

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 93 (1967)
Heft: 25

Artikel: Distribution des concentrations autour d'une source ponctuelle continue par vent nul: discussion d'une proposition de H. Fortak
Autor: Nester, K.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-69097>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 16.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

Paraissant tous les 15 jours

ORGANE OFFICIEL

de la Société suisse des ingénieurs et des architectes
de la Société vaudoise des ingénieurs et des architectes (SVIA)
de la Section genevoise de la SIA
de l'Association des anciens élèves de l'EPUL (Ecole polytechnique
de l'Université de Lausanne)
et des Groupes romands des anciens élèves de l'EPF (Ecole poly-
technique fédérale de Zurich)

COMITÉ DE PATRONAGE

Président: E. Martin, arch. à Genève
Vice-président: E. d'Okolski, arch. à Lausanne
Secrétaire: S. Rieben, ing. à Genève

Membres:

Fribourg: H. Gicot, ing.; M. Waeber, arch.
Genève: G. Bovet, ing.; Cl. Groscurin, arch.; J.-C. Ott, ing.
Neuchâtel: J. Béguin, arch.; M. Chevalier, ing.
Valais: G. de Kalbermatten, ing.; D. Burgener, arch.
Vaud: A. Chevalley, ing.; A. Gardel, ing.;
M. Renaud, ing.; J.-P. Vouga, arch.

CONSEIL D'ADMINISTRATION

de la Société anonyme du « Bulletin technique »

Président: D. Bonnard, ing.
Membres: Ed. Bourquin, ing.; G. Bovet, ing.; M. Bridel; M. Cosan-
dey, ing.; J. Favre, arch.; A. Rivoire, arch.; J.-P. Stucky,
ing.

Adresse: Avenue de la Gare 10, 1000 Lausanne

RÉDACTION

D. Bonnard, E. Schnitzler, S. Rieben, ingénieurs; M. Bevilacqua,
architecte
Rédaction et Editions de la S.A. du « Bulletin technique »
Tirés à part, renseignements
Avenue de Cour 27, 1000 Lausanne

ABONNEMENTS

1 an	Suisse	Fr. 40.—	Etranger	Fr. 44.—
Sociétaires	»	» 33.—	»	» 2.50
Prix du numéro	»	» 2.—	»	»

Chèques postaux: « Bulletin technique de la Suisse romande »
N° 10 - 5775, Lausanne

Adresser toutes communications concernant abonnement, vente au
numéro, changement d'adresse, expédition, etc., à: Imprimerie
La Concorde, Terreaux 29, 1000 Lausanne

ANNONCES

Tarif des annonces:

1/1 page	Fr. 423.—
1/2 »	» 220.—
1/4 »	» 112.—
1/8 »	» 57.—

Adresse: Annonces Suisses S.A.

Place Bel-Air 2. Tél. (021) 22 33 26, 1000 Lausanne et succursales



SOMMAIRE

Distribution des concentrations autour d'une source ponctuelle continue par vent nul, par K. Nester, Institut suisse de météorologie, Payerne.

Conceptions récentes dans la mesure des écoulements atmosphériques, par A. Junod, Institut suisse de météorologie, Payerne.

Système anémométrique NEZ, par P.-E. Ravussin, ingénieur physicien EPUL-SIA.

Bibliographie. — Divers. — Les congrès. — Carnet des concours.

Documentation générale. — Informations diverses.

DISTRIBUTION DES CONCENTRATIONS AUTOUR D'UNE SOURCE PONCTUELLE CONTINUE PAR VENT NUL

Discussion d'une proposition de H. FORTAK

par K. NESTER, Institut suisse de météorologie, Payerne. Adaptation française A. JUNOD, ISM, Payerne.

1. Introduction

Lors de l'étude météorologique d'un site prévu pour la construction d'une centrale thermique conventionnelle ou nucléaire, le problème central consiste à évaluer la distribution des concentrations maxima de polluant près du sol aux alentours de la centrale, selon les situations météorologiques. Les procédés usuels de calcul de ces concentrations, qui dérivent pour l'essentiel des conceptions originales de Sutton [1], ne sont plus applicables lorsque les vitesses de vent considérées sont très faibles, inférieures à 1 m/sec environ. A la limite où la vitesse du vent est nulle, le calcul fournirait une concentration infinie.

