



HAL
open science

Effets thermiques lors de la convection d'un gaz dans un milieu micro-poreux

Samy Ramdane, Eric Chénier, Xavier Nicolas

► **To cite this version:**

Samy Ramdane, Eric Chénier, Xavier Nicolas. Effets thermiques lors de la convection d'un gaz dans un milieu micro-poreux. Congrès de la Société Française de Thermique, May 2018, Pau, France. hal-01804206

HAL Id: hal-01804206

<https://hal.science/hal-01804206v1>

Submitted on 31 May 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Effets thermiques lors de la convection d'un gaz dans un milieu micro-poreux

Samy RAMDANE*, Éric CHÉNIER, Xavier NICOLAS

Université Paris-Est Marne-la-Vallée, MSME UMR 8208 CNRS,
5 boulevard Descartes, 77454 Marne-la-Vallée Cedex 2, France

*(auteur correspondant : samy.ramdane@u-pem.fr)

Résumé - L'étude des transferts thermiques pour l'écoulement d'un gaz dans un milieu micro-poreux est proposée en tenant compte des équations complètes de Navier-Stokes et de l'énergie, et en intégrant les conditions de glissements thermique et dynamique à l'interface entre le gaz et la matrice solide. La variation de la vitesse et de la température le long de l'écoulement est étudiée sur des Volumes Élémentaires Représentatifs glissants. Une analyse locale sur un VER est également effectuée pour comprendre les transferts thermiques locaux.

Nomenclature

c_p	chaleur spécifique massique, J/(K · kg)	$\delta\Omega$	frontière du domaine Ω
k	conductivité thermique du fluide, W/(m · K)	θ	= $T - T_{in}$, K
n_{fs}	normale unitaire exprimée à l'interface fluide/solide et dirigée du fluide vers le solide	<i>Indices</i>	
r	constante spécifique du gaz, J/(kg · K)	f	phase fluide
T	température, K	fs	interface fluide/solide
$\mathbf{x} = (x, y)$	vecteur position, m	in	entrée
<i>Symboles grecs</i>		out	sortie
λ	libre parcours moyen, m	s	phase solide
μ	viscosité dynamique, Pa · s	sym	symétrie
ρ	masse volumique, kg/m ³	T	relatif à la température
ξ	paramètre d'accommodation	v	relatif à la vitesse
Ω	domaine de calcul	<i>Exposant</i>	
		ver	relatif au demi-VER

1. Introduction

Lorsque la longueur caractéristique associée à un écoulement de gaz est de l'ordre de 10 à 100 fois le libre parcours moyen des molécules composant ce fluide, des effets de raréfaction apparaissent au voisinage des parois. Dans ce cas, les équations classiques des milieux continus restent valables dans le cœur de l'écoulement et des conditions aux limites de glissements thermique et dynamique doivent être utilisées aux interfaces. Ces problèmes se rencontrent pour des écoulements à très faible pression ou dans des systèmes de dimension micrométrique, à pression ambiante. Dans le cas d'écoulements gazeux dans des milieux poreux dont les pores sont micrométriques, il a été montré en 1941 par Klinkenberg [1] que ces phénomènes de glissement entre le fluide et la matrice solide ont pour effet de modifier la perméabilité intrinsèque dite de Darcy et de la rendre dépendante de la pression moyenne locale. Depuis lors, de très nombreux travaux ont retrouvé la loi de perméabilité de Klinkenberg ou ont utilisé ce modèle pour étudier les écoulements dans les micro-poreux. Très récemment, Lasseux *et al.* [2] ont montré qu'une amélioration du modèle macroscopique de Darcy-Klinkenberg pouvait être apportée pour tenir compte des effets de courbure des interfaces solides/fluides. Malgré la publication, ces 20 dernières années, de nombreux travaux portant sur la modélisation des effets thermiques dans

les milieux poreux, la majorité d'entre eux modélise le transfert de chaleur par une équation d'advection-diffusion et rares sont les contributions prenant en compte le glissement thermique (aussi appelé résistance de Kapitza) lorsque les pores sont micrométriques (voir [3]).

L'objectif de cette contribution est d'étudier les écoulements et les transferts de chaleur dans des milieux micro-poreux modèles bidimensionnels, à l'échelle du pore, en tenant compte des effets de glissements dynamique et thermique, des phénomènes de détente du gaz, et des sources et puits de chaleur dues aux travaux des forces de pression et visqueuses. Ces travaux préliminaires sont la brique de base pour ensuite construire un modèle moyen permettant de résoudre les équations des transferts à plus grande échelle.

