

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ÉCOULEMENT TURBULENT D'UNE SUSPENSION TRAJECTOIRES ET VITESSES DES PARTICULES TRANSFERTS THERMIQUES ENTRE LES DEUX PHASES*

F. ARMAND†

Laboratoire de Mécanique Expérimentale des Fluides, Faculté des Sciences, 91-Orsay, France

(Reçu le 24 janvier 1972)

Résumé—On présente une étude expérimentale de suspensions de microbilles de verre de 120μ et 480μ de diamètre moyen, dans un écoulement turbulent d'air. Un dispositif photographique a permis d'enregistrer les trajectoires des particules et d'en déduire les vitesses locales. Les trajectoires des particules sont apparues rectilignes et la répartition des vitesses, pratiquement uniforme. Les transferts thermiques entre les deux phases ont été étudiés, les particules étant introduites dans l'écoulement avec une température différente de celle de l'air. Les résultats sont établis à partir de la mesure de la température moyenne de l'air dans différentes sections du tube d'essais. L'analyse théorique permet de se ramener au modèle mathématique simplifié d'un écoulement unidimensionnel. Dans ce modèle interviennent un coefficient de trainée et un coefficient de transfert de chaleur entre l'air et les particules. L'utilisation des coefficients relatifs à la sphère isolée dans un écoulement fluide stationnaire conduit à des courbes d'évolution de la vitesse moyenne des particules et de la température moyenne de l'air qui sont vérifiées par l'expérience.

NOTATIONS

- a*, coefficient défini par $Nu = 2 + aPr^{\frac{1}{3}}Re^{\frac{1}{4}}$;
- A*, rapport de l'abscisse à laquelle une particule atteint réellement une vitesse donnée U_s , sur l'abscisse à laquelle une particule uniquement soumise à la traînée atteint cette vitesse;
- c*, concentration volumique en particules;
- C*, chaleur volumique (à pression constante pour l'air);
- C_d*, coefficient de traînée;
- e*, coefficient de restitution;
- f*, coefficient de frottement des particules sur la paroi;
- h*, coefficient de convection;

- Nu*, nombre de Nusselt caractérisant les échanges thermiques entre les deux phases;
- Pr*, nombre de Prandtl $Pr = \frac{\mu C_f}{\lambda_f}$;
- q*, débit massique;
- R*, rayon d'une particule;
- Re*, nombre de Reynolds du mouvement relatif air particules;
- $Re = \frac{2R(U_f - U_s)}{v}$;
- S*, section transversale du tube d'essais;
- T*, température;
- U*, vitesse moyenne dans une section transversale;
- x*, abscisse suivant l'axe du tube.

Lettres grecques

* Thèse de Docteur Ingénieur présentée à la Faculté des Sciences de Paris.

† Ingénieur à SOGREAH, Grenoble, France.

α , angle formé par l'axe du tube et une trajectoire de particule;

β ,	nombre sans dimension, défini par $\beta = \frac{q_s C_s}{q_f C_f};$
θ ,	différence entre la température en un point d'une section et la température de mélange dans cette section: $\theta = T - T_m$;
Θ ,	fonction de la température moyenne de l'air, définie par: $\Theta = \frac{1}{1 + \beta} \log \frac{\theta_f}{\theta_{f_0}};$
λ ,	conductivité thermique;
μ ,	viscosité;
ν ,	viscosité cinématique;
ρ ,	masse volumique;
σ ,	surface de particules par unité de longueur de tuyau;
ϕ ,	flux de chaleur perdu par la suspension par unité de longueur de tuyau.

Indices

c ,	centre d'une section;
f ,	fluide (air);
m ,	mélange (T_m , température de mélange dans une section);
M ,	section de mesure de la vitesse des particules;
p ,	paroi;
s ,	solide (particules);
t ,	traînée;
$t + c$,	traînée + chocs sur la paroi;
[],	moyenne par section;
+	grandeur adimensionnelle.

INTRODUCTION

LES PROBLÈMES dynamiques posés par l'étude de l'écoulement des suspensions isothermes (pertes de charge, répartition de concentrations et de vitesses, etc.) ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales [1, 3, 8, 10–12], etc., mais sont loin d'être complètement résolus. Lorsque la suspension n'est plus isotherme, de nouveaux paramètres entrent en jeu, et le problème est encore plus complexe. Cependant, dans de

nombreuses opérations industrielles, des matériaux pulvérulents à une température donnée sont introduits dans un écoulement de fluide dont la température est différente. Dans d'autres cas, l'une ou les deux phases d'une suspension échangent de la chaleur avec l'extérieur et il en résulte encore des transferts entre les deux phases. Il est donc utile d'étudier ces transferts. Lorsque des analyses théoriques de suspensions non isothermes sont proposées, les auteurs supposent généralement [2, 9] que le coefficient de convection fluide-particule est le même que pour une particule isolée dans un écoulement stationnaire. Nous présentons, dans cet article, une étude expérimentale des transferts de quantité de mouvement et de chaleur entre les deux phases d'un écoulement turbulent d'air chaud contenant en suspension des microbilles de verre plus froides.

1. ANALYSE THEORIQUE

Cette analyse a pour base les cours du professeur Fortier, sur les écoulements de fluides monophasiques [4, 5] et les suspensions isothermes [6].

1.1 Hypotheses

On considère une suspension de particules solides dans un gaz, s'écoulant dans un tube cylindrique horizontal. Les paramètres physiques du gaz, C_f , λ_f et μ sont supposés constants. Les particules sont des sphères de diamètre moyen d ayant toutes les mêmes propriétés physiques. En outre:

$$\frac{\rho_s}{\rho_f} \gg 1, \frac{\lambda_s}{\lambda_f} \gg 1.$$

Les concentrations en particules sont toujours suffisamment faibles pour que les effets des chocs des particules entre elles soient négligeables: $c \ll 1$. Les transferts de chaleur par rayonnement sont négligeables devant les transferts par conduction et convection. Le régime est turbulent et stationnaire. Les variations de la température d'air étant faibles, on admet en outre: $U_f = Cte$, $[\rho_f] = Cte$.