Dans la pratique, on n'effectue pas le calcul des concentrations pour chaque situation météorologique caractérisée par une certaine vitesse du vent et un cer-

tain degré de stabilité thermique de l'atmosphère, mais on groupe les situations en un certain nombre de classes à deux paramètres auxquelles correspondent des types de diffusion. La première plage de vitesses comprend en général les valeurs allant soit de 0 à 1 m/sec, soit de 0 à 2 m/sec, et se voit attribuer, en vue des calculs de diffusion, la valeur moyenne de 1 m/sec. Tant que la fréquence d'occurrence et la persistance des situations de vent faible sont petites, le procédé décrit peut être encore admis, surtout si l'on s'intéresse davantage aux doses de polluant (intégrales temporelles des concentrations) qu'aux pointes de concentrations. Mais il arrive qu'en certains sites, en Suisse notamment, les cas de vent inférieur à 1 m/sec occupent plus de 50 % du temps pendant une saison. Dans ces circonstances, le procédé usuel ne donne pas satisfaction, car les résul-

tats de calcul n'offrent aucune garantie quant à la sécurité d'exploitation des installations polluantes. Il semble donc tout à fait indiqué de chercher à établir une formule permettant de calculer les concentrations maxima près du sol par vent très faible ou nul.

2. Etablissement de la formule de Fortak

Dans un travail récent [2], H. Fortak a établi une telle formule pour le cas d'une source ponctuelle élevée émettant continuellement. La méthode indiquée, que nous allons décrire plus loin, pourrait s'appliquer sans modification de principe à des sources linéaires ou de surface.

Les calculs de Fortak se basent sur l'équation de diffusion de Fick, bien que cette dernière ne soit valable, en toute rigueur, que pour les processus de diffusion moléculaire. En effet, l'hypothèse selon laquelle le transport d'une substance par diffusion est proportionnel au gradient de concentration de cette substance n'a de sens physique que pour la diffusion de type moléculaire. La description par une équation de Fick de la diffusion turbulente, qui est un processus totalement différent, ne peut être considérée au mieux que comme une approche provisoire.

Cependant, les expériences de diffusion turbulente ont montré que les distributions de concentrations que l'on obtient correspondent avec une assez bonne approximation aux solutions d'une équation de Fick lorsque les coefficients de diffusion choisis sont des fonctions du temps. Bien que ces essais aient été effectués en majeure partie avec des vitesses de vent largement supérieures à 1 m/sec, il semble légitime de supposer que des résultats de précision comparable pourraient être trouvés en cas de vent faible ou nul.

Fortak limite ses calculs au cas de la turbulence homogène, pour lequel une solution exacte de l'équation de diffusion de Fick peut s'obtenir. Les coefficients de diffusion sont alors des fonctions du temps seulement. Par vent nul, où la vitesse du vent se réduit à la vitesse additionnelle due à la turbulence

$$u_i = u'_i, \text{ avec } i = x, y, z \quad (2,1)$$

l'équation de Fick s'écrit

$$\frac{\partial s}{\partial t} = K_x(t) \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + K_y(t) \frac{\partial^2 s}{\partial y^2} + K_z(t) \frac{\partial^2 s}{\partial z^2}, \quad (2,2)$$

où s = concentration à l'endroit (x, y, z, t) ,

K_i = coefficients de diffusion dépendant du temps, dans les directions x, y et z .

Pour une bouffée de masse $Q_p[g]$ émise par une source de coordonnées $(0, 0, h)$, la solution de l'équation (2,2) s'énonce, compte tenu de la condition de réflexion du panache au sol

$$s_p(x, y, z, t) = \frac{Q_p}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x(t) \sigma_y(t) \sigma_z(t)} \exp \left\{ \frac{-x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{-y^2}{2\sigma_y^2} \right\} \left[\exp \left\{ -\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2} \right\} + \exp \left\{ \frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2} \right\} \right]. \quad (2,3)$$

Entre les dispersions de la distribution de concentration dans les trois directions $\sigma_i(t)$ et les $K_i(t)$ existe la relation

$$K_i(t) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \sigma_i^2(t), \quad i = x, y, z. \quad (2,4)$$

Pour parvenir à la solution de (2,2) dans le cas d'une source ponctuelle continue de hauteur h , on considère une suite infinie de bouffées élémentaires émises en des temps consécutifs infiniment rapprochés. Il en découle la solution suivante pour $t \rightarrow \infty$:

$$s_k(x, y, z) = \int_0^\infty s_p(x, y, z, t) dt \quad (2,5)$$

où Q_p est maintenant remplacée par l'intensité de la source $Q[g/sec]$.