2. Problème

2.1. Modèle continu

Considérons un écoulement de gaz dans un canal parallélépipédique de très grande section. Ce canal est rempli d'un milieu micro-poreux constitué de barres rectangulaires de section micrométrique disposées régulièrement et perpendiculairement à l'écoulement principal (Fig. 1). Suffisamment loin des parois latérales du canal, l'écoulement devient invariant selon la direc-

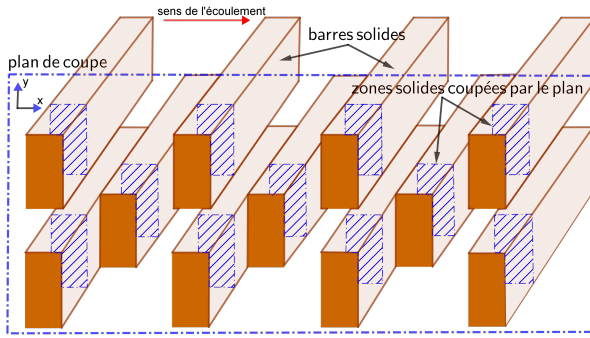


Figure 1 : Milieu poreux modèle pour un canal tri-dimensionnel

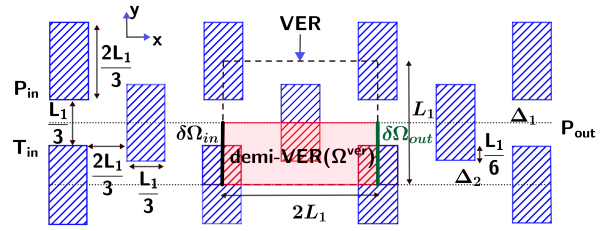


Figure 2 : Milieu poreux simulé, dimensions caractéristiques, VER et demi-VER. $L_1 = 12 \mu\text{m}$.

tion de plus grande extension des barres. Ainsi, il est possible d'utiliser pour cet écoulement un modèle bidimensionnel dont la géométrie est constituée de rectangles périodiquement répartis dans un plan (x, y) (voir les rectangles bleus sur les Figs. 1 et 2).

En utilisant la loi des gaz parfaits et l'hypothèse de Stokes, la vitesse $\mathbf{v} = u\mathbf{e}_x + v\mathbf{e}_y$, la pression p et la température du gaz T_f sont les solutions des équations stationnaires :

$$\forall \mathbf{x} \in \Omega_f, \begin{cases} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 & (1a) \\ \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) + \nabla p - \nabla \cdot \bar{\tau} = 0 & (1b) \\ c_p \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} T_f) - \mathbf{v} \cdot \nabla p - \bar{\tau} : \bar{d} - \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) = 0 & (1c) \\ p - \rho r T_f = 0 & (1d) \end{cases}$$

avec $\bar{d} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^t)$, $\bar{\tau} = 2\mu \bar{d} - \frac{2\mu}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \bar{\mathbf{I}}$ et $r = \frac{R}{\mathcal{M}}$ le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits et la masse molaire du gaz. Dans la phase solide, le champ de température est simplement solution de l'équation de conduction de la chaleur

$$\forall \mathbf{x} \in \Omega_s, \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) = 0 \quad (2)$$

Les conditions de raccord entre les phases solide et fluide s'écrivent :

$$\forall \mathbf{x} \in \delta\Omega_{fs}, \begin{cases} \mathbf{v} = -\xi_v \lambda \left(\bar{\bar{I}} - \mathbf{n}_{fs} \otimes \mathbf{n}_{fs} \right) \cdot \left(2\bar{\bar{d}} \cdot \mathbf{n}_{fs} \right) & (3a) \\ T_s = T_f + \xi_T \lambda \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{n}_{fs}} & (3b) \\ k_s \frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = k_f \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{n}_{fs}} + 2\mu \mathbf{v} \cdot (\bar{\bar{d}} \cdot \mathbf{n}_{fs}) & (3c) \end{cases}$$

avec $\xi_v = 1$ et $\xi_T = 2$ les paramètres d'accommodation dynamique et thermique, et $\lambda = \frac{\mu}{p} \sqrt{\frac{\pi r T_f}{2}}$ le libre parcours moyen des molécules du gaz. Les conditions (3a) et (3b) traduisent le glissement dynamique et thermique entre phases (premier ordre), et la relation (3c) modélise la continuité du flux de chaleur à l'interface entre le gaz et le solide. Le terme de pompage thermique dans la relation (3a) est omis car négligeable pour les nombres de Reynolds étudiés ($6 < Re = \dot{m}/\mu < 30$, avec \dot{m} le débit massique).