1.2 Equations

Les équations statistiques de la dynamique et de l'énergie intégrées dans un domaine limité, d'une part, par la paroi du tube, d'autre part, par deux sections transversales distantes de dx s'écrivent, en fonction des grandeurs moyennes définies dans la section d'abscisse x :

Equations de la dynamique, pour les deux phases:

$$U_f = Cte \quad (1)$$

$$S\rho_s[c]U_s = q_s. \quad (2)$$

Equation de l'énergie, pour les deux phases:

$$q_fC_f d[T_f] + q_sC_s d[T_s] + \phi dx = 0. \quad (3)$$

On suppose, en outre, que les transferts moyens entre les deux phases peuvent s'exprimer par les mêmes relations que les transferts entre fluide et particule isolée, soit:

Transfert de quantité de mouvement:

$$\rho_s U_s \frac{dU_s}{dx} = \frac{3C_d}{8R} [\rho_f] (U_f - U_s)^2. \quad (4)$$

Transfert d'énergie:

$$\rho_s C_s U_s \frac{dT_s}{dx} = \frac{3[c]h}{R} ([T_f] - [T_s]). \quad (5)$$

Conditions aux frontières. On se donne les vitesses (U_{f0} et $U_{s0} = 0$) et les températures (T_{f0} et T_{s0}) de l'air et des particules dans la section d'entrée.

Coefficients de transfert. On admet que les coefficients C_d et h sont ceux de la sphère isolée dans un fluide, en régime stationnaire. C_d est pris sur la courbe classique $C_d = f(Re)$, le nombre de Reynolds à considérer s'écrivant:

$$Re = \frac{2R(U_f - U_s)[\rho_f]}{\mu}. \quad (6)$$

Le nombre de Nusselt défini à partir de h par:

$$Nu = \frac{2Rh}{\lambda_f} \quad (7)$$

est donné, le plus généralement pour $1 < Re <$

10^5 sous la forme:

$$Nu = 2 + aPr^{\frac{1}{4}}Re^{\frac{1}{4}}. \quad (8)$$

Les valeurs de a données par les expérimentateurs sont très variables (7).

Remarque. On peut estimer la perte de vitesse axiale Δu_s et la perte d'énergie cinétique $\Delta \xi_c$ d'une particule au cours d'un choc sur la paroi, en se reportant au calcul du choc d'une sphère sur un plan. Soit:

$$\frac{\Delta u_s}{u_s} = -f(1 + e)\operatorname{tg} \alpha \quad (9)$$

$$\Delta \xi_c = -\frac{1}{2}mu_s^2(1 + e)\operatorname{tg} \alpha [2f + (1 - e)\operatorname{tg} \alpha]. \quad (10)$$

Le calcul numérique montre que l'échauffement de la particule est négligeable. En revanche, on peut tenir compte de Δu_s dans l'équation de transfert de quantité de mouvement en remplaçant (4) par:

$$\rho_s U_s \frac{dU_s}{d(x/A)} = \frac{3C_D}{8R} [\rho_f] (U_f - U_s)^2. \quad (11)$$

La grandeur A étant le rapport de l'abscisse à laquelle les particules atteignent réellement (en moyenne) la vitesse U_s , sur l'abscisse à laquelle une particule de vitesse initiale nulle, uniquement soumise à la traînée, atteindrait cette vitesse. ($A > 1$). A dépend de U_s .

1.3 Resolution des équations

On pose:

$$\beta = \frac{q_s C_s}{q_f C_f} \quad (12)$$

$$\sigma = \frac{3q_s}{R\rho_s U_s} \quad (\text{Surface de particule par unité de longueur du conduit}) \quad (13)$$

$$T_m = \frac{[T_f] + \beta[T_s]}{1 + \beta} \quad (\text{Température de mélange des 2 phases dans une section}) \quad (14)$$

$$\theta_f = [T_f] - T_m \quad (15)$$

$$\theta_s = [T_s] - T_m \quad (16)$$

et le système (3), (5) (11) en U_s , $[T_f]$ $[T_s]$ donne,

en U_f , T_m , θ_f , θ_s :

$$\rho_s U_s \frac{dU_s}{d(x/A)} = \frac{3C_d}{8R} [U_f - U_s]^2 \quad (11)$$

$$\frac{dT_m}{dx} = \frac{-\phi}{q_f C_f (1 + \beta)} \quad (17)$$

$$\frac{d\theta_f}{dx} + \frac{\sigma h}{q_f C_f} (1 + \beta) \theta_f + \frac{\phi \beta}{q_f C_f (1 + \beta)} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\theta_s}{\theta_f} = -1/\beta. \quad (19)$$

Dans le cas général, C_d et h dépendent de Re et ce système ne peut être résolu. Néanmoins, dans les deux cas suivants, il se simplifie.

1.3.1 *Le régime dynamique est établi.* Dand une région où les particules ont atteint leur vitesse limite et où les deux phases échangent encore de la chaleur, on a $U_s = Cte$, d'où $Re = Cte$, et, par suite, $C_d = Cte$, $h = Cte$. (18) peut alors être intégrée et a pour solution générale:

$$\theta_f + \frac{\phi \beta^2}{(1 + \beta)^2} = \left(\theta_{f_0} + \frac{\phi \beta^2}{\sigma h (1 + \beta)^2} \right) \times \exp \left[-\frac{\sigma h (1 + \beta)}{q_f C_f} (x - x_0) \right]. \quad (20)$$

Soit x_a , x_b , x_c les abscisses de trois sections transversales (a), (b), (c) telles que:

$$x_b - x_a = x_c - x_b = l \quad (21)$$

(20) et (21) donnent:

$$\frac{\sigma h l}{q_f C_f} \frac{1 + \beta}{\beta} = \log \frac{\theta_{fa} - \theta_{fb}}{\theta_{fb} - \theta_{fc}} = \log \frac{T_{fa} - T_{fb} - (\Delta T)_l}{T_{fb} - T_{fc} - (\Delta T)_l} \quad (22)$$

avec

$$(\Delta T)_l = \frac{\phi_l}{q_f C_f (1 + \beta)} \quad (23)$$

$(\Delta T)_l$ désigne l'abaissement de température de mélange entre deux sections distantes de l sous l'action des fuites thermiques.

