

# Evaluation des performances de dépôt d'un réacteur à gradient de température contrôlé, appliqué à la capture des fines particules.

Benoît SAGOT<sup>1\*</sup>, Amine MEHEL<sup>1</sup>, Gérard ANTONINI<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Fluide et Energétique, Ecole Supérieure des Techniques Aéronautiques et Construction Automobile (ESTACA)

34-36 rue Victor Hugo - 92300 LEVALLOIS-PERRET

<sup>2</sup>Département de Génie des Procédés Industriels, Université de Technologie Compiègne (UTC),

BP 20529- 60205 Compiègne Cedex, France

\* (auteur correspondant : [benoit.sagot@estaca.fr](mailto:benoit.sagot@estaca.fr))

**Résumé** – On détermine expérimentalement le rendement de dépôt d'un aérosol susceptible d'être obtenu à l'aide d'un piège thermophorétique. Pour cette étude, on a mis en œuvre une configuration originale mettant en jeu à la fois une surface froide de dépôt, et une surface chaude permettant le maintien de l'écart de température entre le gaz chargé et la paroi froide. On montre que le dispositif proposé permet d'obtenir des intensifications importantes du rendement de dépôt, en comparaison aux configurations dithermes classiques.

## Nomenclature

$C(z)$	concentration massique de particule, $kg\ m^{-3}$	<i>Symboles grecques</i>	
$c_p$	chaleur massique à pression constante, $J\ kg^{-1}\ K^{-1}$	$\beta$	coefficient de dilatation thermique du gaz, $K^{-1}$
$D_c$	diamètre interne du tube chaud, $m$	$\eta$	efficacité de dépôt, -
$D_f$	diamètre externe du tube froid, $m$	$\Lambda$	rapport des conductivités thermiques, -
$D_H$	diamètre hydraulique, $m$	$\lambda$	conductivité thermique, $W\ m^{-1}\ K^{-1}$
$d_p$	diamètre de particule, $m$	$\mu$	viscosité dynamique du gaz, $kg\ m^{-1}\ s^{-1}$
$f$	coefficient de Fanning, -	$\rho$	masse volumique, $kg\ m^{-3}$
$g$	accélération de la pesanteur, $m\ s^{-2}$		
$Gr$	nombre de Grashof, -	<i>Indices</i>	
$h$	coefficient de transfert thermique, $W\ m^{-2}\ K^{-1}$	c	paroi chaude
$Kn$	nombre de Knudsen, -	f	paroi froide
$K_{th}$	coefficient de diffusion thermophorétique, -	g	relatif au gaz
$L$	longueur du tube, $m$	i	relatif à l'entrée, « inlet »
$L_c$	longueur caractéristique, $m$	o	relatif à la sortie, « outlet »
$l$	libre parcours moyen, $m$	p	relatif aux particules
$\dot{m}_g$	débit massique d'air, $kg\ s^{-1}$	th	thermophorétique
$Nu$	nombre de Nusselt, -		
$Re$	nombre de Reynolds, -	<i>Exposants</i>	
$z$	coordonnée axiale, $m$	-	moyenne entrée/sortie

## 1. Introduction

L'abattage de particules, présentes dans un mélange diphasique, est une préoccupation majeure pour de nombreuses applications industrielles générant des émissions particulières

solides ou liquides, dont la taille varie de quelques nanomètres ( $1 \text{ nm}=10^{-9} \text{ m}$ ), à quelques dizaines de micromètres. La récupération de la fraction ultrafine de ces particules s'avère difficile à réaliser par des mécanismes physiques conventionnels (cyclone, filtre, ...).

Ces particules sont sensibles au mécanisme de migration lié à un gradient de température  $\vec{\nabla}T$  imposé à l'écoulement du gaz porteur [1]. En effet, le gradient d'agitation thermique des molécules du gaz qui entrent en collision avec une particule génère une force thermophorétique, qui produit une migration de cette particule des zones chaudes vers les zones plus froides du gaz porteur. On note qu'une particule acquiert une vitesse de dérive résultant de l'équilibre entre la force thermophorétique et la force de trainée. Cette vitesse peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{v}_{\text{th}} = -K_{\text{th}} \frac{\mu_{\text{g}}}{\rho_{\text{g}}} \frac{\vec{\nabla}T}{T_{\text{g}}} \quad (1)$$

Le coefficient de proportionnalité  $K_{\text{th}}$  est appelé coefficient de diffusion thermophorétique, pour lequel différents modèles d'évaluation sont disponibles [2-5]. Il dépend du nombre de Knudsen  $Kn$ , défini comme le rapport du libre parcours moyen des molécules du gaz au rayon des particules ( $Kn=l/(d_p/2)$ ), et du rapport  $A$  de la conductivités thermique du gaz à celle des particules.