Il est possible d'obtenir la concentration maxima près du sol — qui présente pratiquement l'intérêt le plus grand — sans recourir aux dispersions σ_i , puisque dans ce cas le maximum doit se trouver à l'endroit $x = y = z = 0$. En effet, d'après l'équation (2,5), on peut écrire en $x = y = z = 0$

$$s_{\max.}(0, 0, 0) = \frac{2Q}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^\infty \frac{e^{-\frac{h^2}{2\sigma_z^2}}}{\sigma_x(t) \sigma_y(t) \sigma_z(t)} dt \quad (2,6)$$

Or, d'après le théorème de Taylor, les coefficients de diffusion turbulente K_i et la fonction de corrélation $R_i(\xi)$ sont liés par la relation suivante, lorsque la turbulence est homogène :

$$K_i(t) = \overline{u_i'^2} \int_0^t R_i(\xi) d\xi; \quad i = x, y, z \quad (2,7)$$

$$\text{avec } R_i(\xi) = \frac{\overline{u_i'(t) u_i'(t+\xi)}}{\overline{u_i'^2}}; \quad i = x, y, z. \quad (2,8)$$

Pour $R_i(\xi)$, Fortak utilise l'expression proposée par Sutton :

$$R_i(\xi) = \left(1 + \frac{\overline{u_i'^2} \cdot \xi}{N} \right)^{-n}; \quad i = x, y, z, \quad (2,9)$$

car ses développements doivent constituer une extension de la théorie de Sutton. Dans l'équation (2,9), les grandeurs introduites ont la signification suivante :

N = macroviscosité ;

n = exposant qui rend compte des différentes conditions de turbulence ;

$$0 \leq n \leq 1;$$

$n = 0$ correspond à l'instabilité la plus élevée (mélange intense) ;

$n = 1$ correspond à la plus grande stabilité (mélange minime).

La dépendance fonctionnelle de n avec l'exposant du profil du vent (exprimé par une loi de puissance), déjà indiquée par Sutton, n'est pas applicable par vent nul, pas plus d'ailleurs par maintes situations avec vent.

Il n'est pas rare qu'on trouve un vent de vitesse moyenne constante avec l'altitude dans des tranches d'épaisseur importante, notamment dans nos grandes vallées alpines. En somme, c'est à ces cas que la théorie de Sutton devrait le mieux s'adapter puisqu'elle part de l'hypothèse d'un écoulement moyen uniforme. Mais le profil constant du vent fournirait alors $n = 0$, soit une stratification très instable, ce qui s'avère faux, la plupart du temps, au vu des gradients de température mesurés. Il n'est nullement exceptionnel de trouver des profils de vent à exposant négatif, qui fournissent donc $n < 0$, cas expressément exclu par la théorie.

La seule donnée d'un profil du vent ne suffit pas, en général, à déterminer les conditions de propagation. Ces remarques montrent combien il est difficile d'estimer correctement le paramètre n , malgré le peu de cas qu'en fait souvent la littérature.

Introduisant l'expression (2,9) de $R_i(\xi)$ dans l'équation (2,7) et intégrant, on obtient

$$K_i(t) = \frac{N}{1-n} \left\{ \left[1 + \frac{\overline{u_i^2} \cdot t}{N} \right]^{1-n} - 1 \right\} \text{ pour } 0 \leq n < 1 \quad (2,10a)$$

$$\text{et } K_i(t) = N \text{ Log} \left[1 + \frac{\overline{u_i^2} \cdot t}{N} \right] \text{ pour } n = 1. \quad (2,10b)$$

D'une manière analogue à celle de Sutton, Fortak considère ensuite le cas particulier de longs temps de diffusion, soit lorsque les particules diffusant ont déjà parcouru de grandes distances par rapport à la source. Sutton caractérise de longs temps de diffusion par

$$t \gg \frac{N}{\overline{u_i^2}}; \quad (2,11)$$

ce temps dépend aussi de la durée sur laquelle la moyenne $\overline{u_i^2}$ est calculée.

