :

— que l'approximation réalisée conduit à des erreurs plus faibles avec le thoron par suite de sa courte période;

— que si le profil de diffusivité est monotone et croissant on est conduit à une sous-estimation de K_z .

Sur la Figure 3, nous avons représenté un exemple du calcul des coefficients par cette méthode. Elle est appliquée à un profil de concentration en thoron calculé par intégration numérique de l'équation (2) en se donnant un profil de K_z . Comme prévu les valeurs de K déduites du profil calculé de thoron sont sous-

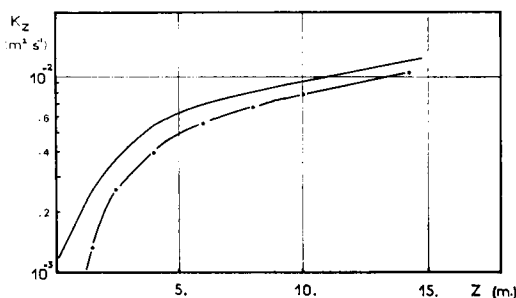


Fig. 3. Comparaison entre les coefficients d'échange calculés par la méthode du profil osculateur (●—●) et les coefficients vrais utilisés pour calculer le profil $\bar{X}(z)$ (—).

estimées, mais l'ordre de grandeur et la forme de variation sont respectés.

C. *Détermination de la loi de répartition verticale des échanges.* Il est possible à partir des valeurs discrètes calculées par la méthode précédente de chercher par une méthode non itérative, pour une forme de variation analytique de la diffusivité choisie (par exemple de la forme 3) les valeurs les plus probables des deux paramètres K_0 et n . Pour cela on utilise une méthode des moindres carrés appliquée aux couples de valeurs $\log z$, $\log K_z$ calculés. Dans cette représentation en effet, la relation 3 est linéaire.

Il est possible de préciser la correction à apporter aux valeurs discrètes obtenues par la méthode précédente. Pour cela, nous avons utilisé les profils $\bar{X}(z)$ obtenus par intégration numérique de l'équation (2) pour un profil de K_z du type (3). Les valeurs de K_z sont déterminées par la relation (5) à partir des valeurs des concentrations définies suivant le découpage expérimental. L'écart entre les valeurs K_c et n_c calculées et les valeurs introduites dans le modèle d'intégration K_v , n_v est systématique et conduit à une sous estimation des coefficients K_0 et à une surestimation de n .

$K_v - K_c$ augmente avec K_0 et avec n

$n_v - n_c$ augmente avec K_0 et diminue avec n

Toutefois, pour $K_0 < 10^{-1}$ la correction est négligeable pour n et inférieure à 20 % sur K_0 .

D. *Méthode du flux.* Le coefficient de diffusion peut être déduit de la composante verticale du flux :

$$\phi_z(z) = -K_z \left(\frac{d\bar{X}}{dz} \right)_z \quad (6)$$

qui est l'expression de la première loi de Fick. Pour cela il est nécessaire de calculer la valeur du flux au voisinage du point où est déterminé le gradient $d\bar{X}/dz$. Dans le cas du thoron où le régime est stationnaire (ceci correspondrait dans le cas d'un traceur stable à l'hypothèse du flux conservatif) il faut tenir compte de la décroissance radioactive du traceur.

On montre que :

$$\phi_z(z) = \int_z^\infty \lambda \bar{X}(z) dz \quad (7)$$

Remarque.

La relation (7) permet de déterminer le flux au sol :

Tellus XXV (1973), 2

14* - 732895

$$\phi_0 = \int_0^\infty \lambda \bar{X} dz \quad (8)$$

Nous l'avons utilisé pour étudier les paramètres qui influent sur la variation du flux (Druilhet et al., 1972). Cette étude réalisée à partir des mesures expérimentales vient confirmer l'étude faite en laboratoire et sur le terrain à partir d'une méthode directe de mesure du flux (Guedalia et al., 1970).

En pratique, pour le calcul de ϕ_0 , on utilise une intégration numérique à partir d'une interpolation logarithmique sur les valeurs expérimentales. Les points de mesures étant au nombre de 9 entre 0 ou 0,2 et 15 m, l'intégrale se divise en 3 parties suivant le cas :

$$\begin{aligned} \phi(0) &= \int_0^{z_1} \lambda \bar{X} dz + \int_{z_1}^{z_2} \lambda \bar{X} dz + \int_{z_2}^\infty \lambda \bar{X} dz \\ &= I_1 + I_2 + I_3 \end{aligned}$$

z_1 = niveau inférieur de mesure (z_1 peut être nul et $I_1 = 0$)

z_2 = niveau supérieur (15 m)

Les valeurs de I_1 et de I_3 sont obtenues par une extrapolation logarithmique à partir des valeurs des dérivées extrêmes des profils. L'erreur introduite par le calcul de ces intégrales est bien inférieur à 10 % de la valeur de l'intégrale totale.

I.2. Signification des coefficients de diffusion mesurés à partir de traceurs radioactifs

Comme nous l'avons indiqué précédemment, la théorie classique suppose que les mouvements responsables des échanges sont de taille suffisamment petite par rapport à l'échelle où sont définis les valeurs moyennes et les coefficients macroscopiques. Ainsi, dans le cas d'un traceur radioactif, le temps moyen de diffusion des particules de traceur mesuré doit être grand par rapport à la vie moyenne des particules d'air (Beran et Assaf, 1970).