D'où: en tenant compte de (7), (12) et (13):

$$Nu = \frac{2Rh}{\lambda_f} = \frac{2R^2 \rho_s U_s C_s}{3\lambda_f (1 + \beta)} \times \log \frac{T_{fa} - T_{fb} - (\Delta T)_l}{T_{fb} - T_{fc} - (\Delta T)_l}. \quad (24)$$

Dans ces conditions, le nombre de Nusselt peut être déterminé à partir de la mesure de vitesse des particules et des mesures de température moyenne de l'air dans les trois sections (a), (b) et (c).

1.3.2 *Les fuites thermiques sont négligeables.* Les fuites thermiques étant supposées négligeables devant les quantités de chaleur échangées entre les deux phases, on pose $\phi = 0$. (17) et (18) deviennent alors:

$$T_m = Cte \quad (17')$$

$$\frac{d\theta_f}{dx} + \frac{\sigma h}{q_f C_f} (1 + \beta) \theta_f = 0. \quad (18')$$

C_d et h n'étant pas des constantes, mais dépendant de Re , on effectue une intégration numérique dans chaque cas particulier. On pose:

$$\Theta = \frac{1}{1 + \beta} \log \frac{\theta_f}{\theta_{f_0}} \quad (25)$$

θ_{f_0} étant la valeur prise par θ_f dans la section d'entrée et en supposant A constant dans l'intervalle $(0, x)$, il vient:

$$x = \frac{8AR}{3} \frac{\rho_s}{[\rho_f]} \int_0^{U_s} \frac{U_s dU_s}{C_d (U_f - U_s)^2} \quad (26)$$

$$\Theta = - \frac{4A}{R [\rho_f] C_s} \int_0^{U_s} \frac{Nu dU_s}{C_d (U_f - U_s)^2}. \quad (27)$$

2. INSTALLATION EXPERIMENTALE ET METHODE DE MESURE

2.1 Description de l'installation (Fig. 1)

L'air introduit par aspiration à travers le diaphragme A de mesure du débit est chauffé dans le réchauffeur B. A la sortie du mélangeur

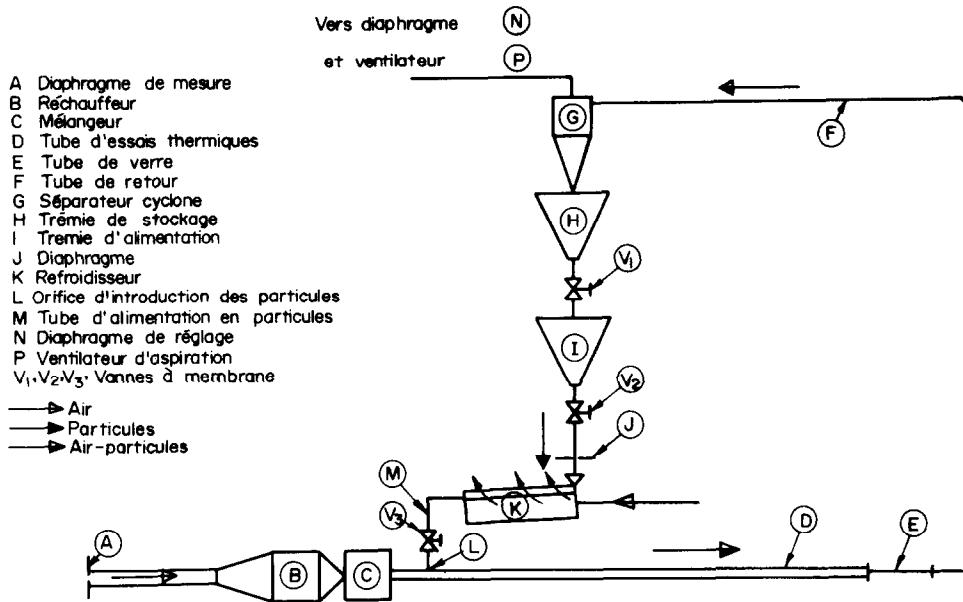


FIG. 1. Schéma de l'installation.

(C), il pénètre avec une température homogène dans le tube d'essais. Les particules sont introduites dans le tube d'essais par l'orifice (L). Après avoir parcouru le tronçon en laiton (D) et le tronçon en verre (E), la suspension s'écoule dans le tube en laiton (F), puis rejoint le séparateur-cyclone (G). A la sortie du séparateur, l'air est aspiré vers le ventilateur (P) et les particules tombent dans la trémie de stockage (H). L'alimentation en particules se fait à partir du réservoir (I). Elle est discontinue : au cours d'un essai, on utilise le contenu de (I), la vanne V₁ étant fermée ; et ce n'est qu'entre deux essais que (H) est vidangée dans (I). Le mélangeur et le tube (D) sont calorifugés par une couche de laine de verre de 5 cm d'épaisseur.

2.2 Caractéristiques physiques des particules

Les particules utilisées sont des microbilles de verre. Deux gammes de granulométrie ont été retenues ; diamètres moyens : 480 μ et 120 μ . La masse volumique de ces billes est de 3,02 g/cm³. Leur chaleur volumique aux environs de 100°C est de 0,20 cal/g °C.

2.3 Méthodes de mesure

2.3.1 Vitesse des particules. La vitesse des particules est déterminée par une méthode photographique au niveau du tube de verre (E). Un appareil photographique est placé face au tube. Des projecteurs sont placés derrière le tube et en dehors du champ de l'appareil. On utilise un obturateur de précision, constitué par un disque muni de deux fenêtres diamétriquement opposées, tournant autour de son axe. Le film est impressionné pendant le passage d'une fenêtre devant l'objectif. La vitesse de rotation du disque étant connue avec une grande précision, il en est de même du temps de pose. Ce dispositif permet d'enregistrer des fractions de trajectoires de particules. On mesure ensuite leur longueur, et, connaissant le temps de pose, on en déduit les composantes des vecteurs—vitesses dans le plan vertical. Les mesures font apparaître, à l'échelle 1, une tranche de 1 cm d'épaisseur (profondeur de champ) et de 10 cm de longueur environ.