Avec l'hypothèse (2,11), l'expression des coefficients de diffusion se simplifie comme suit :

$$K_i(t) = \frac{N}{1-n} \left[\frac{\overline{u_i^2} \cdot t}{N} \right]^{1-n} \text{ pour } 0 \leq n < 1 \quad (2,12a)$$

$$\text{et } K_i(t) = N \text{ Log} \left[\frac{\overline{u_i^2} \cdot t}{N} \right] \text{ pour } n = 1. \quad (2,12b)$$

Le cas où $n = 0$ est compris dans l'équation (2,12a). Il ne correspond pas, cependant, à de longs temps de diffusion mais à des temps courts, au contraire, car par forte instabilité atmosphérique avec mélange in-

tense, les particules diffusant atteignent de grandes distances au bout de peu de temps déjà.

A l'aide de l'expression (2,12a) de $K_i(t)$, on peut calculer les dispersions par substitution dans l'équation (2,4) :

$$\sigma_i^2(t) = \frac{2N^n}{(1-n)(2-n)} \left[\frac{\overline{u_i^2}}{N} \right]^{1-n} \text{ pour } 0 \leq n < 1. \quad (2,13)$$

En introduisant la puissance \overline{u}^{2-n} , Sutton fait apparaître dans la dernière équation le niveau de turbulence

$$\tau = \frac{\overline{u_i^2}}{\overline{u}^2} \quad (2,14)$$

et la variable \overline{ut} , ce qui n'est licite que pour $\overline{u} > 0$. Lors d'expériences de diffusion menées par vitesses moyennes du vent élevées ($\overline{u} > 1$ m/sec ; $\tau \ll 1$), on a pu constater, pour $\overline{ut} = \text{const.}$, que la dépendance entre les dispersions et le niveau de turbulence, pour différentes conditions de propagation, était meilleure que la dépendance entre dispersions et $\overline{u_i^2}$ seulement. On obtient de ce fait, pour des vitesses du vent suffisamment grandes pour lesquelles $\overline{ut} = x$ (distance de la portion considérée du panache à la source), une dépendance des dispersions avec la distance qui s'exprime ainsi :

$$\sigma_i^2 = \frac{C_i^2}{2} (\overline{ut})^{2-n}; \quad i = x, y, z \quad (2,15)$$

où les C_i représentent les coefficients virtuels de diffusion en lesquels Sutton rassemble les propriétés déterminantes de la turbulence.

Exprimer les dispersions en fonction de la distance implique que, dans des conditions de propagation fixées, la turbulence représentée par $\overline{u_i^2}$ est déterminée non seulement par la stabilité thermique de l'atmosphère mais encore par la vitesse moyenne du vent dans la tranche considérée. Pour des vitesses du vent décroissantes, l'influence de ce paramètre devrait s'affaiblir et $\overline{u_i^2}$ ne devrait plus dépendre que de la stabilité thermique, si bien que les dispersions deviendraient fonctions du temps (de transit). Par vent de vitesse faible ou nul, c'est donc l'équation (2,13) qui s'applique, qui peut s'écrire en raccourci

$$\sigma_i(t) = 2 k_i t^{2-n}; \quad i = x, y, z. \quad (2,16)$$

A l'aide de cette dernière proposition, on peut effectuer l'intégration indiquée dans l'équation (2,6), ce qui donne, pour la concentration maxima près du sol

$$s_{\max} = \frac{Q \cdot 2 \left(\frac{4-3n}{2-n} + 1 \right) \Gamma \left(\frac{4-3n}{2(2-n)} \right)}{(4\pi^{3/2}) (2-n) (k_x k_y k_z)^{1/2}} \left(\frac{\sqrt{k_z}}{h} \right)^{\frac{4-3n}{2-n}} \quad (2,17)$$

Ce résultat montre que, par vent nul, la concentration maximale près du sol reste finie, contrairement à ce que donnerait une application abusive au cas $\bar{u} \approx 0$ de l'expression primitive de Sutton qui, rappelons-le pour mémoire, s'écrit

$$s'_{\max} = \frac{2Q}{\pi e u h^2} \left[\frac{u_z}{u_y} \right]^{\frac{1-n}{2}} \text{ pour } \bar{u} \gg 0. \quad (2,18)$$

Le résultat de Fortak (2,17) constitue à proprement parler un complément à la théorie de Sutton, car il utilise les mêmes propositions que cette théorie et s'obtient par un cheminement analogue.