Dans l'atmosphère, les mouvements ne peuvent pas être considérés, comme dans la théorie cinétique des gaz, indépendants les uns des autres. Ils gardent entre eux un certain degré de cohérence. Appliqué à une composante fluctuante u' de la vitesse, le théorème de Taylor permet de relier la dispersion des particules (σ), le degré d'agitation ($\bar{u'^2}$) et la corrélation des mouvements élémentaires.

$$s^2(t) = \overline{2u'^2} \int_0^t \int_0^\alpha R(\xi) d\xi d\alpha \quad (9)$$

t = temps de diffusion

$R(\xi)$ = fonction de corrélation des vitesses d'agitation u' . Elle est égale à 1 pour $\xi = 0$ et négligeable ou nulle pour $\xi > t_0$

Quel que soit le temps de diffusion la relation (9) permet de définir un coefficient de diffusion (Saïssac, 1955; Pasquill, 1962).

$$K(t) = \frac{1}{2} \frac{ds^2}{dt} \quad (10)$$

Lorsque t est du même ordre de grandeur que t_0 , K dépend du temps de diffusion. Lorsque $t \gg t_0$, K , comme dans le cas de la diffusion moléculaire, est un coefficient indépendant du temps de diffusion.

Dans le cas d'un traceur radioactif, qui peut disparaître par désintégration, le temps moyen de diffusion des particules contribuant à la concentration mesurée doit être supérieur au domaine dans lequel les mouvements sont corrélés (t_0). En effet, les particules de traceur ont des longueurs de diffusion d'autant plus courtes que la période radioactive est brève.

Nous admettons :

— que des relations semblables aux précédentes peuvent être établies pour la détermination du coefficient d'échange d'une quantité de matière transportée par les mouvements turbulents de l'atmosphère;

— que dans le cas d'un traceur radioactif, la fonction de corrélation est atténuée par une fonction qui tient compte de la désintégration du traceur :

$$s^2(t) = \overline{2u'^2} \int_0^t \int_0^\infty R(\xi) e^{-\lambda\xi} d\alpha d\xi \quad (11)$$

Comme précédemment, cette relation permet de définir un coefficient de diffusion qui dépend du temps de diffusion et en plus de la période radioactive du traceur.

Pour préciser l'influence du terme de pondération $e^{-\lambda\xi}$ introduit par la période radioactive du traceur, nous admettons (Pasquill, 1962) que la fonction de corrélation est de la forme :

$$R(\xi) = e^{-\xi/\xi_0} \quad (12)$$

On peut ainsi comparer les coefficients K de

diffusion turbulente pour un traceur stable et un traceur radioactif.

Les relations (9) et (11) conduisent à des lois de variation de la dispersion $s^2(t)$ en fonction du temps de diffusion :

— pour un traceur stable :

$$S^2(t) \propto 2K \{t - \xi_0(1 - e^{-t/\xi_0})\} \quad (13)$$

— pour un traceur radioactif :

$$s^2(t) \propto \frac{2K}{1 + \frac{\xi_0}{\theta}} \left\{ t - \frac{1}{\frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{\theta}} (1 - \exp\{-t((1/\xi_0) + (1/\theta))\}) \right\} \quad (14)$$

(avec $\theta = 1/\lambda$)

Lorsque $t \rightarrow \infty$ la valeur asymptotique des coefficients déduits de la relation (10) conduit à une variation relative des coefficients :

$$\left(\frac{K_R}{K} \right)_{t \rightarrow \infty} = \frac{1}{1 + \frac{\xi_0}{\theta}} \quad (15)$$

K_R = coefficient pour un traceur radioactif

K = coefficient pour un traceur stable.

Ce rapport est d'autant plus petit que ξ_0 est grand. Dans le cas où les mouvements ne sont pas corrélés (diffusion type moléculaire) ($\xi_0 = 0$) le rapport est égal à 1. Le coefficient donné par le traceur radioactif est alors égal au coefficient vrai (diffusion type moléculaire).

Dans la littérature, on trouve très peu de données sur les corrélations lagrangiennes et donc sur ξ_0 . Pasquill (1962) et Munn (1966) présentent un exemple de mesure de $R(\xi)$ dans lequel la valeur de ξ_0 n'excède pas 10 s.

I.3. Etude sur un modèle numérique de la signification du coefficient de diffusion donné par le thoron

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le coefficient d'échange déterminé à l'aide d'un élément radioactif pouvait être différent du coefficient d'échange turbulent lorsque la période radioactive est du même ordre de grandeur que le domaine de corrélation.

Nous avons cherché à préciser la validité des coefficients donné par le thoron. Nous avons dans ce but calculé la répartition verticale du thoron à l'aide d'un modèle tenant compte du

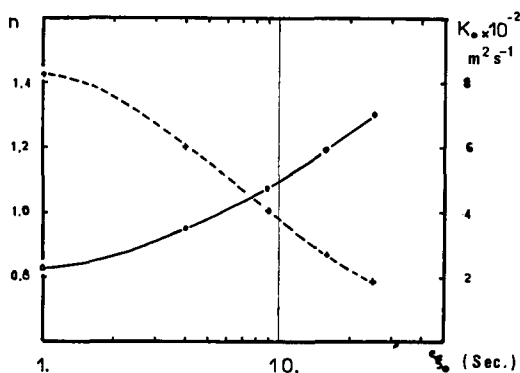


Fig. 4. Variation de K_0 (---) et n (—) en fonction de l'étendue du domaine de corrélation paramétré par ξ_0 . Pour $\xi_0 = 0$: $K_0 = 0,088$ et $n = 0,8$.

temps de diffusion et en utilisant un profil de diffusivité de la forme :

$$K_z = K_0 z^n$$

Nous avons ensuite calculé sur la répartition verticale de thoron ainsi obtenue, le profil de diffusivité par les méthodes exposées au paragraphe I.1; c'est-à-dire en supposant que la diffusion du thoron est régie par l'équation (2) avec K_z indépendant de z ; on compare alors le profil obtenu à celui introduit au départ dans le modèle.