2.3.2 Mesures de température. Six sections de mesure (0), (1), ..., (5) ont été aménagées dans le

tube (D), avec, pour abscisse respective: $x_0 = -10 \text{ cm}$, $x_1 = 39,5 \text{ cm}$, $x_2 = 1,75 \text{ m}$, $x_3 = 3,50 \text{ m}$, $x_4 = 5,60 \text{ m}$, $x_5 = 7,70 \text{ m}$, l'origine des abscisses étant prise au droit de l'axe du tube d'introduction des particules. Chaque section comporte un thermocouple de paroi, et est équipée pour recevoir une sonde de température d'air. Les températures d'air dans la suspension sont mesurées dans des sondes à aspiration au moyen de thermocouples chromel-alumel. La vitesse de l'air, à l'intérieur d'une sonde, est d'environ 10 m/s. Un filtre en clinquant perforé soudé à l'entrée de la sonde s'oppose au passage des particules. Le tube de protection qui est exposé aux chocs de particules doit être changé fréquemment.

3. ESSAIS ET RESULTATS

3.1 Vitesse des particules

3.1.1 *Essais.* Les mesures ont été faites dans le plan vertical passant par l'axe du tube, de part et d'autre de la section $x = 9,40 \text{ m}$, 53 essais avec les particules de 480μ et 36 essais avec les particules de 120μ , les concentrations q_s/q_f étant de l'ordre de 0,05.

3.1.2 *Dépouillement des photographies.* Les trajectoires enregistrées avec les deux types de particules sont toujours rectilignes. Le nombre de trajectoires mesurables sur un cliché varie d'une dizaine (cas des grandes vitesses) à une soixantaine (cas des vitesses faibles). L'angle que fait, en projection sur le plan de la photographie, la trajectoire d'une particule avec l'axe du tuyau apparaît indépendant de la vitesse des particules et ne dépend que de leur diamètre. En moyenne, sur la totalité des essais, on trouve $\tan \alpha = 0,06$ pour les particules de 480μ , $\tan \alpha = 0,03$ pour les particules de 120μ . D'autre part, avec les deux types de particules et les différents débits d'air utilisés, la vitesse des particules apparaît indépendante de la cote z (le dispositif photographique utilisé permet des mesures jusqu'à environ 5 mm de la paroi), alors qu'aux faibles vitesses de l'air, les concentrations varient de façon très importante avec z .

3.1.3 *Vitesses moyennes. Détermination des moyennes.* Si les vitesses de particules sont indépendantes de la cote z , elles sont à fortiori indépendantes de l'ordonnée y sur un axe

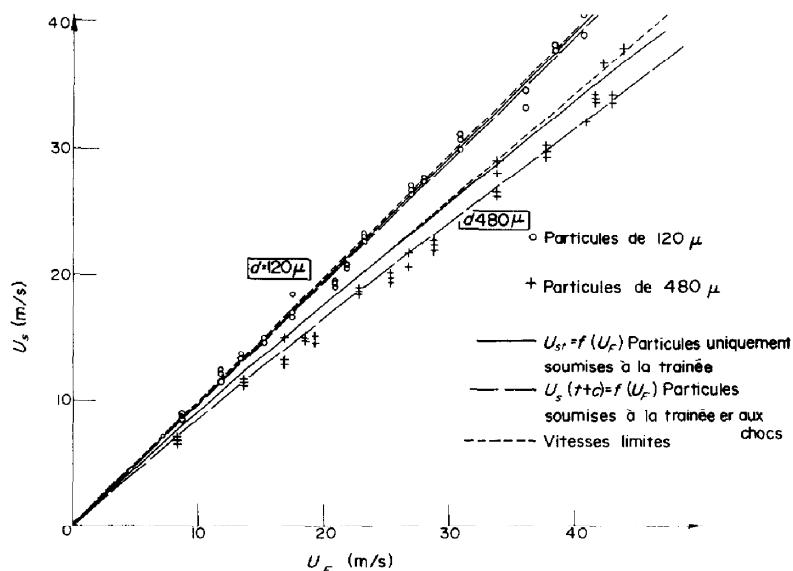


FIG. 2. Variation de la vitesse des particules en fonction de la vitesse de l'air ($x = 9,40 \text{ m} = 90D$).

transversal. C'est pourquoi la moyenne des vitesses relevées sur une photographie a été assimilée à la vitesse moyenne des particules dans la section considérée. Sur un cliché, on peut alors calculer en projection sur ox et oz l'écart quadratique moyen de la vitesse des particules par rapport à la moyenne. Soit u_s et v_s les projections du vecteur vitesse d'une particule sur ox et oz , on pose:

$$u_s = U_s + u'_s.$$

D'après l'ensemble de relevés, les expressions:

$$\sqrt{\left(\frac{u'_s}{U_s}\right)^2} \text{ et } \sqrt{\left(\frac{v'_s}{U_s}\right)^2}$$

apparaissent indépendantes de U_f

$\sqrt{\left(\frac{u'_s}{U_s}\right)^2}$ est d'environ 9 pour cent pour les particules de 480μ et 7 pour cent pour les particules de 120μ

$\sqrt{\left(\frac{v'_s}{U_s}\right)^2}$ est d'environ 8 pour cent pour les particules de 480μ et 4 pour cent pour les particules de 120μ

Résultats sur les vitesses moyennes. La vitesse moyenne des particules dans la section d'essais a été portée en fonction de la vitesse débitante de l'air (Fig. 2). Ces résultats s'interprètent de la façon suivante:

La loi de vitesse $U_{st}(x)$ d'une particule uniquement soumise à la traînée est donnée par (4).