Le processus de migration thermophorétique peut être appliqué à la capture de fines particules dans des dispositifs où un gaz chaud, chargé en particules, circule dans un tube refroidi extérieurement [6]. Dans ce type de configuration, dite 2T, faisant intervenir deux températures (température d'entrée du gaz  $T_{\text{gi}}$ , et température de paroi froide  $T_{\text{f}}$ ), le rendement de dépôt décroît rapidement du fait du refroidissement progressif du gaz, qui limite le gradient de température radial. On propose, dans la présente étude, la mise en œuvre d'une configuration 3T où le gaz porteur circule dans l'espace annulaire d'un coaxial, entre un tube interne de dépôt froid à température  $T_{\text{f}}$ , et un tube externe chaud à température  $T_{\text{c}}$ , tel que la température du gaz à l'entrée  $T_{\text{gi}}$  vérifie  $T_{\text{f}} < T_{\text{gi}} < T_{\text{c}}$ . Dans cette configuration 3T, l'écart de température gaz-paroi froide est maintenu grâce à l'apport thermique depuis la paroi chaude, permettant, pour chaque classe granulométrique, d'obtenir une intensification du rendement de dépôt des particules.

## 2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en œuvre pour cette étude est basé sur une configuration d'écoulement annulaire horizontal, avec une paroi interne refroidie, et une paroi externe chauffée (voir Figure 1), que nous désignons par configuration « 3T ». Le tube de dépôt refroidi possède un diamètre externe noté  $D_{\text{f}}=12 \text{ mm}$ , et il est entouré par le tube chaud de diamètre interne  $D_{\text{c}}=26 \text{ mm}$ . La longueur totale de la zone de dépôt est  $L=9,6 \text{ m}$ . Le débit massique de gaz est mesuré à la sortie de la zone de test avec un débitmètre à double fil chaud TSI 4040, qui est protégé par un filtre total. Durant les essais, le débit volumique a varié dans la gamme  $150\text{-}250 \text{ Nl min}^{-1}$  (exprimé en  $\text{l min}^{-1}$  dans les conditions normales :  $P=1 \text{ atm}$ ,  $T=0^{\circ}\text{C}$ ). Le nombre de Reynolds de cette configuration d'écoulement annulaire est défini comme  $Re = \bar{\rho}_{\text{g}} V D_{\text{H}} / \bar{\mu}_{\text{g}}$ , avec  $D_{\text{H}}=(D_{\text{c}}-D_{\text{f}})$  le diamètre hydraulique. La densité  $\bar{\rho}_{\text{g}}$  et la viscosité  $\bar{\mu}_{\text{g}}$  sont évaluées à une température moyenne entrée / sortie du gaz chargé. Dans les conditions d'essais, ce nombre de Reynolds a varié entre 4900 et 9060.

Dans notre dispositif d'essais, la température  $T_{\text{f}}$  du tube froid interne est imposée par une circulation d'eau à haut débit dans le but de maintenir une température fixe et uniforme le

long de la paroi froide. Dans les conditions d'essais, la température de la paroi froide  $T_f$  est restée proche de 6°C, et le flux de chaleur extrait n'a jamais dépassé 7% des capacités d'extraction du cryostat. Une circulation à haut débit d'huile silicone fixe la température  $T_c$  de la paroi chaude externe dans une plage allant de 60 à 120°C, avec une température régulée par un bain chauffant muni d'un thermostat. Plusieurs thermocouples ont été utilisés pour vérifier l'uniformité des températures imposées  $T_c$  et  $T_f$ , le long de la zone de dépôt.

Ce dispositif expérimental a également été utilisé en configuration 2T, en opérant une vidange puis un tirage au vide de la double enveloppe, associé à une forte isolation externe, permettant de considérer la paroi externe comme adiabatique, et de confronter ainsi les performances de dépôt entre configurations 2T et 3T.