Le modèle permettant le calcul de la répartition verticale du thoron, en tenant compte du temps de diffusion, est réalisé de la manière suivante : on considère un plan source infini, formé par des lignes sources de largeur dx et de longueur infinie, perpendiculaires au vent moyen. La répartition d'un traceur à partir d'une source élémentaire de ce type est calculée en tenant compte du fait que le s^2 dépend du temps de diffusion suivant une relation du type (14). On extrapole ainsi les résultats du paragraphe précédent à une diffusion non homogène.

La répartition verticale est obtenue pour un plan source infini en intégrant la contribution de toutes les sources élémentaires : depuis $x = 0$ jusqu'à l'infini.

Le calcul a été réalisé, pour l'exemple que nous présentons, pour les conditions suivantes : $K_0 = 0,088$ et $n = 0,81$. Le profil de vent correspond au profil donné par la loi des puissances conjuguées de Schmidt.

Le calcul a été réalisé pour plusieurs valeurs

de ξ_0 que nous avons prises indépendantes de z ($\xi_0 = 0; 1; 4; 9; 16; 25$ secondes). Les profils de K_z résultant, correspondent assez bien à des profils de puissance, mais les valeurs de K_0 et n pour les profils ainsi déduits de la répartition verticale du thoron diffèrent des valeurs du profil asymptotique ($t \rightarrow \infty$) (Figure 4).

Le fait de négliger le temps de diffusion dans le cas du thoron (équation du type 4) conduit donc, dans le cas du profil de puissance à une sous-estimation de K_0 et une surestimation de n d'autant plus importante que ξ_0 est élevé. Ceci conduit à une sous estimation décroissante avec z des valeurs des coefficients d'échanges.

II. Realisation experimentale

Le site est situé à 30 kilomètres au Nord Est de Paris, à Roissy en France. Il correspond à une région de plaine de même origine géologique (bassin parisien).

La station sur laquelle sont effectuées les mesures est équipée pour l'enregistrement des paramètres météorologiques classiques, par les soins de la Météorologie Nationale, en vue d'une étude climatologique du site (température, pression, humidité, vitesse et direction du vent, hauteur des nuages, visibilité, pluviométrie). D'autre part, une tour météorologique de 100 m de hauteur permet l'étude thermodynamique de la couche au moyen de sondes de température et de vent réparties en progression géométrique en 7 points entre 5 et 100 m. Cette étude est réalisée par Saissac (1970). Nous disposons pour l'interprétation de nos mesures de l'ensemble des données de ces deux études.

Au voisinage de la station ont été mesurés les paramètres électriques de l'air : champ, conductivité et charge d'espace (Milhau, 1969; Milhau et al., 1969).

L'utilisation de ces paramètres pour l'étude des échanges turbulents a permis de faire une comparaison entre les résultats obtenus par cette méthode et celle du thoron. Nous en parlerons dans la dernière partie.

Nous avons également mesuré sur le même site la répartition verticale du radon et des descendants du radon et du thoron. Ces résultats peuvent être utilisés pour la détermination des échanges dans la couche de 0 à 100 m particulièrement durant les périodes de stabilité (Druilhet & Fontan, 1972).

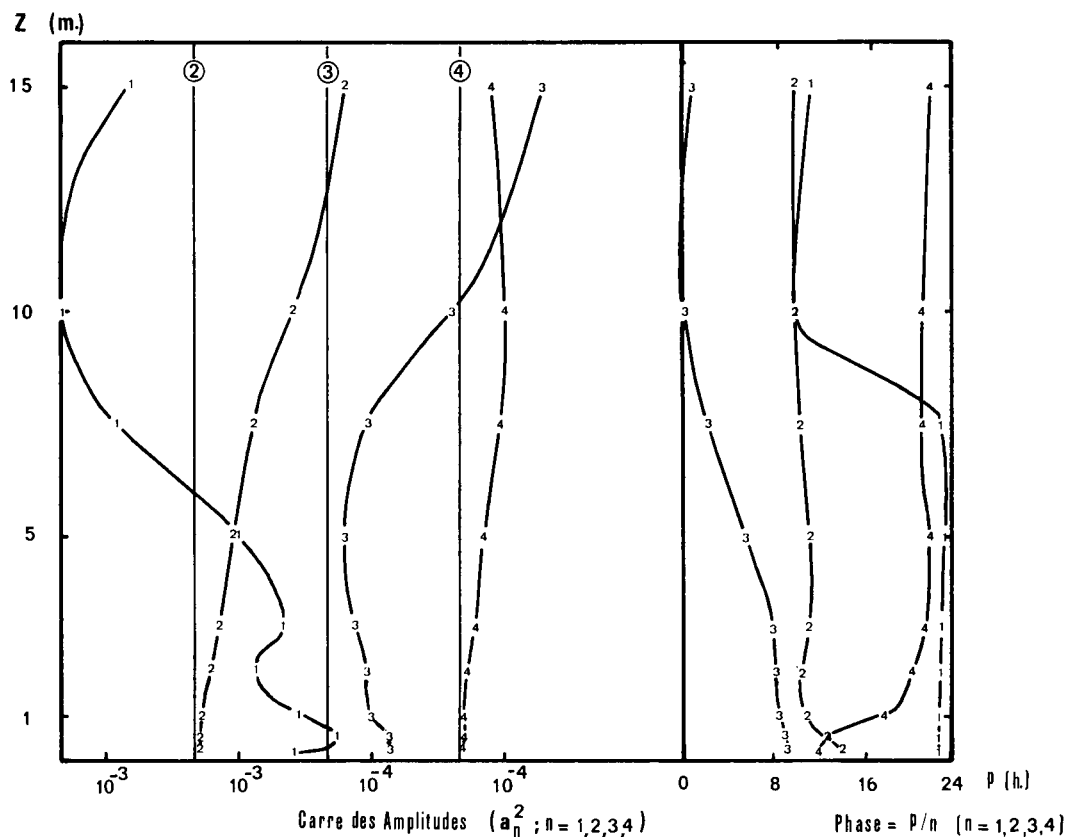


Fig. 5. Variation avec l'altitude z : du carré de l'amplitude (partie de gauche de la figure) et de la phase, ramenée à 24 h (partie de droite) des quatre premières harmoniques ($n=1, 2, 3, 4$) de la variation diurne moyenne du thoron au-dessus d'un terrain dégagé.