Aux équations (1) et (2), il faut ajouter des conditions aux limites sur les frontières du domaine de résolution, c'est-à-dire pour $\mathbf{x} \in \delta\Omega$. Compte tenu de la symétrie géométrique du Volume Élémentaire Représentatif (VER) et de la solution autour des droites Δ_1 et Δ_2 , nous ne travaillerons par la suite que sur un (ou plusieurs) demi Volume Élémentaire Représentatif (demi-VER) avec des conditions de symétries selon les frontières communes avec Δ_1 et Δ_2 . Le demi-VER est indiqué par la région colorée en rouge sur la Fig. 2 et sera désormais noté Ω^{ver} . Les conditions aux limites s'écrivent :

$$\text{Entrée : } \mathbf{x} \in \delta\Omega_{in} \begin{cases} p = p_{in} & (4a) \\ \frac{\partial \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{fs}}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0, (\mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{fs})\mathbf{n}_{fs}) = \mathbf{0} & (4b) \\ T_f = T_{in}, \frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{n}} = 0 & (4c) \end{cases}$$

$$\text{Sortie : } \mathbf{x} \in \delta\Omega_{out} \begin{cases} p = p_{out} & (5a) \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = \mathbf{0} & (5b) \\ \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0, \frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0 & (5c) \end{cases}$$

$$\text{Symétrie (droites } \Delta_1 \text{ et } \Delta_2) : \mathbf{x} \in \delta\Omega_{sym} \begin{cases} \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0 & (6a) \\ \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{fs} = 0, \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}_{fs}} (\mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{fs})\mathbf{n}_{fs}) = \mathbf{0} & (6b) \\ \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0, \frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0 & (6c) \end{cases}$$

avec Ω correspondant au domaine d'un unique demi-VER, Ω^{ver} , ou plusieurs demi-VER adjacents.

2.2. Modèle numérique

Un code développé au laboratoire est utilisé pour résoudre les équations stationnaires de Navier-Stokes et de l'énergie pour un gaz parfait, des conditions de glissement du premier ordre et des maillages non-structurés [4, 5]. Un schéma implicite centré du second ordre est

utilisé pour les termes diffusifs et convectifs. Toutes les équations discrètes sont résolues de façon couplée par un algorithme de Newton-Raphson.

Compte tenu des très faibles écarts de température, les propriétés du gaz sont prises constantes. Les équations discrétisées utilisent les variables adimensionnées $v^* = v \times \rho_{in} L_1 / \mu$, $p^* = p / p_{in}$ et $T^* = T / T_{in}$ avec L_1 la dimension de la section d'entrée du VER (Fig. 2) et $\rho_{in} = p_{in} / (r T_{in})$. En notant δu^* , δv^* et δT^* les maxima des incréments de la méthode de Newton-Raphson pour les variables u^* , v^* et T^* , la solution stationnaire est supposée atteinte lorsque

$$\frac{\max(\max_{\Omega} |\delta u^*|, \max_{\Omega} |\delta v_{max}^*|, \max_{\Omega} |\delta T_{max}^*|)}{\max(\max_{\Omega} |u_{max}^*|, \max_{\Omega} |v_{max}^*|, \max_{\Omega} |T_{max}^*|)} < 10^{-8}$$

avec $\max_{\Omega}(\bullet)$ est le maximum sur tout le domaine Ω de la variable \bullet .

Le maillage est généré par le logiciel *Gmsh* [8]. Il est constitué de triangles dont la taille varie selon la distance aux parois solides. En notant s la coordonnée selon la normale à la paroi située en $s = 0$ et h_{max} la taille maximale des triangles, la taille locale $h(s)$ des mailles vérifie :

$$h(s) = \begin{cases} (s \times h_{max} + (s_{max} - s) \times h_{min}) \frac{1}{s_{max}}, & s \leq s_{max} \\ h_{max}, & s > s_{max} \end{cases} \quad (7a)$$

$$(7b)$$

avec $s_{max} > 0$ la distance aux parois à partir de laquelle le maillage est régulier et h_{min} le maillage de proche paroi ($h_{min} < h_{max}$). La validation du code a déjà été menée dans de précédents travaux [6, 7].

3. Résultats

Les propriétés du gaz (azote) et du solide sont constantes : $r = 296 \text{ J}/(\text{kg.K})$, $\mu = 1,6588 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$, $c_p = 1032,48 \text{ J}/(\text{kg.K})$, $k_f = 2,4712 \cdot 10^{-2} \text{ W}/(\text{m.K})$. Pour le solide, deux valeurs de conductivité thermique sont étudiées. L'une est très grande et correspond à de l'aluminium ($k_s = 240 \text{ W}/(\text{m.K})$) et la seconde est nulle et modélise un solide hypothétiquement isolant ($k_s = 0 \text{ W}/(\text{m.K})$). Cette deuxième conductivité thermique ne sera utilisée que pour l'étape de validation du maillage.