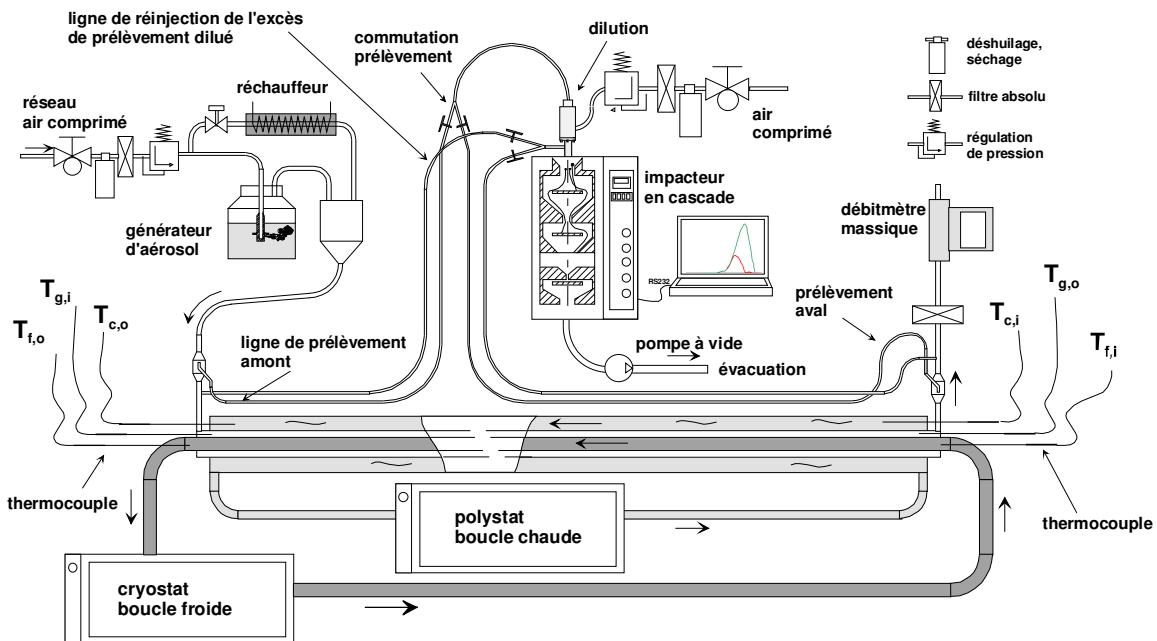


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

Pour cet écoulement dans l'espace annulaire entre un tube chaud et un tube froid, des effets de convection naturelle peuvent apparaître. Pour évaluer leur importance, on peut définir un nombre de Grashof  $Gr = g \beta \Delta T L_c^3 / (\bar{\mu}_g / \bar{\rho}_g)^2$ , où l'écart de température et la longueur de référence sont respectivement  $\Delta T = T_c - T_f$  et  $L_c = 2 [\ln(D_c / D_f)]^{4/3} / [(D_f / 2)^{-3/5} + (D_c / 2)^{-3/5}]^{5/3} \approx 3,8 \text{ mm}$  (Incropera *et al.* [7]). Dans cette étude, la valeur la plus élevée du paramètre sans dimension  $(Gr/Re^2)$  est de  $4 \cdot 10^{-5}$ , ce qui indique que les effets de convection naturelle sont négligeables.

La boucle d'essai est constituée d'un générateur d'aérosol liquide polydispersé PALAS (buse Laskin), alimenté en huile végétale et en air comprimé, associé à un réchauffeur qui permet d'obtenir, en entrée de la section de dépôt, un aérosol dont le taux de dilution et la température sont contrôlés. La conductivité thermique de l'huile a été mesurée avec un dispositif de type "hot disk TPS 2500". Les variations relatives du rapport  $\lambda$  des conductivités thermiques gaz/particule sont restées inférieures à 1%, avec une valeur moyenne  $\lambda = 0,1$ . Les distributions de diamètre aérodynamique des particules, ainsi que les concentrations en nombre de l'aérosol prélevé, sont mesurées à l'aide d'un granulomètre de type impacteur en cascade ELPI [8]. Le schéma de l'installation d'essai est présenté en Figure 1.

L'efficacité de dépôt  $\eta(d_p)$  pour une taille de particule donnée  $d_p$  est obtenue par la mesure des concentrations massiques en amont et en aval de la zone de dépôt :

$$\eta(d_p) = 1 - \frac{C(L, d_p)}{C_0(0, d_p)} \quad (2)$$

On détermine la contribution de la thermophorèse au dépôt particulaire par deux mesures d'efficacité de capture : une mesure en configuration isotherme ( $T_g = T_c = T_f$ ), prenant en compte l'ensemble des processus de dépôt autres que la thermophorèse (diffusion Brownienne et turbulente, turbophorèse, dépôt par gravité), et une autre mesure, soit conduite en 2T, soit en 3T.