3. Discussion des résultats

Pour pouvoir calculer la concentration maximale près du sol selon (2,17), il faut connaître les coefficients de diffusion k_i de Fortak, soit donc obtenir les dispersions σ_i en fonction du temps. Les courbes connues de dispersions sont la plupart du temps fonctions de la distance $x = \bar{u}t$ à la source et de ce fait non applicables au cas des faibles vitesses du vent. Seul Turner [3] donne les dispersions en fonction du temps. Ses courbes se raccordent à celles de Pasquill [4] $\sigma(x)$ pour $\bar{u} = 5$ m/sec. Certes Turner a défini ses types de propagation quelque peu différemment que Pasquill, mais la différence n'est pas importante, si bien que l'on peut se demander si Turner a vraiment rendu la dépendance temporelle des dispersions. Cependant, les résultats qu'il obtient avec ses dispersions dépendantes du temps amènent à conclure que sa proposition n'est pas complètement fautive.

La « vitesse équivalente » de 5 m/sec trouvée par Turner peut donc être utilisée comme point de départ pour le calcul des dispersions en fonction du temps. Les données qui conviennent le mieux à ce genre de calcul sont les dispersions de Smith et Singer [5], exprimées selon une loi de puissance, qui s'adaptent bien aux courbes de Pasquill pour des gradients de température stables et instables. Les résultats d'un tel calcul, étendu aux deux types de conditions de propagation, peuvent au plus fournir une image grossière de la réalité, tout en renseignant sur les ordres de grandeur convenables.

On ne pourrait attendre de résultats sensiblement meilleurs que d'expériences directes de diffusion, au moyen de traceurs par exemple, menées par vent de vitesse très faible ou nulle, expériences qui malheureusement n'ont été effectuées qu'en nombre négligeable jusqu'à maintenant.

4. Applications numériques

Suivant la marche indiquée dans le chapitre précédent, on a calculé, en vue de leur comparaison, les concentrations maxima près du sol normées

$$\left(\frac{s_{\max.}}{Q} \text{ Fortak et } \frac{s'_{\max.}}{Q} \text{ Sutton} \right)$$

pour les types B2 ($n = 0,18$; instable) et D ($n = 0,58$; stable) de Brookhaven en adoptant, comme c'est l'usage, $\bar{u} = 1$ m/sec lors de l'application de la formule de Sutton. Voici les résultats :

Type de propagation	$\frac{s_{\max.}}{Q}$ Fortak [sec m ⁻³]	$\frac{s'_{\max.}}{Q}$ Sutton [sec m ⁻³]
B2	$8 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{h^{1,90}}$	$2,4 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{h^2}$
D	$7,2 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{h^{1,59}}$	$4,8 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{h^2}$

h [m]

Par exemple, pour $h = 100$ m, on obtient :

$$\begin{aligned} \text{B2 : } s_{\max.}/Q \text{ (Fortak)} &= 12 \cdot 10^{-6} \text{ sec m}^{-3}; \\ s'_{\max.}/Q \text{ (Sutton)} &= 24 \cdot 10^{-6} \text{ sec m}^{-3}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{D : } s_{\max.}/Q \text{ (Fortak)} &= 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ sec m}^{-3}; \\ s'_{\max.}/Q \text{ (Sutton)} &= 4,8 \cdot 10^{-6} \text{ sec m}^{-3}. \end{aligned}$$

Lors d'instabilité, la formule de Sutton donne donc de trop grandes valeurs de la concentration pour les hauteurs courantes de cheminées, alors qu'en cas de stabilité, la formule de Sutton fournit des résultats d'un ordre de grandeur plus petit que celle de Fortak. On obtiendrait une approximation acceptable en introduisant dans la formule de Sutton les valeurs $\bar{u} = 1$ m/sec par situations instables et $\bar{u} = 0,5$ m/sec par situations stables lors du calcul des concentrations maxima près du sol par vents de vitesse < 1 m/sec.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] O. G. SUTTON : Micrometeorology. McGraw-Hill, New York, 1953.
- [2] H. FORTAK : Konzentrationsverteilung um eine kontinuierliche Punktquelle bei Windstille. *VDI-Forschungsheft* 483, p. 20-22, 1961.
- [3] B. D. TURNER : A diffusion model for an urban area. *J. Appl. Met.* 3 (1), 1964.
- [4] F. PASQUILL : Atmospheric Diffusion. Von Nostrand, London, 1962.
- [5] M. E. SMITH et I. A. SINGER : An improved method of estimating concentrations and related phenomena from a point source emission. *J. Appl. Met.* 5 (10), p. 631-639, 1966.