À l'exception de la section de validation, les simulations numériques sont menées pour 10 demi-VER adjacents dans la direction horizontale, c'est-à-dire sur un domaine de longueur $240 \mu\text{m}$. La température d'entrée est $T_{in} = 300 \text{ K}$, la pression moyenne est maintenue constante $(p_{in} + p_{out})/2 = 2 \text{ bar}$ et quatre différences de pressions sont étudiées : $p_{in} - p_{out} = 0,2, 0,4, 0,8$ et $1,6 \text{ bar}$. En basant le libre parcours moyen sur la pression moyenne et la plus petite longueur ($L_1/3$, voir Fig. 2), le nombre de Knudsen vaut $Kn_{moy} = 0,0077$. Les dimensions caractéristiques du VER et des blocs solides sont données dans la Fig. 2.

3.1. Validation du maillage

La validation du maillage repose sur des simulations effectuées sur un unique demi-VER (région colorée en rouge dans la Fig. 2), un solide de conductivité thermique nulle, avec une différence de pressions $p_{out} - p_{in} = 0,16 \text{ bar}$ et une température d'entrée $T_{in} = 300 \text{ K}$. Dans la mesure où $k_s = 0$, le domaine solide n'est pas maillé. Une condition de flux total nul est alors imposée à l'interface dans la relation (3c) pour devenir une condition aux limites pour le fluide : $\forall \mathbf{x} \in \delta\Omega_{fs}, k_f \frac{\partial T_f}{\partial n_{fs}} + 2\mu \mathbf{v} \cdot (\bar{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{n}_{fs}) = 0$.

Afin de définir une solution de référence, nous avons fait une simulation sur un maillage fin constitué de 2 957 109 triangles réguliers de taille moyenne $h_{min} = h_{max} = 0,5L_1/640$. Les

nombre de Reynolds, de Mach maximum et de Knudsen moyen sont respectivement égaux à $Re = 28,67$, $Ma_{max} = 0,238$ et $Kn_{moy} = 0,0077$. Les écarts maximal, minimal et moyen à la température d'entrée ainsi que les composantes de la vitesse de Darcy ont été relevés sur le demi-VER Ω_f^{ver} : $\theta_{f,max} \equiv \max_{\mathbf{x} \in \Omega_f^{ver}} [T_f(\mathbf{x})] - 300 = 2,216 \text{ K}$, $\theta_{f,min} \equiv \min_{\mathbf{x} \in \Omega_f^{ver}} [T_f(\mathbf{x})] - 300 = -1,201 \text{ K}$, $\langle \theta_f \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{ver}} \int_{\Omega_f^{ver}} T_f(\mathbf{x}) d\mathbf{x} - 300 = 1,026 \text{ K}$, $\langle u \rangle \equiv \frac{1}{\Omega_f^{ver}} \int_{\Omega_f^{ver}} u(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = 17,41 \text{ m/s}$ et $\langle v \rangle \equiv \frac{1}{\Omega_f^{ver}} \int_{\Omega_f^{ver}} v(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = 0,1408 \text{ m/s}$.

Les solutions testées sont construites sur la base d'un maillage irrégulier, avec une taille de maille identique à la référence proche des parois et un maillage plus grossier au cœur de l'écoulement : $h_{min} = 0,5L_1/640$, $s_{max} = 0,1L_1$ et h_{max} varie de $0,5L_1/20$ à $0,5L_1/320$. Les écarts relatifs à la référence sont récapitulés dans le tableau 1. Ils sont globalement inférieurs à