### 3. Développement de modèles d'évaluation des efficacités de dépôt 2T et 3T

Différents modèles ont été développés pour l'évaluation de l'efficacité de dépôt aussi bien en régime laminaire que turbulent [6, 9], en configuration 2T, basés sur la résolution des bilans masse et énergie par tranche, pour la phase gaz et la phase dispersée, permettant de définir les distributions axiales de température du gaz  $T_g(z)$  et de concentration massique  $C(z)$  pour la phase dispersée. Dans la configuration annulaire 2T, le tube externe de diamètre  $D_c$  est considéré comme parfaitement adiabatique, et le refroidissement du gaz est dû au transfert convectif vers la paroi froide de diamètre  $D_f$ . Dans ces conditions, le bilan enthalpique dans une tranche de l'espace annulaire conduit à la distribution axiale de température  $T_g(z)$  :

$$T_g(z) = T_f + (T_{gi} - T_f) \exp\left(-\frac{h_f \pi D_f}{\dot{m}_g \bar{c}_p} z\right) \quad (3)$$

où le coefficient de transfert thermique convectif  $h_f$  est déterminé par la relation suivante :

$$h_f = \frac{\lambda_{gf}}{D_f} Nu \quad (4)$$

où  $\lambda_{gf}$  est la conductivité du gaz évaluée à la température de la paroi froide et  $Nu$ , le nombre de Nusselt, calculé à partir de la corrélation proposée par Gnieleski (dans Incropera *et al.* [7]) :

$$Nu = \frac{(f/2)(Re_{D_H} - 1000) Pr}{1 + 12.7 (f/2)^{1/2} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (5)$$

avec  $f = 0,25 (0,79 \ln Re - 1,64)^{-2}$ , le coefficient de Fanning ( $3000 < Re < 5.10^6$ ).

De même, l'équation décrivant les variations axiales de la concentration massique d'aérosol  $C(z)$  pour une taille de particule  $d_p$  est obtenue à partir d'un bilan massique dans une tranche de l'espace annulaire, dont l'intégration conduit à l'expression de  $C(z)$  :

$$C(z, d_p) = C_0(d_p) \exp\left(\frac{\bar{\mu}_g \bar{c}_p K_{th}(d_p)}{\lambda_{g,av} \bar{T}_g} (T_{gi} - T_f) \left(\exp\left(-\frac{h_f \pi D_f}{\dot{m}_g \bar{c}_p} z\right) - 1\right)\right) \quad (6)$$

où  $C_0(d_p)$  est la concentration massique en particules de diamètre  $d_p$  à l'entrée de la section de test, avec  $K_{th}$  le coefficient de diffusion thermophorétique. La conductivité thermique du gaz  $\lambda_{g,av}$  est évaluée à la température de film de la paroi froide  $(T_f + \bar{T}_g)/2$ . L'expression de l'efficacité de dépôt thermophorétique en configuration 2T, pour une section de test de longueur  $L$ , et pour une taille de particule donnée  $d_p$ , est finalement obtenue sous la forme :

$$\eta_{th,2T}(d_p) = 1 - \frac{C(L, d_p)}{C_0(d_p)} = 1 - \exp\left(\frac{\bar{\mu}_g \bar{c}_p K_{th}(d_p)}{\lambda_{g,av} \bar{T}_g} (T_{gi} - T_f) \left(\exp\left(-\frac{h_f \pi D_f}{\dot{m}_g \bar{c}_p} L\right) - 1\right)\right) \quad (7)$$

Le même type de développement analytique peut être mené dans le cas d'une configuration 3T. On peut alors proposer, dans ce cas, l'expression suivante de l'efficacité de dépôt :

$$\eta_{th,3T}(d_p) = 1 - \exp \left\{ \frac{-\pi D_f \bar{\mu}_g K_{th} h_f}{\dot{m}_g \lambda_{g,av} \bar{T}_g} \left[ \frac{(T_c - T_f) L}{(\lambda_{gf} / \lambda_{gc}) + 1} + \frac{\dot{m}_g \bar{c}_p}{\pi (D_f h_f + D_c h_c)} \times \left( T_{gi} - \left( \frac{T_c + (\lambda_{gf} / \lambda_{gc}) T_f}{(\lambda_{gf} / \lambda_{gc}) + 1} \right) \right) \right] \left( 1 - \exp \left( \frac{-\pi (D_f h_f + D_c h_c) L}{\dot{m}_g \bar{c}_p} \right) \right) \right\} \quad (8)$$

