

MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT TRANSITOIRE D'UN GAZ RAREFIÉ ENTRE DEUX CYLINDRES COAXIAUX.

Souheila BOUTEBBA et Wahiba KAABAR

Département de Chimie, Faculté des Sciences Exactes, Université Mentouri Constantine. Algérie.

Reçu le 03/01/2017 – Accepté le 12/11/2017

Résumé

Ce travail porte sur l'étude numérique de l'écoulement instationnaire ainsi que le transfert de chaleur à travers un gaz raréfié confiné entre deux cylindres coaxiaux, simulant un filament de tungstène chauffé et une enveloppe cylindrique. L'intervalle de la température du gaz (N₂) s'étend de 300K à l'enveloppe de l'enceinte jusqu'aux 2700K au filament de tungstène. Ces températures engendrent de grands gradients de température dans la région du cylindre interne. Une large gamme du degré de raréfaction du gaz a été considérée allant du régime de transition jusqu'au régime hydrodynamique. La modélisation a été effectuée par une approche cinétique basée sur l'utilisation de la forme non linéaire du modèle cinétique de Shakhov. Nous présentons les résultats des calculs des grandeurs macroscopiques entre les deux cylindres.

Mots clés: Simulation, gaz raréfié, modèle cinétique de Shakhov, écoulement de transition, haute température

Abstract

The modeling of transitional flow through a rarefied gas confined between concentric cylinders is presented. The flow between a heated tungsten filament and a surrounded rarefied nitrogen gas has been studied numerically, gas (N₂) temperatures range from 300 K in envelope region to 2700 K at the wire. These temperatures generate large temperature gradients in the region of the inner cylinder. A wide range of the gas rarefaction degree was considered ranging from the transition to the hydrodynamic regimes. The modeling was carried out by a kinetic approach based on the use of the nonlinear form of the Shakhov kinetic model (S-Kinetic model). Results of calculations of the macroscopic quantities (heat flow, density and velocity) between the two cylinders are presented.

Keywords: Simulation, rarefied gas, S-kinetic model, transitional flow, High temperature.

ملخص

تتناول هذه الأطروحة الدراسة العددية للتدفق المستقر وغير المستقر وكذلك النقل الحراري من خلال غاز النيتروجين المخجل والمحصور بين أسطوانتين محوريّتين، و المحاكاة لخيوط تنغستن مسخن وغلاف خارجي أسطواني. على مستوى الغلاف إلى غاية 2700 على مستوى خيوط التنغستن. 300K مجال حرارة الغاز يمتد من درجة الحرارة هاته تسبب في تدرجات حرارية كبيرة في منطقة الأسطوانة الداخلية أين تصبح فرضية التوازن الحراري المحلي غير محققة. الدراسة أجريت من أجل درجات متعددة لتخلخل الغاز: من النظام الانتقالي إلى النظام الهيدروديناميكي. الهدف الرئيسي من هذه الدراسة هو تطوير منهج فعال للمحاكاة العددية لتدفقات الغازات المخجلة بين أسطوانتين محوريّتين حيث الفرق في درجة الحرارة بينهما كبير. الدراسة الحالية شملت الحالة غير المستقرة لتدفق الغاز المخجل، حيث تم استخدام: نموذج شاخوف الحركي و الذي يعتمد على معادلة بولتزمان غير الخطية.

الكلمات المفتاحية: النمذجة، غاز مخجل، نموذج شاخوف الحركي، التدفق الغير مستقر، الحرارة المرتفعة.

INTRODUCTION

Le problème de conduction de chaleur à travers les gaz raréfiés, confinés entre deux cylindres coaxiaux est très commun dans plusieurs applications technologiques, telles que les jauges de Pirani, les micros-échangeurs de chaleur [1], les matelas d'isolation multicouches [2], etc. En outre, il a été utilisé pendant une longue période pour déterminer la conductivité thermique des gaz [3] et les modes d'énergie d'accommodation dans les sources de lumière [4].

Le transfert de chaleur à travers un gaz raréfié entre deux cylindres concentrique a été largement étudié au cours des dernières décennies à la fois expérimentalement et théoriquement [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]. Dans la plupart des cas, l'analyse a été effectuée en utilisant les modèles cinétiques linéarisés, ce qui est tout à fait justifié lorsque la différence de température ($\Delta T/T_0 \ll 1$; où T_0 est la température du cylindre extérieur, prise comme température de référence) entre les cylindres est faible [5, 6, 10] ou le rapport des rayons des cylindres est grand [11]. Le nombre considérable de travaux théoriques consacrés à ce problème sont basés sur l'équation linéaire de Boltzmann. Pour des rapports de température plus grand l'équation cinétique ne peut plus être linéarisée et doit être utilisée sous sa forme non linéaire [1, 3].