L'installation pour la détection du thoron comprend 3 chambres d'ionisation de grand volume (380 l) analysant chacune alternativement, l'air provenant de 3 niveaux de prélèvement entre 0 et 15 m. Le cycle de mesure dure une heure (Druilhet, 1970).

III. Resultats expérimentaux

III.1. Analyse harmonique des variations des concentrations de l'air en thoron aux différents niveaux

A chaque niveau z , la concentration du thoron varie par suite :

1. de la variation de la source sous l'influence de l'humidité du sol et la répartition verticale de la température dans les premiers centimètres du

sol (variation quasipériodique) (Guedalia et al., 1970; Druilhet et al., 1972).

2. de la variation de la stabilité de l'air qui entraîne à chaque niveau une variation périodique des concentrations du thoron. Ce sont ces variations que nous avons analysées.

Nous appellerons $\bar{X}(z, t)$, la valeur moyenne de la concentration pour chaque heure du jour ($0 \leq t < 24$) sur un intervalle de n jours.

Cette fonction n'englobe que les variations périodiques, harmoniques de 24 heures.

La variation diurne du thoron aux différents niveaux peut ainsi être représentée par les variations de l'amplitude et de la phase des différents harmoniques (Figure 5).

L'amplitude de l'harmonique 1 (24 h) passe par un minimum au voisinage de 10 m. Le déphasage de part et d'autre de ce niveau est de

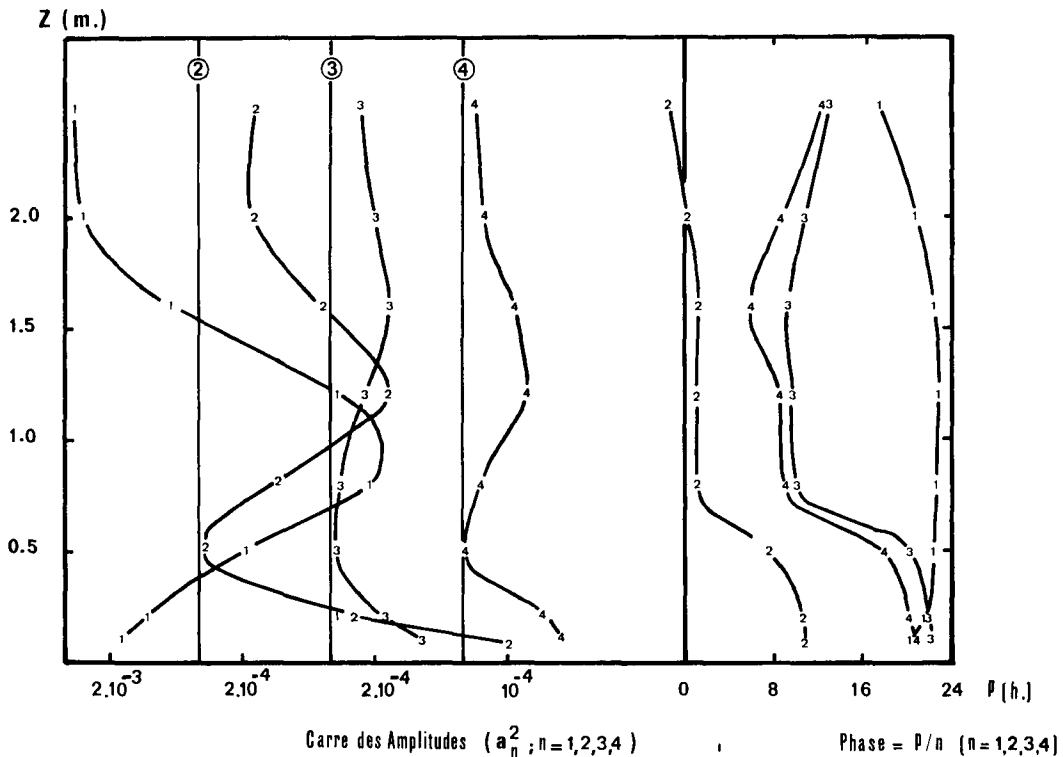


Fig. 6. Variations avec l'altitude z , du carré de l'amplitude et de la phase (représentation identique à celle de la Figure 5) dans le cas de mesures à l'intérieur et au-dessus d'un couvert végétal.

12 heures. Les variations diurnes très près du sol et vers 10 mètres sont en opposition de phase. En effet, la nuit l'augmentation de stabilité produit en moyenne une augmentation de la concentration aux niveaux inférieurs et un déficit plus haut ($z > 10$ m) par suite du temps de transit plus grand. Pendant le jour, au contraire, la turbulence tend à homogénéiser les concentrations, ce qui se traduit par une diminution aux niveaux inférieurs et une augmentation aux niveaux élevés.

L'accroissement de l'amplitude de l'harmonique 2 (12 h) avec z peut s'expliquer par l'action conjuguée de la stabilité et de l'augmentation moyenne nocturne du flux au sol (elle n'est pratiquement pas déphasée). A titre de comparaison, nous avons fait la même analyse sur les résultats des mesures effectuées dans un couvert végétal (champ de maïs) (Figure 6); les variations sont très différentes, particulièrement en ce qui concerne l'harmonique 1 (24 heures) dont l'amplitude passe par un maximum au voisinage de 1 mètre.