#### 4. Résultats et discussion

On présente dans la Figure 2 la confrontation des efficacités de dépôt thermophorétique  $\eta_{th,3T}$  obtenues expérimentalement et par application de la relation (8) utilisant l'expression de  $K_{th}$  selon Beresnev et Chernyak [5]. Cette confrontation est présentée pour une valeur du nombre de Reynolds  $Re = 6900$ , et pour différentes valeurs du nombre de Knudsen, correspondant à des diamètres de particule  $d_p$  variant entre 39 nm et 1,2  $\mu\text{m}$ , en fonction de l'écart de température  $\Delta T = T_c - T_f$ . Les barres d'erreurs reportées pour chaque point du graphe correspondent à la déviation standard déterminée expérimentalement sur cinq mesures.

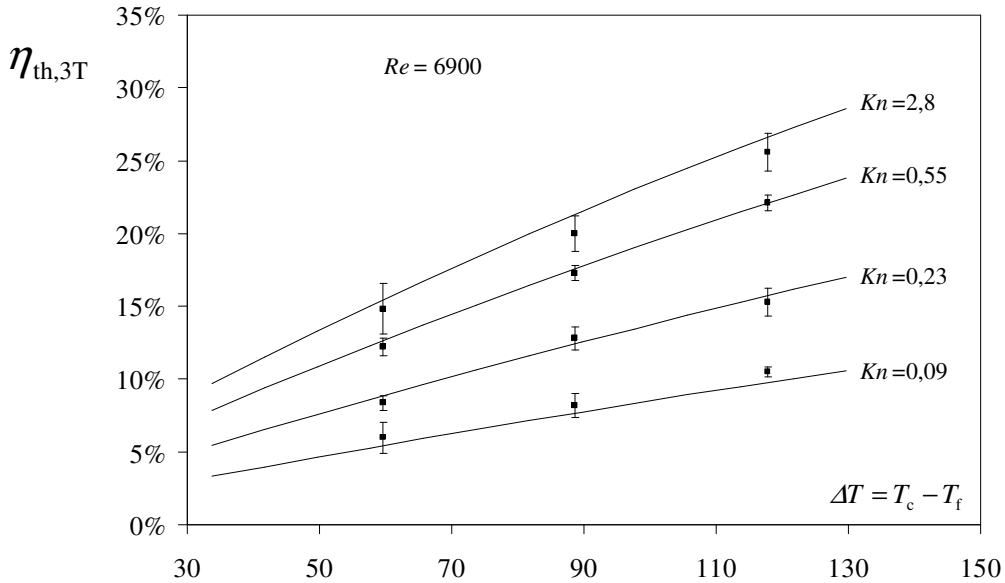


Figure 2 : Efficacités de dépôt en configuration 3T, fonction de  $\Delta T = T_c - T_f$ , et du nombre de Knudsen des particules  $Kn$ .

Le rendement de dépôt  $\eta_{th,3T}$  croit avec l'écart de température  $\Delta T$  imposé, et est d'autant plus grand que le diamètre des particules est petit ( $Kn$  élevé). On constate un bon accord entre les résultats déterminés expérimentalement, et ceux obtenus par application de la relation (8). Par ailleurs, l'efficacité de dépôt, à  $\Delta T$  et  $Kn$  donnés, diminue faiblement lorsque le nombre de Reynolds augmente. Une bonne confrontation entre essais et modèle a été obtenue dans la plage  $4900 < Re < 9060$  et  $0,01 < Kn < 3$ . Notons que l'application du modèle de Talbot [3] pour l'évaluation du coefficient  $K_{th}$  dans la relation (8) conduit à une surévaluation importante du rendement de dépôt, par rapport aux valeurs déterminées expérimentalement.

On a représenté dans la Figure 3 le gain  $\eta_{th,3T}/\eta_{th,2T}$  de rendement en dépôt thermophorétique fourni par le rapport des expressions (8) et (7), en fonction de la longueur de zone de dépôt, pour différentes valeurs des nombres de Reynolds et de Knudsen. Le gain croit fortement à partir de  $L/D_f \sim 100$ . Des expérimentations ont été conduites en

configuration 2T à des fins de comparaison. Dans nos conditions expérimentales ( $L/D_f=800$ ), ce facteur d'amplification est compris entre 5 et 6,3 pour  $Kn=2,8$  et  $5300 < Re < 8800$ .