Cependant, toutes ces études portent sur des conditions d'écoulement en état stationnaire. Néanmoins, les informations sur le transfert de chaleur transitoire (instationnaire) sont très importantes du point de vue scientifique et pratique. Dans les phases de conception et de développement des jauges de Pirani [12], par exemple, l'évaluation de la pression dans le temps est une information vitale pour un ajustement des caractéristiques du capteur. Il faut noter que la géométrie de ce type de jauges reproduit la géométrie de deux cylindres coaxiaux dont le cylindre interne est un filament. Quelques articles consacrés aux simulations des propriétés transitoires d'un gaz raréfié doivent être cités [13,14, 15,16] mais toujours pour des petites différences de températures entre les cylindres.

Le but de ce travail est d'étudier l'évolution transitoire du transfert de chaleur à travers un gaz raréfié confiné entre deux cylindres coaxiaux pour une large gamme du degré de raréfaction du gaz et pour une grande différence de température entre les cylindres intérieur et extérieur.

Les simulations numériques ont été effectuées pour un état instationnaire, Les calculs ont été faits par une approche cinétique basée sur l'utilisation de la forme non-linéaire du modèle cinétique de Shakhov.

2. FORMULATION DU PROBLEME :

Dans ce travail on considère la simulation numérique du transfert thermique à travers un gaz raréfié simple, confiné entre un filament de tungstène chauffé ayant un diamètre $d = 1,58$ mm (R'_A), disposé le long de l'axe cylindrique d'une enveloppe en Pyrex,

ayant un diamètre $D = 75$ mm (R'_B), simulés respectivement en deux cylindres interne et externe. Les deux cylindres interne (le filament) et externe ont respectivement des températures T'_A et T'_B ($T'_A > T'_B$) comme le montre la figure 1. L'enceinte cylindrique est remplie d'un gaz raréfié (N_2). L'intervalle de la température du gaz s'étend de 300K à l'enveloppe de l'enceinte jusqu'aux 2700 au filament de tungstène. En raison de la grande différence de températures entre les deux cylindres, il ya un flux thermique radial à travers le gaz raréfié à partir du cylindre chaud vers le cylindre froid. Les propriétés de transport du fluide (viscosité, conductivité thermique, et capacité calorifique) sont spécifiées comme des polynômes dépendant de la température [17]. Le problème est axialement symétrique.

Nous sommes intéressés par le calcul des distributions macroscopiques (le flux thermique, la densité et la vitesse) entre les deux cylindres, dans les régimes d'écoulement : hydrodynamique, glissant et de transition et en termes de paramètres régissant ce problème: la température et le rapport des rayons ainsi que le paramètre de raréfaction δ . L'interaction gaz-interface a été également étudiée.

Les calculs numériques ont été effectués pour plusieurs valeurs du paramètre de raréfaction (δ) dans l'intervalle allant du régime de transition au régime hydrodynamique.

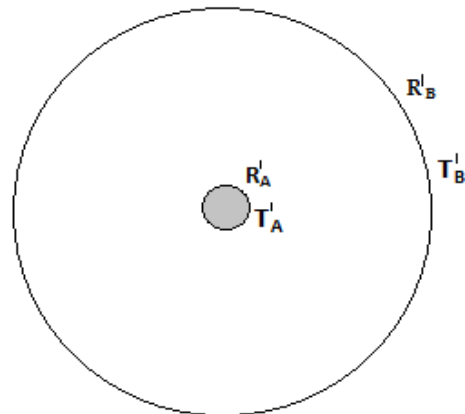


Figure 1: Représentation schématique du système

Notre problème a été résolu, à l'état instationnaire, pour ce fait une approche cinétique a été utilisée.