Ce niveau se trouve sous le maximum de surface foliaire (1,4 m), qui joue un rôle important en ce qui concerne le transfert de l'énergie ou de la quantité de mouvement. La phase de cette harmonique varie peu contrairement à ce qui est obtenu sur un terrain dégagé. Ceci est dû aux variations des gradients de température dans le couvert où peuvent se développer durant le jour des zones de stabilité; alors que, durant la nuit, le gradient peut être suradiabatique dans le couvert végétal et stable au-dessus.

III.2. Calcul des diffusivités

A. Profil moyen de diffusivité. Nous avons calculé le profil moyen de diffusivité par la méthode du profil osculateur en utilisant l'ensemble de nos données horaires. La répartition statistique de ces valeurs permet de définir un profil moyen de diffusivité par la relation :

$$K(z) = 0,045 z^{1,5}$$

La répartition autour de la moyenne des

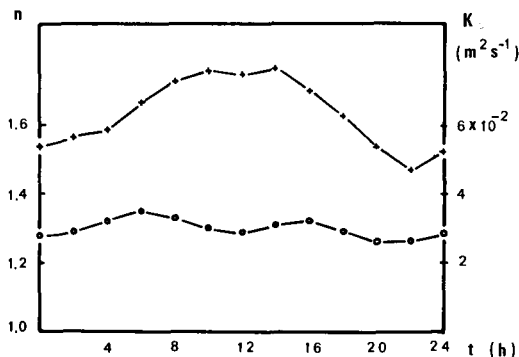


Fig. 7. Variations de K_0 et n du profil de puissance, calculées à partir de moyennes sur les données expérimentales. +—+, Variation de n ; o—o, variation de K_0 .

valeurs calculées toutes les heures correspond à chaque niveau à une répartition log-normale de la forme :

$$P(K) = \exp - \left(\frac{\log K - \log \bar{K}}{\sigma} \right)^2$$

La valeur trouvée pour σ varie peu avec z et est de l'ordre de 0,5.

B. Variation diurne du profil de diffusivité.

1^{re} méthode. Le paragraphe précédent montre que le profil moyen de diffusivité peut être représenté par $K = K_0 z^n$.

Nous avons cherché les valeurs de K_0 et de n pour chaque heure du jour, en utilisant les valeurs des coefficients calculés dans chaque couche pour l'ensemble de nos mesures. La recherche par la méthode des moindres carrés du profil de puissance correspondant le mieux à ces répartitions conduit à la variation diurne moyenne de K_0 et de n représentée sur la Figure 7. On peut remarquer la variation semi-diurne de K_0 . Le minimum qui se produit durant les heures du jour peut être interprété comme la sous-estimation de cette valeur consécutive à l'augmentation de ξ_0 (paragraphe I.3). Aucune correction ne peut cependant être portée car on ne connaît pas la valeur de ξ_0 .

Les variations de K_0 et de n que nous avons obtenues conduisent à une variation diurne des échanges que nous avons représentée sur la Figure 8.

Remarque. Nous avons mesuré, en même temps que le profil de concentration du thoron, celui du radon entre 0 et 100 m. Les résultats de

ce dernier traceur, conduisent à des variations diurnes des échanges plus importantes que celles données par le thoron. Cependant, il faut souligner que le radon, mesuré à 3 niveaux, donne les coefficients d'échange entre 1,5 et 30 mètres et 30–100 mètres, alors que le thoron permet de définir le profil entre 0 et 15 mètres au maximum (Blanc et al., 1968; Druilhet & Fontan, 1972).

Pendant le jour, on trouve avec le radon, des coefficients pour la couche 0–100 mètres compris entre 5 et 30 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$. Le thoron, donne à 20 mètres, par extrapolation, une valeur moyenne de 5 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$. Pendant la nuit, les valeurs obtenues avec le radon sont plus faibles que celles données par le thoron. C'est ainsi que le radon peut conduire à des valeurs extrêmement faibles de l'ordre de $10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$.

Elles semblent dues à des couches stables qui se développent entre 10 m environ jusqu'à plus de 100 m. Les premiers mètres au-dessus du sol ne semblent pas affectés par cette stabilité, vraisemblablement à cause de la turbulence d'obstacle qui subsiste près du sol mais qui ne peut se développer. Le radon et le thoron, de périodes différentes, apparaissent ainsi comme

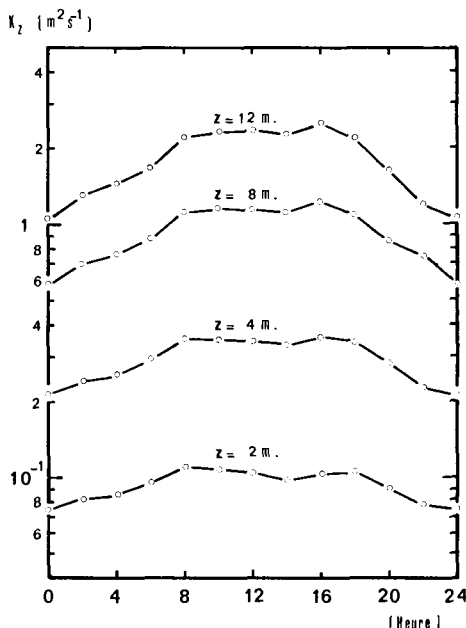


Fig. 8. Représentation des valeurs de K_2 à différents niveaux (en mètres sur la figure).

complémentaires pour l'étude des échanges au voisinage du sol.

2^e méthode. Nous avons appliqué la méthode du flux (I.1.d) au champ moyen des concentration de thoron. Un système d'interpolation nous a permis de définir le champ de concentration avec une résolution suivant z suffisamment bonne pour permettre l'intégration numérique. La comparaison avec les valeurs des diffusivités obtenus avec la méthode précédente montre un bon accord. L'approximation par un profil de puissance semble donc satisfaisante quelles que soient les conditions de stabilité.