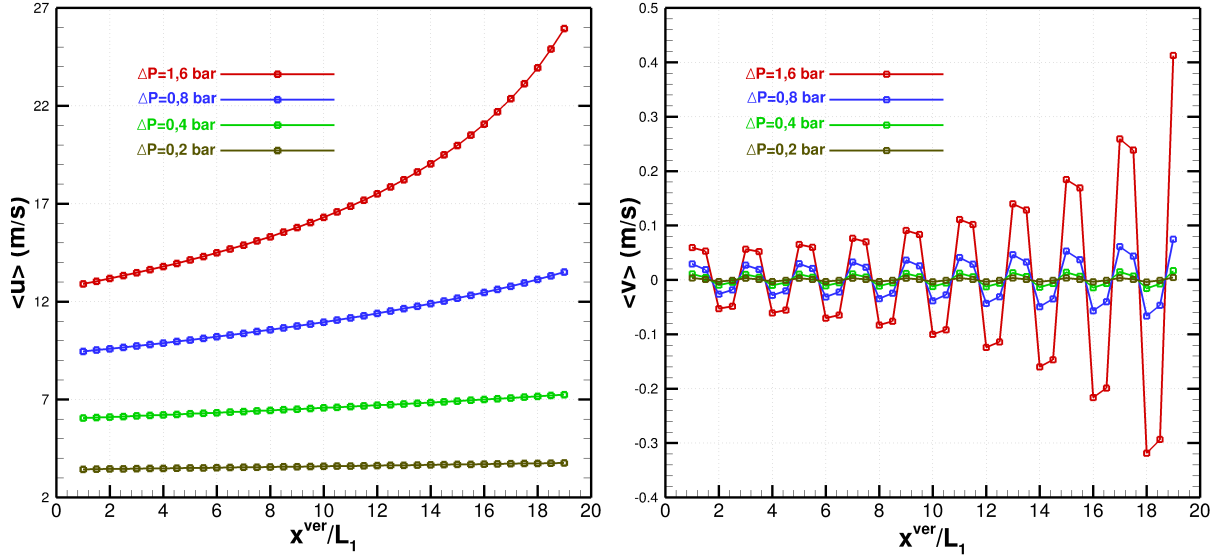
h_{max}	$0,5L_1/20$	$0,5L_1/40$	$0,5L_1/80$	$0,5L_1/160$	$0,5L_1/320$
$ \text{Écart relatif}(\bullet) (\%)$					
$\theta_{f,max} \equiv \max_{\mathbf{x} \in \Omega_f^{ver}} (T_f(\mathbf{x})) - 300$	0,65	0,26	0,089	0,034	0,049
$\theta_{f,min} \equiv \min_{\mathbf{x} \in \Omega_f^{ver}} (T_f(\mathbf{x})) - 300$	5,6	1,1	0,02	0,15	0,12
$\langle \theta_f \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{ver}} \int_{\Omega_f^{ver}} T_f(\mathbf{x}) d\mathbf{x} - 300$	1,3	0,45	0,16	0,06	0,07
$\langle u \rangle \equiv \frac{1}{\Omega_f^{ver}} \int_{\Omega_f^{ver}} u(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$	0,16	0,10	0,038	0,024	0,020
$\langle v \rangle \equiv \frac{1}{\Omega_f^{ver}} \int_{\Omega_f^{ver}} v(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$	0,070	0,28	0,079	0,049	0,032

Tableau 1 : Valeur absolue de l'écart relatif à une solution de référence obtenue sur un maillage fin ($h_{min} = h_{max} = 0,5L_1/640$). Les maillages utilisés sont construits avec $h_{min} = 0,5L_1/640$ et $s_{max} = 0,1L_1$.

0,2% pour $h_{max} = 0,5L_1/80$. Avec ce maillage, le nombre de volumes de contrôle chute de 2 957 109 pour le maillage de référence à seulement 222 504. Ce maillage est adopté pour mailler chaque demi-VER dans les simulations présentées par la suite.

3.2. Analyse des champs dynamiques

Les Figs. 3(a) et 3(b) présentent les vitesses moyennes $\langle u \rangle (x^{ver})$ et $\langle v \rangle (x^{ver})$ calculée sur des demi-VER mobiles dont le centre est à l'abscisse x^{ver} . Pour de faibles différences de pression ($p_{out} - p_{in} = 0,2 \text{ bar}$), la vitesse moyenne horizontale est quasiment la même dans tous les demi-VER : en première approche, l'écoulement peut être considéré comme incompressible. Cette approximation n'est plus valable dès que la différence de pression augmente. Pour $\Delta P = 1,6 \text{ bar}$ ($p_{out} = 1,2 \text{ bar}$ et $p_{in} = 2,8 \text{ bar}$), la vitesse moyenne $\langle u \rangle$ entre le premier demi-VER et le dernier a doublé. Ce résultat s'explique par la conservation du débit massique et la diminution de la masse volumique entre les sections d'entrée et de sortie, engendrée par la chute de pression. Il faut aussi remarquer que cette accélération n'est pas constante mais augmente vers l'aval ($\rho \propto 1/p$). L'examen de la composante moyenne verticale $\langle v \rangle (x^{ver})$ présente un comportement oscillant dont l'enveloppe croît avec x^{ver} et dont la moyenne est voisine de zéro. Plus la différence de pression augmente, plus l'amplitude des oscillations est importante. Ce comportement oscillant est encore lié à la variation de la masse volumique qui accroît le module de la composante verticale de demi-VER en demi-VER : selon que la sortie du demi-VER comporte un obstacle solide en partie inférieure ou supérieure, la vitesse moyenne change de signe. Il faut évidemment noter que la composante verticale de la vitesse de Darcy calculée



$$(a) \langle u \rangle (x^{\text{ver}}) \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}(x^{\text{ver}})} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}(x^{\text{ver}})} u(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (b) \langle v \rangle (x^{\text{ver}}) \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}(x^{\text{ver}})} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}(x^{\text{ver}})} v(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

Figure 3 : Composantes moyennes de la vitesse sur un demi-VER en fonction de son abscisse x^{ver} .

sur un VER complet est, par symétrie, évidemment nulle.