Le calcul des distributions macroscopiques entre les deux cylindres se fait en termes de paramètres suivants: la température, le rapport des rayons (R'_B/R'_A) et le paramètre de raréfaction. Donc il est pratique d'introduire, dans l'équation cinétique ainsi que l'équation de l'énergie et la solution analytique, ces trois paramètres : le rapport de température des cylindres T'_A / T'_B , le rapport des rayons R'_B / R'_A et le paramètre de raréfaction du gaz δ qui est déterminé comme suit:

$$\delta = \frac{R_0}{\ell}, \ell = \frac{\mu_0 v_0}{p_0} \text{ et } v_0 = \sqrt{\frac{2kT_0}{m}} \quad (1)$$

Où ℓ est le libre parcours moyen équivalent, P_0 est la pression de référence, m est la masse moléculaire du gaz, k est la constante de Boltzmann, v_0 est la vitesse moléculaire la plus probable, R_0 et T_0 sont respectivement la dimension de l'espace de référence et la température de référence, et μ_0 est la viscosité du gaz calculée à la température de référence ; $\mu_0 = \mu(T_0)$.

La distance entre les deux cylindres ($R'_B - R'_A$) est prise comme la dimension de l'espace de référence R_0 . La température du cylindre externe est utilisée comme la température de référence $T_0 = T'_B$.

Il est à noter que le paramètre de raréfaction de gaz δ dans l'équation (1) est inversement proportionnel au nombre de Knudsen. Le cas de $\delta \rightarrow \infty$ correspond au régime hydrodynamique. Nous supposons que le problème de transfert de chaleur, considéré ici, est spatialement symétrique et par conséquent les paramètres macroscopiques dépendent, uniquement, de la coordonnée radiale r' de la zone annulaire physique entre les cylindres.

Dans le régime d'écoulement de transition, le modèle S équation cinétique [18] est résolu.

En prenant en considération, la symétrie du problème par rapport au point central, l'équation cinétique de Shakhov [18], (S-Kinetic model), en fonction du temps et pour une géométrie cylindrique est comme suit [19], [20] :

$$\frac{\partial}{\partial t'} (r' f') + \frac{\partial}{\partial r'} (r' f' v_p \cos \varphi) - \frac{\partial}{\partial \varphi} (f' v_p \sin \varphi) \quad (2)$$

Où, $f'(t', r', v)$ est la fonction de distribution de vitesse moléculaire d'une particule, $\mathbf{v} = (v_p \cos \varphi, v_p \sin \varphi, v_z)$ est le vecteur de vitesse moléculaire représentant l'espace de vitesse moléculaire, v_p et φ sont la magnitude et l'orientation du vecteur de vitesse. La fréquence moléculaire de collision ν' , est supposée indépendante de la vitesse moléculaire et est défini [18] par :

$$\nu' = \frac{p'}{\mu'} \quad (3)$$

La fonction de distribution d'équilibre f^S dans l'équation (2) a la forme suivante :

$$f^{M'} \left[1 + \frac{2m\mathbf{V}\mathbf{q}'}{15n'(kT')^2} \left(\frac{m\mathbf{V}^2}{2kT'} - \frac{5}{2} \right) \right], \quad (4)$$

$$f^{M'}(n', T') = n' \left(\frac{m}{2\pi kT'} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m(\mathbf{v}-\mathbf{u}')^2}{2kT'} \right],$$

Ici $f^{M'}$ est la fonction maxwellienne locale de distribution, $\mathbf{V} = \mathbf{v} - \mathbf{u}'$ est le vecteur de vitesse particulière, $\mathbf{u}' = (u'_r, 0, 0)$ est le vecteur de vitesse apparente, $\mathbf{q}' = (q'_r, 0, 0)$ est le vecteur de flux de chaleur, n' est le nombre de densité du gaz.

Les vitesses moléculaire et apparentes sont normalisées par v_0 , la vitesse moléculaire la plus probable, de l'équation. (1)

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{u}'}{v_0}, \quad \mathbf{c} = \frac{\mathbf{v}}{v_0}, \quad (5)$$

Le vecteur de vitesse moléculaire adimensionnelle \mathbf{c} est égal à $(c_p \cos \varphi, c_p \sin \varphi, c_z)$.

Les variables sans dimension sont définies comme suit :

$$f = \frac{f' v_0^3}{n_0}, \quad t = \frac{t'}{t_0}, \quad t_0 = \frac{R_0}{v_0}. \quad (6)$$

En introduisant, les quantités adimensionnelles suivantes :

$$r = \frac{r'}{R_0}, \quad t = \frac{t'}{t_0}, \quad T = \frac{T'}{T_0}, \quad p = \frac{p'}{p_0}, \quad q_r = \frac{q_r'}{p_0 v_0}, \quad \mu = \frac{\mu'}{\mu_0} \quad (7)$$

Dans l'équation cinétique (2) du modèle de Shakhov, la forme conservatrice adimensionnelle de l'équation régissant est obtenue comme suit :

$$\frac{\partial(rf)}{\partial t} + \frac{\partial(rf c_p \cos \varphi)}{\partial r} - \frac{\partial(f c_p \sin \varphi)}{\partial \varphi} = r \delta n T^{1-\omega} (f^S - f) \quad (8)$$

L'équation cinétique régissant (8) est unidimensionnelle dans l'espace physique, mais tridimensionnelle dans l'espace de vitesse moléculaire.