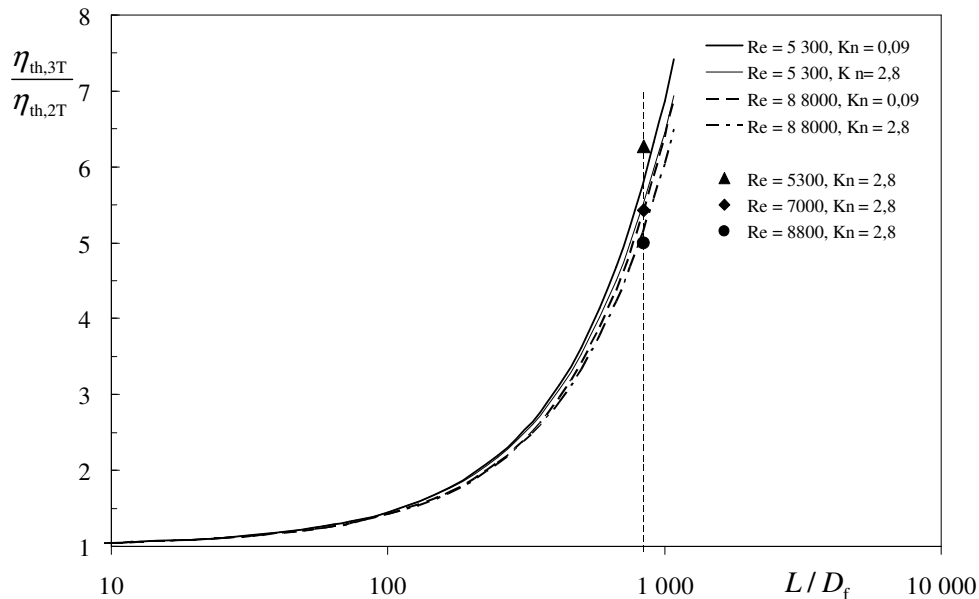


Figure 3 : Rapport des efficacités de dépôt  $\eta_{th}$  en 3T et 2T, fonction de la longueur réduite de la section de test, pour différentes valeurs de  $Re$  et  $Kn$ , avec  $T_{gi} = 28^\circ C$ ,  $T_c = 65^\circ C$  et  $T_f = 5^\circ C$ .

## 5. Conclusion

Cette étude a mis en évidence l'intérêt d'utiliser des dispositifs de dépôt à haut rendement mettant en œuvre des configurations 3T. Celles-ci permettent d'améliorer fortement les efficacités de capture thermophorétique des fines particules, par rapport aux dispositifs classiques dithermes. L'application du modèle de Beresnev et Chernyak pour l'évaluation du coefficient  $K_{th}$  conduit à une bonne description du processus de migration thermophorétique.

## Références

- [1] F. Zheng, Thermophoresis of spherical and non-spherical particles: a review of theories and experiments, *Adv. Colloid Interfac. Sci.* **97** (2002), 255–278.
- [2] L. Waldmann, and K. H. Schmitt, Thermophoresis and diffusiophoresis of aerosols. In *Aerosol science* (Edited by Davies, C.N.), (1966), pp. 137–162. New York: Academic Press.
- [3] L. Talbot, R. K. Cheng, R.W. Schefer, and D. R. Willis, Thermophoresis of particles in a heated boundary layer, *J. Fluid Mech.* **101** (1980), 737–758.
- [4] K. Yamamoto, and Y. Ishihara, Thermophoresis of a spherical particle in a rarefied gas of a transition regime, *Phys. Fluids* (1988) **31**, 3618–3624.
- [5] S. Beresnev, and V. Chernyak, Thermophoresis of a spherical particle in a rarefied gas: Numerical analysis based on the model kinetic equations, *Phys. Fluids* **7** (1995), 1743–1756.
- [6] F.J. Romay, S.S. Takagaki, D. Pui, and Y.H. Liu, Thermophoretic deposition of aerosol particles in turbulent pipe flow, *J. Aerosol Sci.* **29** (1998), 943–959.
- [7] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine, *Fundamentals of heat and mass transfer* 6th Edition (2006). New York: Wiley.
- [8] M. Marjamäki, J. Keskinen, D.R. Chen, and D.Y.H. Pui, Performance evaluation of the electrical low-pressure impactor (ELPI), *J. Aerosol Sci.* **31** (2000), 249–261.
- [9] G. Nishio, S. Kitani, and K. Takahashi, Thermophoretic deposition of aerosol particles in a heat-exchanger pipe, *Ind. Eng. Chem. Process Design Development* **13** (1974), 408–415.