Il en résulte (Fig. 3) un réseau de courbes

$$U_{st}^+(x) = \frac{U_{st}(x)}{U_f}$$

paramétré en U_f . De ce réseau, on tire la courbe $U_{st}^+(x_M) = f(U_f)$ (Fig. 2, courbe, en trait continu), avec $x_M = 9,40$ m, abscisse de l'axe median du plan de mesure.

Examinons maintenant l'influence des chocs sur la paroi: la courbe (a) de la Fig. 4 est la courbe de vitesse d'une particule uniquement soumise à la traînée. D'après l'observation des photographies, une particule de 480μ heurte la paroi en moyenne tous les 1,50 m. Il résulte de chaque choc une perte de vitesse (calculée d'après (19)) de l'ordre de 2 pour cent. La courbe en dent de scie (b) est celle d'une particule

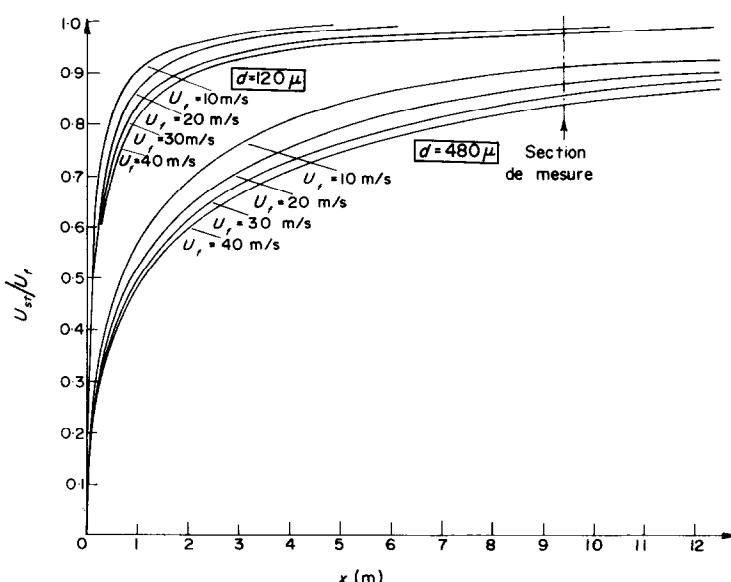


FIG. 3. Variation de la vitesse des particules le long de l'axe du tube. Courbes théoriques. Particules uniquement soumises à la traînée.

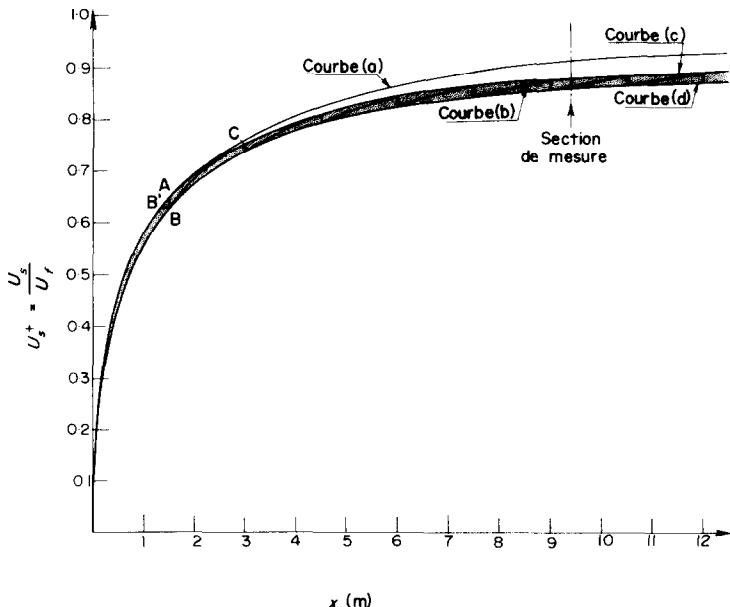


FIG. 4. Influence des chocs contre la paroi sur la vitesse des particules ($d = 480 \mu$, $U_f = 10 \text{ m/s}$, $\operatorname{tg} \alpha \approx 0.06$).

Courbe (a): particules uniquement soumises à la traînée.

Courbe (b): particules soumises à la traînée et aux chocs avec premier choc en A.

Courbes (c) et (d): enveloppes de la courbe (b) quand A se déplace sur (a) ($0 < x_A < 1,50 \text{ m}$).

dont les chocs sur la paroi sont distants de 1,50 m et dont le premier choc a lieu à l'abscisse $x = 1,50 \text{ m}$ (les arcs de (b) se déduisent de (a) par une translation parallèle à Ox). Les courbes (c) et (d) constituent l'enveloppe de (b) quand l'abscisse du premier choc varie entre 0 et 1,50 m. La courbe moyenne $U_{s(t+c)}^+(x)$ de vitesse des particules soumises à la traînée et aux chocs sur la paroi se situe approximativement au milieu de (c) et (d). Les valeurs de $U_{s(t+c)}^+(x_M)$ relevées sur les différentes courbes permettent de construire par point $U_{s(t+c)}(x_M) = f(U_f)$ (Fig. 2). Ces courbes donnent pour les deux types de particules une bonne corrélation des points expérimentaux.

Enfin, la vitesse limite des particules, pour une vitesse d'air donnée, a été calculée en écrivant qu'entre deux chocs successifs d'une particule sur la paroi, le travail de la force de traînée est égal à la perte d'énergie cinétique au cours d'un choc (cf. (10)). On obtient, sous

forme adimensionnelle:

$$\left(\frac{1 - U_s^+}{U_s^+} \right)^2 = \frac{8R}{3D} \frac{\rho_s}{\rho_f} f(1 + e) \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha}{C_D} \quad (28)$$

Les courbes correspondantes sont en tirets courts sur la Fig. 2. Dans la gamme de vitesses d'air étudiée, la vitesse limite des particules de 480μ est d'environ 12 pour cent inférieure à la vitesse de l'air, tandis que la vitesse limite des particules de 120μ n'est inférieure que de 1 pour cent à la vitesse de l'air.