III.3. Détermination des profils de diffusivité en fonction des classes de stabilité

Nous avons cherché à classer les valeurs des coefficients de diffusion que nous avons calculées, en fonction d'un critère de stabilité. Nous avons pour cela utilisé le critère le plus simple, c'est-à-dire le gradient thermique. Les diverses classes sont celles utilisées et fournies par Saïssac (1970). Elles sont indiquées dans le Tableau 1 où figurent également le nombre d'heures de mesure correspondant et qui sont utilisées dans la statistique.

Remarquons que le gradient thermique est mesuré entre 5 et 100 m; nous ne disposons d'aucune indication pour les niveaux inférieurs.

Nous n'avons pu mettre en évidence des variations caractéristiques pour K_0 et n pour chacune de ces classes. Cependant, en regroupant les résultats comme suit :

1. instable, adiabatique-stable I
2. stable II, stable III

on obtient alors une différence qui toutefois n'est pas très importante. Aucune relation ne peut être obtenue à l'intérieur de ces deux groupes, ce qui paraît en accord avec les résultats de Saïssac (1971). Les valeurs de K_0 et de n du profil de puissance sont alors :

1. $K_0 = 0,026 \pm 0,002$ $n = 1,6 \pm 0,1$
2. $K_0 = 0,020 \pm 0,002$ $n = 1,4 \pm 0,1$

Le manque de sélectivité d'une telle classification peut provenir de la mauvaise définition des classes puisque le gradient n'est mesuré qu'entre 5 et 100 m. Cependant, et ceci est en accord avec les résultats de la Figure 8, il apparaît que les coefficients varient peu dans la couche voisine du sol. Cette variation obtenue peut cependant

Tableau 1

Classes de stabilité	Définition (en °C/100 m)	Nombre de profils horaires
Instable	$\partial T/\partial z \leq -1,1$	201
Adiabatique	$-1,1 \leq \partial T/\partial z \leq -0,85$	56
Stable I	$-0,85 < \partial T/\partial z \leq 0,0$	200
Stable II	v.o. $< \partial T/\partial z \leq +1$	49
Stable III	$+1, < \partial T/\partial z$	524

être atténuée par la variation diurne de ξ_0 (§.I.2).

III.4. Discussion des résultats. Comparaison entre K_R et K_m

Nous venons de voir que les coefficients d'échanges déterminés à l'aide du thoron ont une amplitude de variation diurne plus faible que celle obtenue à partir du radon. Nous avons cependant précisé que les couches où sont effectuées les mesures ne sont pas les mêmes.

On peut aussi expliquer cette différence par la variation du domaine de corrélation entre le jour et la nuit, qui entraîne une atténuation des variations diurnes de la diffusivité déduite du thoron.

Ainsi sur la Figure 7, donnant la variation diurne moyenne du profil de K_z ($K_0(t)$ et $n(t)$), on observe une diminution de K_0 le jour, alors que l'on devrait s'attendre à une augmentation. On peut l'interpréter comme le résultat de l'action de la variation diurne de la turbulence (augmentation de ξ_0) et son effet sur les valeurs des coefficients de diffusion donnés par le thoron (§ I.2). L'augmentation de n pendant le jour semble confirmer cette hypothèse.

Nous avons, pour confirmer cette explication, cherché à comparer nos valeurs de K_R à celles des coefficients d'échange de quantité de mouvement.

Pour le calcul de ces derniers, nous avons supposé que le vent suit une loi de variation logarithmique avec z . Cette approximation a été utilisée par différents auteurs (Israel, 1966; Malakhov, 1959), elle n'est en fait valable qu'au voisinage de l'adiabatisme.

Nous avons comparé les valeurs ainsi obtenues pour K_m aux valeurs de K_R pour les niveaux 1 et 10 m. Le rapport des valeurs K_m/K_R est représenté sur la Figure 9. Pour le niveau 1 m il est compris entre 4,5 et 9, ce qui est en accord avec

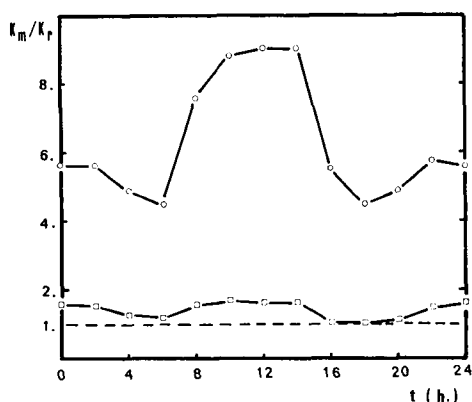


Fig. 9. Variation diurne moyenne du rapport K_m/K_R des coefficients de transfert de quantité de mouvement et de matière (déduit des mesures de thoron). $\circ$ — $\circ$, à 1 m; $\square$ — $\square$, à 10 m.

les résultats d'Israel qui trouve un rapport 7 (Israel 1966). Cependant, ce rapport augmente durant le jour ce qui semble confirmer l'hypothèse de l'influence du temps de diffusion (augmentation de ξ_0). Par contre aux niveaux supérieurs, les deux valeurs tendent à se rejoindre (temps moyen de diffusion plus important) et le rapport n'excède pas la valeur 2.

Remarque. La mesure des paramètres électriques de l'air (champ électrique E , charge d'espace ρ , et conductibilité Δ) a été réalisée sur la station durant la même période de mesure par Milhau (1969).

Il a montré qu'il existe une relation entre ces trois paramètres et le coefficient d'échange. L'analyse des résultats a été réalisée en considérant un profil de puissance pour représenter la variation de la diffusivité et en supposant que la conductivité électrique reste constante avec z .

Ainsi, il a été possible de comparer les valeurs déduites de ces deux paramètres et celles déduites de la répartition verticale du thoron (Figure 10) (Milhau et al., 1969).

Conclusion

Le thoron est un traceur radioactif naturel intéressant pour la mesure des échanges de quantité de matière près du sol. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour déduire le profil de diffusivité à partir du profil de répartition verticale du thoron. Elles donnent en général des résultats comparables.