3.3. Analyse des champs thermiques

Pour une matrice solide en aluminium ($k_s = 240 \text{ W/(m.K)}$), nous avons représenté les températures moyennes calculées sur le demi-VER mobile d'abscisse x^{ver} pour le fluide seul, $\langle \theta_f \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{\text{ver}}} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}} \theta_f(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$, le solide seul, $\langle \theta_s \rangle_s \equiv \frac{1}{\Omega_s^{\text{ver}}} \int_{\Omega_s^{\text{ver}}} \theta_s(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ et sur l'ensemble du demi-VER, $\langle \theta \rangle \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}} \int_{\Omega_{\text{ver}}} \theta(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ (Fig. 4). Les variations des températures moyennes avec

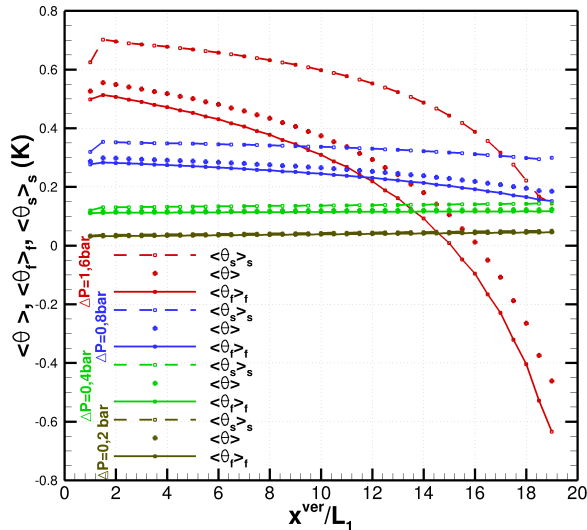


Figure 4 : Températures moyennes $\langle \theta_f \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{\text{ver}}} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}} \theta_f(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$, $\langle \theta_s \rangle_s \equiv \frac{1}{\Omega_s^{\text{ver}}} \int_{\Omega_s^{\text{ver}}} \theta_s(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ et $\langle \theta \rangle \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}} \int_{\Omega_{\text{ver}}} \theta(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ en fonction de l'abscisse du demi-VER x^{ver} .

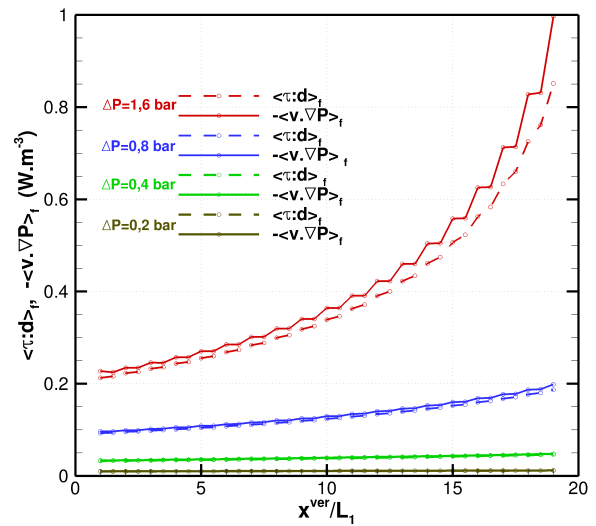


Figure 5 : Contributions moyennes $\langle \mathbf{v} \cdot \nabla p \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{\text{ver}}} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}} (\mathbf{v} \cdot \nabla p)(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ ($-\langle \mathbf{v} \cdot \nabla p \rangle_f$ est tracé) et $\langle \bar{\tau} : \bar{d} \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{\text{ver}}} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}} (\bar{\tau} : \bar{d})(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ en fonction de l'abscisse du demi-VER x^{ver} .

x^{ver} pour le fluide, le solide et l'ensemble fluide-solide sont similaires. La température du solide est toujours supérieure à celle du fluide seul et cet écart s'accroît avec l'augmentation de la différence de pression : il atteint de l'ordre de 0,8 K pour $x^{\text{ver}}/L_1 = 19$ et $\Delta P \approx p_{\text{in}} - p_{\text{out}} =$