3.2 Transferts de chaleur

3.2.1 *Déroulement des essais.* On fait d'abord circuler l'air chaud seul. La température de l'air à l'entrée dans le tronçon d'essais est d'environ 130°C . Au bout d'une heure environ, le régime est établi. On introduit alors les particules que l'on fait circuler, de sorte qu'elles s'assèchent au contact de l'air chaud, puis on procède aux

essais. Ils comportent principalement les mesures suivantes :

Débit d'air (diaphragme placé à l'entrée), débit de particules (par pesées en fin d'essai), température d'entrée de l'air et des particules (thermomètres), température de l'air de la suspension dans diverses sections déduite de la température de l'air au centre de la section (sonde à aspiration) et de la température de paroi (thermocouple soudé dans la paroi).

3.2.2 Cas du régime dynamique établi. L'expérience a montré que, dans les régions où les transferts thermiques sont encore mesurables (variation mesurable de la température de l'air le long de l'axe du tube), le régime dynamique n'est pas rigoureusement établi. Une trentaine d'essais ont néanmoins été effectués avec les particules de 480μ dans le tronçon limité aux sections (3) et (5) pour un seul débit d'air ($q_f \approx 200 \text{ g/s}$, $U_f \approx 30 \text{ m/s}$) et divers débits de particules ($65 \text{ g/s} < q_s < 190 \text{ g/s}$). Le régime dynamique a été supposé établi, et une correction a été apportée pour tenir compte de cette approximation. D'après l'analyse théorique, les sections (3), (4) et (5) jouent le rôle des sections (a), (b) et (c) de cette formule.

La valeur moyenne $Nu = 9,9$ correspond à la valeur $a = 0,75$ dans (8).

3.2.3 Zone d'entrée—particules de 480μ . Avec les particules de 480μ , les fuites thermiques peuvent être négligées devant les transferts air-particules entre les sections (0) et (3). Dans ce cas, le nombre de Nusselt ne peut être calculé directement (cf. paragraphe 1.3.2). Pour chaque essai, on calcule une famille de courbes théoriques $\Theta(x)$ au moyen de (26) et (27), courbes paramétrées en a . En représentation logarithmique, on obtient pratiquement des droites. On recherche celle qui est la plus conforme aux résultats expérimentaux, et on retient la valeur de a correspondante. La constante A est évaluée sur les courbes $U_s = f(x)$. Entre $x = 0$ et $x = 3,50 \text{ m}$, on a $A \approx 1,05$. Huit séries de six à sept essais ont été réalisées, le débit d'air étant constant dans chaque série d'essais et le débit de particules variant d'un essai à l'autre. Les courbes théorique $\Theta(x)$ étant indépendantes du débit de particules, toutes les courbes d'une même série d'essais ont été comparées à la même famille de courbes théoriques. On donne en Fig. 6 un exemple d'interprétation d'essai. Les valeurs moyennes retenues pour le coefficient a par série d'essais ont été portées en fonction de U_f (Fig. 7).

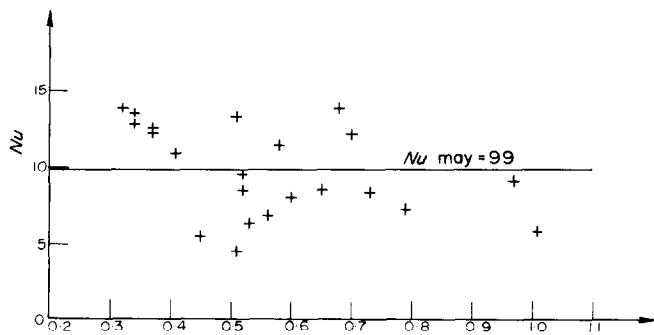


FIG. 5 Nombre de Nusselt dans la zone de régime dynamique établi.

On a porté sur la Fig. 5 la valeur du nombre de Nusselt en fonction du rapport q_s/q_f pour les différents essais; la dispersion est grande. Il n'apparaît pas d'évolution de Nu avec q_s/q_f .

On constate que l'ordre de grandeur est le même que pour une particule isolée dans un écoulement stationnaire. De plus, a croît avec U_f , donc avec Re . Ce résultat peut également

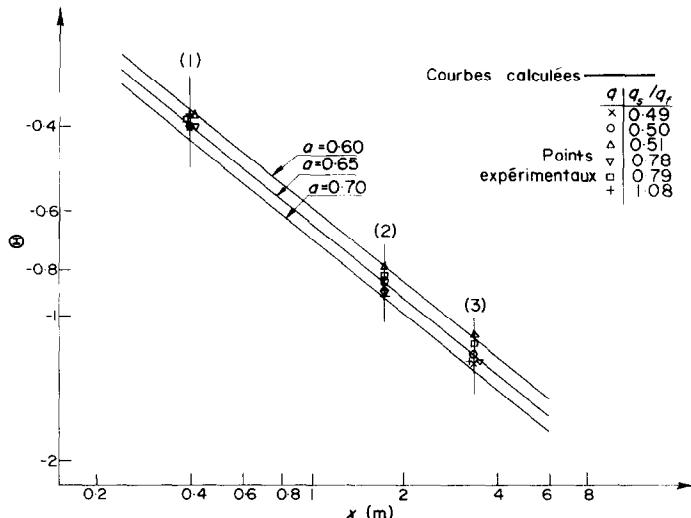


FIG. 6. $\Theta = (1/(1+\beta)) \log(\theta_f/\theta_{f_0}) = f(x)$. Points expérimentaux, et courbes calculées pour différentes valeurs de a ($U_f = 20$ m/s).