Cependant, la période du thoron dont l'ordre de grandeur est comparable à l'échelle intégrale de temps des mouvements turbulents, entraîne une sous estimation du coefficient déduit à partir de ce traceur. Nous avons établi la relation qui existe entre le coefficient d'échange turbulent calculé avec le thoron et le coefficient de diffusion de matière. Elle dépend essentiellement de l'étendue du domaine de corrélation. Ce paramètre est toutefois difficile à déterminer expérimentalement et peu de données sont fournies par la littérature.

A l'aide d'un modèle tenant compte du temps de diffusion, nous avons sur un exemple, montré l'influence de ce paramètre, généralement négligé dans l'étude des échanges (théorie K), dans le cas où le profil de diffusivité est un profil de puissance. Nous montrons ainsi que l'interprétation classique des profils de répartition verticale du thoron conduit à une sous-estimation de K_0 et une surestimation de n .

Les méthodes classiques de calcul des coefficients d'échanges ont été appliquées aux résultats expérimentaux réalisées de manière continue sur une période de 8 mois. (Ces mesures ont été effectuées sur le site de Roissy-en-France.) La mesure des paramètres météorologiques classiques, des profils de vent et de température, entre 0 et 100 m, des paramètres électriques de l'air et de la répartition verticale du radon a été effectuée sur le même site simultanément.

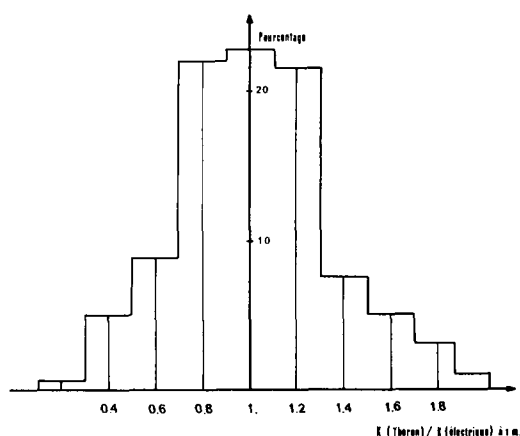


Fig. 10. Histogramme du rapport des valeurs des coefficients de diffusion définis à partir des mesures de thoron (K (thoron)) et des paramètres électriques de l'air (K (électrique)) pour le niveau 1 mètre (Milhau et al., 1969).

La variation avec z des diffusivités a été exprimée sous forme de profils de puissance. Cette forme convient généralement pour les résultats obtenus.

La variation diurne moyenne des deux paramètres définissant le profil de diffusivité (K_0 et n) semble confirmer l'influence de l'échelle intégrale de temps. En effet, on peut admettre que ce paramètre qui est essentiellement lié à l'état de turbulence est maximum durant les heures de jour et minimum la nuit. On observe une sous-estimation de K_0 durant le jour. L'effet compensé des variations de K_0 et n entraîne une variation diurne du coefficient K_z avec maximum le jour et minimum la nuit, mais cette variation diurne peut être atténuée. L'amplitude de la variation diurne de la diffusivité donnée par le radon entre 1 et 100 m est plus importante que celle obtenue sur le même site avec le thoron entre 0 et 15 m. Mais il faut souligner que les couches d'air intéressées par les deux méthodes sont différentes. On peut cependant penser que près du sol la turbulence d'obstacle limite le développement de couches stables dans les tout premiers mètres et entraîne une amplitude plus faible de la variation diurne des échanges.

Nous avons comparé pour le niveau 1 mètre, le coefficient de transfert de quantité de mouvement K_R , déduit du profil de vent et le coefficient de transfert de matière K_R , mesuré avec le

thoron. Ce rapport K_m/K_R varie au cours de la journée et est compris entre 4.5 et 9. On observe une augmentation de ce rapport durant les heures de jour, ce qui est en accord avec le calcul réalisé sur l'influence du temps de diffusion et la variation journalière de l'échelle intégrale de temps. Il faut remarquer que la surestimation de n conduit à une diminution de ce rapport quand z augmente et à 10 m le rapport est compris entre 1 et 2. Nous avons cependant souligné que la détermination de K_m est basée sur des hypothèses simplificatrices. Nous avons noté que les coefficients d'échange mesurés à 1 m avec les paramètres électriques de l'air sont en bon accord avec ceux obtenus avec le thoron.

Remerciements

Ce travail a bénéficié de subventions de la part du Commissariat à l'Energie Atomique (Service d'Etudes de Sécurité Radiologique) et de la Délégation à la Recherche Scientifique et Technique (Comité de Recherches Atmosphériques).