1,6 bar. Une modélisation macroscopique supposant un équilibre thermique entre les phases solide et fluide n'est donc pas appropriée à ce type d'écoulement fluide. Pour $\Delta P \lesssim 0,4$ bar, la température moyenne est quasiment constante ou augmente très légèrement vers l'aval. Au contraire, pour $\Delta P \gtrsim 0,8$ bar, la température change du fluide/solide chute d'autant plus que le demi-VER se rapproche de la sortie. Il est également intéressant de noter que la température moyenne du fluide sur le premier demi-VER, $\langle \theta_f \rangle_f (x^{\text{ver}}/L_1 = 1)$, est supérieure à la température d'entrée T_{in} . Ce résultat est la traduction de la conservation de l'énergie totale entre la section d'entrée et le premier demi-VER. La présence d'une recirculation à l'aval des blocs solides (voir par exemple la Fig. 6(a)) réduit l'énergie cinétique moyenne par rapport à celle de la section d'entrée. Cette réduction de l'énergie cinétique entraîne une augmentation de l'énergie interne moyenne dans le demi-VER et donc l'augmentation de sa température moyenne.

L'évolution spatiale de la température peut s'expliquer par l'analyse de la variation en fonction de x^{ver} des termes sources dans l'équation de la chaleur : la puissance des forces de pression $\langle \mathbf{v} \cdot \nabla p \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{\text{ver}}} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}} (\mathbf{v} \cdot \nabla p)(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ et la dissipation visqueuse $\langle \bar{\tau} : \bar{d} \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{\text{ver}}} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}} (\bar{\tau} : \bar{d})(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ (Fig. 5). Pour les faibles différences de pression ($\Delta P \lesssim 0,4$ bar), ces deux contributions sont de même intensité mais de signe opposé : elles se compensent donc sur chaque demi-VER et la température n'évolue quasiment pas en fonction de x^{ver} (Fig. 4). Pour des écarts de pression plus importants, notamment pour $\Delta P = 1,6$ bar, la dissipation visqueuse devient légèrement inférieure à la puissance des forces de pression de sorte que l'écoulement se refroidit dans le sens de l'écoulement.

Afin de comprendre l'origine des termes de source et de puits de chaleur dans l'écoulement, nous allons examiner l'écoulement dans un demi-VER particulier, celui à l'abscisse $x^{\text{ver}}/L_1 = 13$, pour une différence de pression $\Delta P = 1,6$ bar. Le champ de température tracé sur la