être comparé au comportement d'une sphère isolée dans un écoulement fluide: Rowe *et al.* [7] ont écrit le nombre de Nusselt sous la forme:

$$Nu = 2 + B Pr^{\frac{1}{3}} Re^n \quad (29)$$

et ont calculé la valeur de n donnant, à B constant, la meilleure corrélation des résultats de divers expérimentateurs pour des Re variant de 10^{-1} à plus de 10^4 et ont constaté que n croît avec Re . Les droites $\Theta(x)$ obtenues pour différents débits d'air ont, d'autre part, été

comparées entre elles: elles ont toutes pratiquement la même pente et peuvent s'écrire:

$$\Theta = \left(\frac{x}{x_r}\right)^{-0.53} \quad (30)$$

x_r : abscisse de référence liée aux conditions de l'écoulement.

Si on se limite à des ordres de grandeur, on peut prendre $x_r = 3$ m, d'où:

$$\Theta \approx 1.8x^{-0.53} \quad (31)$$

pour tous les débits d'air et tous les débits de particules.

3.2.4 *Particules de 120 μ .* Avec les particules de 120 μ , les transferts ont lieu sur une longueur de tube très réduite et notre installation ne permettait pas une étude analogue à celle qui a été faite avec les particules de 480 μ . En effet, dès la section (2) ($x = 1.75$ m), l'équilibre thermique est pratiquement atteint. Les températures ont néanmoins été relevées dans les sections (0) et (1). Quarante-quatre essais ont été réalisés. Les valeurs de $\Theta(x_1)$ ont été portées en fonction de U_f (Fig. 8). A titre de comparaison les valeurs de $\Theta(x_1)$ obtenues avec les particules de 480 μ ont été portées sur la même figure. La

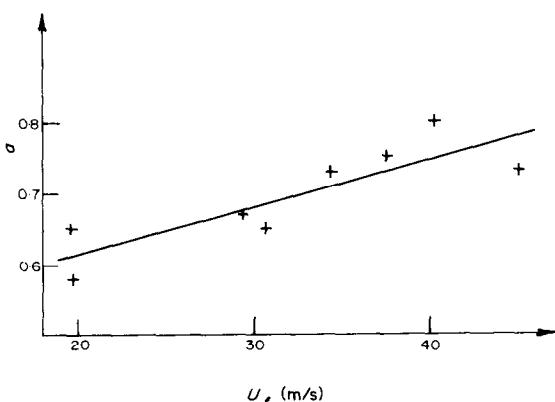


FIG. 7. Valeurs de a obtenues par comparaison entre points expérimentaux et droites calculées, en fonction de la vitesse débitante de l'air.

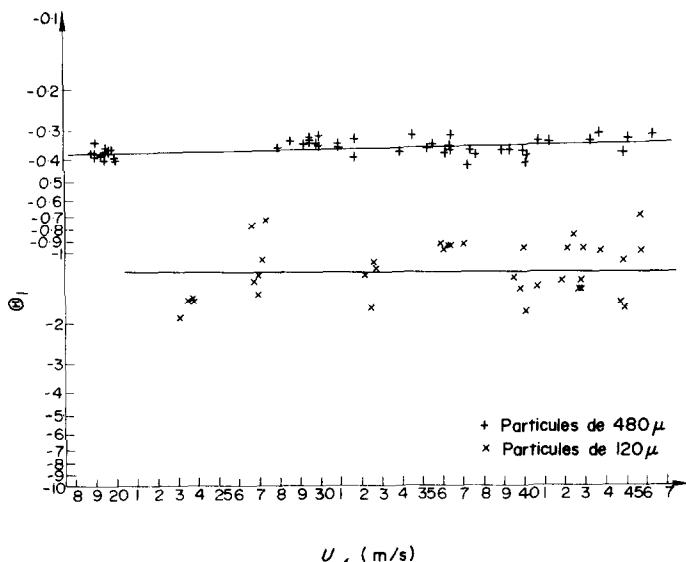


FIG. 8. Valeurs de $\Theta = (1/1 + \beta) \log(\theta_f/\theta_{f0})$ dans la section (1) ($x = 40 \text{ cm} = 4D$) en fonction de la vitesse débitante de l'air.

dispersion est beaucoup plus importante avec les particules de 120μ . Cela est vraisemblablement dû aux erreurs introduites par les transferts parasites le long de la paroi des tubes, du fait de la variation très rapide de température de l'air. La valeur moyenne de a déterminée par le même procédé qu'au paragraphe 3.2.3 est de 0,72 pour ces essais.

En coordonnées logarithmiques, les courbes théoriques vérifiant le mieux les points expérimentaux peuvent encore être confondues avec des droites d'équation (30). Mais ici, x , vaut environ 0,30 m.

CONCLUSION

Ces essais ont été réalisés avec un écoulement d'air turbulent contenant en suspension, à faible concentration, des microbilles de verre suffisamment grosses pour ne pas être soumises aux fluctuations turbulentées. Les principaux résultats sont les suivants:

On peut schématiser le problème théorique en se ramenant à un écoulement unidimensionnel le long de l'axe du tube. Cette simplification permet de calculer les courbes de variation

de la vitesse moyenne des particules, de la température moyenne de l'air le long du conduit, à partir des expressions données du coefficient de traînée des particules et du nombre de Nusselt dans les deux cas suivants: régime dynamique établi, fuites thermiques négligeables.

Les trajectoires des particules sont des tronçons de droite qui se brisent sur la paroi. L'angle moyen que forment ces trajectoires avec l'axe de tubes est indépendant de la vitesse de l'air et croît avec le diamètre des particules. La répartition des vitesses des particules est pratiquement uniforme dans une section transversale. Les particules sont freinées par les chocs sur la paroi et ne peuvent atteindre la vitesse de l'air. Dans la gamme de nos mesures ($8 \text{ m/s} < U_f < 45 \text{ m/s}$), la vitesse limite calculée atteinte par les particules de 480μ serait de 12 pour cent environ inférieure à la vitesse débitante de l'air, et la vitesse limite des particules de 120μ , de 1 pour cent environ.

Le nombre de Nusselt étant mis sous la forme:

$$Nu = 2 + a Pr^{\frac{1}{3}} R^{\frac{1}{4}}$$

Les résultats des essais ont été les suivants:

Particules de 480μ

—régime dynamique établi. $Re = 140$. $a \simeq 0,75$.