Nous remercions particulièrement Monsieur Le Quinio, Ingénieur au CEA et Monsieur J. Saissac pour les appuis qu'ils nous ont apporté tout au long de cette étude. Nos remerciements vont aussi aux Professeurs Bricard & Blanc qui nous ont permis d'entreprendre ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- Beran, M. & Assaf, G. 1970. Use of isotopic decay rates in turbulent dispersion studies. *J. Geophys. Res.* 75, n° 27, 5279-85.
- Biro, A., Adroguer, G. & Fontan, J. 1970. Vertical distribution of radon-222 in the atmosphere and its use for study of exchange in the lower troposphere. *J. Geophys. Res.* 75, n° 12, 2373-83.
- Biro, A. 1970. *Contribution à l'étude de la diffusion du radon et des aérosols dans l'atmosphère*. Thèse de doctorat ès-sciences, n° 428, Toulouse.
- Blanc, D., Druilhet, A., Fontan, J., Guedalia, D. & Laurent, J. L. 1968. Mesure du flux de thoron sortant du sol et de la répartition verticale du radon et du thoron dans l'atmosphère au niveau du sol. *Geofisica e Meteorologia*, 17, n° 3/4, 99.
- Crozier, W. D. 1969. Direct measurement of radon-220 (thoron) exhalation from the ground. *J. Geophys. Res.* 74, n° 17, 4199-205.
- Druilhet, A. 1966. *Diffusion de la radioactivité naturelle de l'air dans les basses couches de l'atmosphère*. Thèse de doctorat de spécialité, n° 405, Toulouse.
- Druilhet, A. 1970. Etude des échanges de quantité de matière dans les premiers mètres au-dessus du sol par la détermination des diffusivités turbulentes. « *Technique d'étude des facteurs physique de la biosphère* », p. 447-53, I.N.R.A., publ. 70-4, Paris.
- Druilhet, A., Perrier, A., Fontan, J. & Laurent, J. L. 1971. Analysis of turbulent transfers in the vegetation : use of thoron for measuring the diffusivity profile. *Boundary Layer Meteorol.* 2, n° 2, 173-87.
- Druilhet, A., Guedalia, A., Fontan, J. & Laurent, J. L. 1972. Study of radon-220 emanation from measurement of vertical profile in the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, A paraître.
- Druilhet, A. & Fontan, J. 1972. Détermination des coefficients de diffusion verticale entre 0 et 100 mètres à l'aide du radon et du ThB. *Boundary Layer Meteorology*, A paraître.
- Fontan, J., Blanc, D., Bonnafous, M. & Bouville, A. 1961. Dosage du radon et du thoron contenus dans l'air atmosphérique. Application à l'étude de l'équilibre radioactif entre ces gaz et leurs descendants. *J. de Phys. et Rad.* 22.
- Fontan, J., Biro, A., Blanc, D., Bouville, A. & Druilhet, A. 1966. Measurements of the diffusion

- of radon, thoron and their radioactive daughter products in the lower layer of the earth's atmosphere. *Tellus*, 18, n° 2/3, 623-32.
- Guedalia, D., Laurent, J. L., Fontan, J., Blanc, D. & Druilhet, A. 1970. A study of radon-220 emanation from soils. *J. Geophys. Res.* 75, n° 2, 357-69.
- Israel, G. W. 1964. Neues Verfahren zur Direktmessung des Atmosphärischen Thorongehaltes. *Naturwissenschaften* 5, 134-35.
- Israel, G. W. 1966. Meteorological influence on the thoron (Rn-220) content of the atmosphere. *Tellus* 18, n° 2, 633-37.
- Israel, H. & Horbert, M. 1970. Tracing atmospheric eddy mass transfer by means of natural radioactivity. *J. Geophys. Res.* 75, n° 12, 2291-97.
- Jacobi, W. & Andre, K. 1963. The vertical distribution of radon-222, radon-220 and their decay products in the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 68, n° 13, 2799-814.
- Malakhov, S. G. 1959. The vertical distribution of radioactive emanations in the atmosphere. *Isv. Acad. Sc. Geop.*, n° 9, 1344-52.
- Milhau, A. 1969. *Coefficient de transfert vertical par diffusion turbulente en relation avec les paramètres électriques de l'air*. Thèse de docteur-ingénieur, Paris.
- Milhau, A., Druilhet, A., Fontan, J. & Bricard, J. 1969. Détermination du coefficient de transfert vertical de matière par diffusion turbulente à partir des paramètres électriques de l'air. *C. R. Acad. Sci.* 269, n° 15, 681-84.
- Munn, R. E. 1966. *Descriptive micrometeorology*, p. 83. Academic Press, New York and London.
- Pasquill, F. 1962. *Atmospheric diffusion*, p. 92. D. Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 92.
- Saïssac, J. 1955. Application des théories de la diffusion turbulente au problème de la pollution atmosphérique. *La Météorologie*, n° 38, 151-60.
- Saïssac, J. 1970. Etude dynamique de la couche 0-100 m sur le site de Roissy-en-France. *Note Technique*, n° 93, W.M.O., 230 TP 123.
- Saïssac, J., Dampierre, F. & Mercusot, C. 1971. Sur le rôle du nombre de Richardson dans les échanges verticaux de la couche limite. *C. R. Acad. Sci.*, t. 272, série B, 1393-96.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОРОНА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Для измерения вертикального обмена количеством вещества в приземном слое в качестве трассера используется торон (Rn_{86}^{220}). То, что его период полураспада мал, а также то, что он содержится в почве, (которая должна быть достаточно однородной на относительно ограниченной площади), позволяет упростить уравнение диффузии. Приводятся и сравниваются различные методы измерения коэффициентов вертикального обмена, что делается с использованием профилей распределения торона по высоте. Коэффициенты диффузии, полученные с помощью торона, из-за малости периода его полураспада отличаются от коэффициентов диффузии, полученных с помощью более устойчивых элементов. Используя результаты статистической теории, можно найти соотношение между коэффициентом диффузии K_R , полученным путем наблюдения радиоактивных элементов и коэффициентом, полученным с помощью стабильных элементов. Численная модель, в которой учитывается время диф-

фузии, позволяет оценить точность аппроксимации, которая получается, если использовать классическую К-теорию диффузии. Содержание торона измерялось над плоской поверхностью в течение 9 месяцев на 9 уровнях, находящихся между 0 и 15 м высоты. Результаты согласуются с К-теорией. Представлены, в частности, средние суточные вариации с высотой коэффициентов обмена, причем профили их получены в зависимости от устойчивости атмосферы, определяемой из градиентов температуры. Эти коэффициенты сравниваются с коэффициентами обмена для количества движения, полученными на основе наблюдений за профилем ветра. Отмечается их различие, которое может быть приписано влиянию конечного времени диффузии на определение коэффициентов обмена для вещества. Коэффициенты обмена, полученные из наблюдений над торонам, сравниваются с таковыми, полученными из наблюдений за электрическими параметрами воздуха, измерявшимися в том же самом месте.