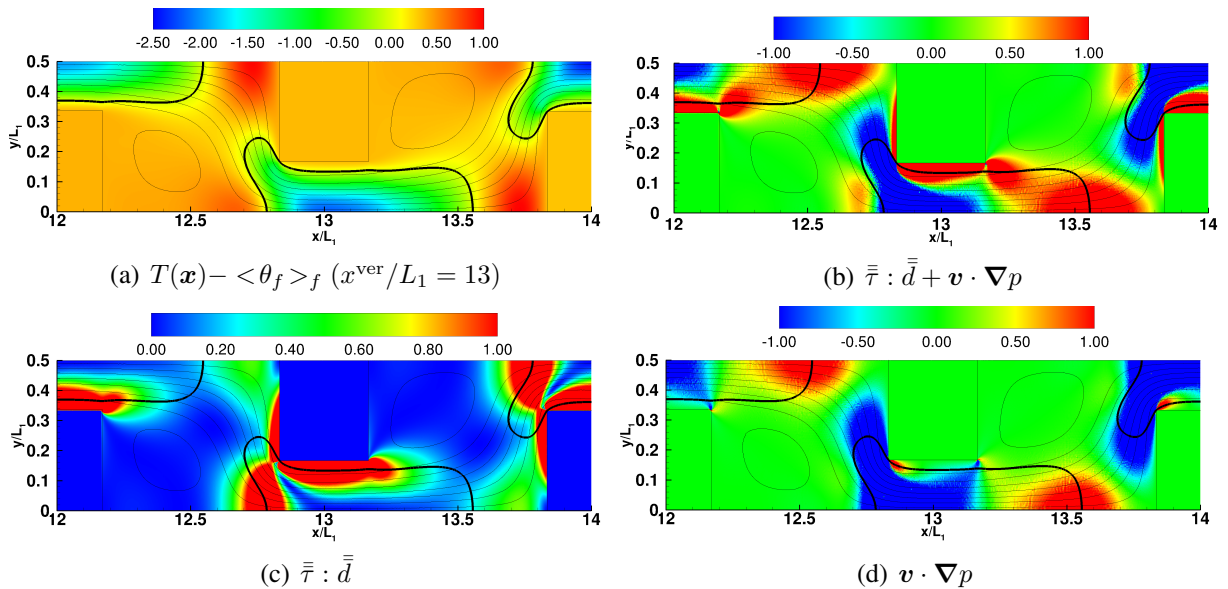


Figure 6 : Champs obtenus pour le demi-VER à l'abscisse $x^{\text{ver}} = 13$. Les lignes noires fines sont les lignes de courant. La ligne noire sépare les régions de températures supérieure et inférieure à $\langle \theta_f \rangle_f (x^{\text{ver}}/L_1 = 13)$.

Fig. 6(a) indique que les zones où la température est supérieure à la valeur moyenne du demi-VER sont principalement situées à l'amont de l'obstacle et, dans une moindre mesure, à l'aval de celui-ci, dans la région de recirculation et au voisinage immédiat du bloc solide. Compte tenu de la forte conductivité de l'aluminium par rapport à celle du gaz, la température du

solide est quasiment uniforme à une valeur supérieure à la température moyenne du fluide. Les zones de température froide sont localisées au-dessus et en-dessous de l'obstacle, là où l'énergie cinétique est la plus grande. Il est intéressant de comparer la localisation des termes sources/puits de l'équation de l'énergie (Fig. 6(b)) avec le champ de température. Les contributions de chauffage sont positionnées sur la face amont et supérieure du solide, ainsi qu'à l'amont des obstacles, ce qui correspond qualitativement aux régions chaudes (Fig. 6(a)). La production de chaleur proche du solide est liée aux frottements visqueux à la paroi (Fig. 6(c)). En revanche, les termes sources à l'amont de l'obstacle (Fig. 6(b)) sont engendrés par la puissance des forces de pression (Fig. 6(d)) : dans cette région, le gradient de pression s'inverse du fait de la présence de l'obstacle, de sorte que le gradient de pression est orienté localement dans le même sens que la vitesse du fluide ($\mathbf{v} \cdot \nabla p > 0$). Les températures froides dans le demi-VER (Fig. 6(a)) ont pour origine la puissance des forces de pression qui prélève de la chaleur lorsque le fluide circule des hautes vers les basses pressions. Ce terme est fortement négatif le long des lignes de courant de l'écoulement principal, à l'exception de l'amont des obstacles où la pression s'inverse.

4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons mis en évidence l'origine des effets thermiques pour un écoulement dans un milieu micro-poreux, pour différents écarts de pression entre l'entrée et la sortie. Pour des grandes variations de pression, la puissance des forces visqueuses et de pression jouent un rôle non négligeable qui peut engendrer des écarts de température moyenne d'environ 1 K sur 240 μm de longueur lorsque la différence de pression est de 1,6 bar. Globalement, la température de la matrice solide est supérieure à celle du fluide ce qui rend difficile l'utilisation de l'hypothèse de l'équilibre thermique local lors de la construction d'un modèle moyen macroscopique.

Références

- [1] L.J. Klinkenberg, The permeability of porous media to liquids and gases, *Drilling and Production Practice*, American Petroleum Institute (1941) 200-213.
- [2] D. Lasseux, F.J.V. Parada et M.L. Porter, An improved macroscale model for gas slip flow in porous media, *Journal of Fluid Mechanics*, 805 (2016) 118-146.
- [3] T.L. Vu, Modélisations et simulations numériques d'écoulements d'air dans des milieux micro poreux, *Thèse le l'université Paris-Est Marne-la-Vallée*, (2011).
- [4] O Touazi, E. Chénier, R. Eymard, Simulation of natural convection with the collocated clustered finite volume scheme, *Computers & Fluids*, 37 (2008) 1138-1147.
- [5] E. Chénier, R. Eymard, R. Herbin, O. Touazi, Collocated finite volume schemes for the simulation of natural convective flows on unstructured meshes, *Int. J. Num. Methods Fluids*, 56(11) (2008) 2045-2068.
- [6] C. Tchekiken, E. Chénier, X. Nicolas, G. Lauriat, On the numerical modeling of compressible forced convection of gases in micro-channels, *In Proceedings of the 5th International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale*, number O-128-146, Marseille, France(2014).
- [7] C. Tchekiken, Modélisations et simulations numérique d'écoulements compressibles dans des micro-conduites planes, *Thèse le l'université Paris-Est Marne-la-Vallée*, (2014).
- [8] C. Geuzaine, J.-F. Remacle, Gmsh : a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities, *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 79(11) (2009) 1309-1331.