—zone d'entrée: a croît avec U_f , donc Re —pour $100 < Re < 800$, on a $0,60 < a < 0,80$.

Particules de 120μ : $a \simeq 0,72$.

Ces chiffres sont du même ordre que ceux qui sont obtenus pour une sphère isolée dans un écoulement fluide.

BIBLIOGRAPHIE

1. BUTTERY, Etude expérimentale des pertes de charge d'un écoulement turbulent de suspension dans un conduit de section circulaire aux fortes concentrations massiques, Thèse présentée à la Faculté des Sciences Paris (1969).
2. C. A. DEPEW et L. FARBER, Heat transfer to pneumatically conveyed glass particles of fixed size, *J. Heat Transfer* **85C**, 164-172 (1963).
3. I. D. DOIG et G. H. ROPER, Air velocity profiles in the presence of cocurrently transported particles *I/EC Fundamentals* **6**, 247-256 (1967).
4. M. DOUCHEZ, *Etude des Transferts en Mécanique des Fluides Monophasiques*, Tome 1. Masson, Paris (1965).
5. A. FORTIER, Transferts thermiques dans les écoulements, Cours enseigné à la Faculté des Sciences de Paris.
6. A. FORTIER, *Mécanique des Suspensions*. Masson, Paris (1967).
7. P. N. ROWE, K. T. CLAXTON et I. B. LEWIS, Heat and mass transfer from a single sphere in an extensive flowing fluid. *Trans. I. Ch. E.* **43**, T 14-T 30 (1965).
8. S. L. SOO, G. J. TREZEK, R. C. DIMICK et G. F. HOHNSTRITER, Concentration and mass flow distributions in a gas-solid suspension. *I/EC Fundamentals* **3** (1964).
9. C. L. TIEN, Heat transfer by a turbulently flowing fluid solids mixture in a pipe, *J. Heat Transfer* **83**, 183-188 (1961).
10. T. UEMATU et Y. MORIKAWA, Die experimentelle Untersuchung über die Teilchenbewegung und über die Geschwindigkeitsverteilung der Förderluft in einer pneumatischen Förderleitung, *Bull J.S.M.E.* **4**(15), (1961).
11. N. VAN TUU, Etude des pertes de charge et de la distribution des concentrations dans un écoulement turbulent biphasique, Thèse présentée à la faculté des Sciences de Paris (1966).
12. D. VAN ZOONEN, Measurements of diffusional phenomena and velocity profiles in a vertical riser. Proc. of Symp. on Interactions between Fluid and Particles, I.Ch.E. London (1962).

EXPERIMENTAL STUDY OF A TURBULENTLY FLOWING SUSPENSION TRAJECTORIES AND VELOCITY OF PARTICLES HEAT TRANSFER BETWEEN GAS AND PARTICLES

Abstract—An experimental study of suspensions of 120μ and 480μ mean-diameter glass particles in turbulent air flow is presented. Particle trajectories were recorded photographically and local velocities were deduced. Trajectories were linear and velocity distributions were uniform. Heat transfer between solid and gas was studied, cold particles being introduced into a warm air flow. Heat transfer coefficients were calculated from mean air temperature measurements at different points along the tube. Theoretical analysis shows that the problem may be solved by means of a simplified one-dimensional model. This model is based on a drag coefficient, and a heat transfer coefficient between air and particles. Using heat transfer and drag coefficients for a single sphere in steady flow to calculate lengthwise variation of mean velocity and air temperature, good agreement is found with the experimental results.

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG EINER TURBULENT FLIESSENDEN SUSPENSION TRAJEKTORIEN UND GESCHWINDIGKEIT DER TEILCHEN WÄRMEÜBERTRAGUNG ZWISCHEN GAS UND TEILCHEN

Zusammenfassung—Eine experimentelle Untersuchung von Suspensionen aus Glasteilchen mit 120μ und 480μ mittlerem Durchmesser in turbulentem Luftstrom wird beschrieben.

Die Wärmeübertragung zwischen festen Teilchen und Gas wurde untersucht, kalte Teilchen wurden in den warmen Luftstrom eingeführt. Die Wärmeübergangskoeffizienten wurden aus Messungen der mittleren Lufttemperatur an verschiedenen Punkten längs des Rohres berechnet.

Eine theoretische Analyse zeigt, dass das Problem mit Hilfe eines vereinfachten eindimensionalen Modells gelöst werden kann. Dieses Modell basiert auf einem Widerstandskoeffizienten und einem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Luft und Teilchen. Benutzt man Wärmeübergangs- und Widerstandskoeffizienten für eine einzelne Kugel in stationärem Strom um die Änderung der mittleren Geschwindigkeit und Lufttemperatur in Längsrichtung zu berechnen, so wird eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen gefunden.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ И СКОРОСТИ
ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНЫХ ЗАПЫЛЕННЫХ ПОТОКАХ И ТЕПЛООБМЕНА
МЕЖДУ ГАЗОМ И ЧАСТИЦАМИ

Аннотация—Проведено экспериментальное исследование взвесей частиц стекла средним диаметром 120 и 480 мкм в турбулентном потоке воздуха.

Получены фотографии траекторий частиц, а также рассчитаны локальные скорости. Траектории оказались линейными, а распределения скорости равномерными.

Исследовался теплообмен между твердой и газовой фазами при подаче холодных частиц в поток нагретого воздуха. Коэффициенты теплообмена рассчитывались по измерениям средней температуры воздуха в различных точках по длине трубы.

Теоретический анализ выявил возможность решения задачи как квазистационарной с помощью упрощенной одномерной модели, учитывающей коэффициенты сопротивления и теплообмена между частицами и потоком воздуха. По выражениям коэффициентов сопротивления и теплообмена одиночной сферы в стационарном потоке подсчитаны изменения средней скорости и температуры воздуха вдоль трубы. Расчеты хорошо согласуются с опытными данными.