La dépendance de la fonction de répartition du composant c_z du vecteur de vitesse moléculaire peut être éliminée en utilisant la procédure de projection. A cet effet, les deux fonctions de distributions réduites sont introduites.

$$\begin{aligned} & \Phi(t, r, c_p, \varphi) \\ &= \int f(t, r, \mathbf{c}) d c_z, \Psi(t, r, c_p, \varphi) \\ &= \int f(t, r, \mathbf{c}) c_z^2 d c_z. \end{aligned} \quad (9)$$

Où Φ et Ψ sont des fonctions réduites de distribution
Après la multiplication de l'équation (8) par 1 et c_z^2 et en intégrant sur c_z , on obtient le système de deux équations cinématiques suivant :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial(r\Phi c_p \cos\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial(\Phi c_p \sin\varphi)}{\partial \varphi} = r\delta n T^{1-\omega} (\Phi^S - \Phi),$$

$$\frac{\partial(r\Psi)}{\partial t} + \frac{\partial(r\Psi c_p \cos\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial(\Psi c_p \sin\varphi)}{\partial \varphi} = r\delta n T^{1-\omega} (\Psi^S - \Psi) \quad (10)$$

3. METHODE DE SIMULATION

La méthode de vitesse discrète (DVM) est utilisée [15] avec le schéma précis du second ordre de type TVD (second-order accurate TVD type scheme). Pour l'approximation de la dérivée du temps, le schéma explicite est utilisé. Les formules de quadrature de Gauss-Hermite sont choisies afin d'évaluer les intégrales de calcul des paramètres macroscopiques.

Dans l'espace physique, les fonctions de distribution réduites dépendent seulement de la distance de l'axe en commun (r), des deux cylindres. La distance entre les deux cylindres est divisée en $Nr = 6400$ intervalles (voir référence [15] pour plus de détails). Les calculs cessent lorsque le critère de convergence, définie comme suit:

$$\|q_r\| = \frac{\sqrt{\sum_{i=0}^{Nr} (q_{ri}^{l+1} - q_{ri}^l)^2}}{\sqrt{\sum_{i=0}^{Nr} (q_{ri}^{l+1})^2}} \leq \varepsilon \quad (11)$$

devient inférieure ou égale à ε , ce dernier est un nombre positif (pris ici égale à 10^{-8}) [15].

4. RESULTAS

Les calculs numériques ont été réalisés pour plusieurs valeurs du paramètre de raréfaction dans un intervalle allant du régime de transition ($\delta = 4$) au début de l'hydrodynamique ($\delta = 80$). Les valeurs de δ ($\delta = 4, 20, 30, 40, 50$ et 80) ont été calculées avec des pressions supérieures à 10^{-3} mbar [3] (0.01, 0.05, 0.08, 0.10, 0.12 et 0.18 mbar).

Les températures du gaz varient de 300 K au cylindre extérieur jusqu'à 2700K au filament de tungstène.

Les calculs numériques sont effectués pour le rapport de température du filament et de l'enveloppe $T_A/T_B = 9$; pour des conditions fortement non-linéaire. Le rapport des rayons des deux cylindres (du filament et de l'enveloppe) est égal à $R_B/R_A = 47,5$.

Le gaz renfermé est de l'azote (N_2). Le modèle de sphère rigide (VHS) avec la variable $\omega=0,5$ a été appliqué [21]. Le coefficient d'accommodation est supposé totalement diffuse ($\alpha=1$).

À l'instant $t = 0$, la température des deux cylindres est supposée être égale à T_B , la température du cylindre interne augmente et devient instantanément $T_A = \beta T_B$, où $\beta = 5$ et 9 .

Les calculs cessent lorsque le critère de convergence est rempli (équation (11)).

Pour plus de commodité, le temps qui est représenté dans les diagrammes est le temps adimensionnel (t), ce temps est égale au temps réel sur le temps caractéristique ou appelé aussi acoustique (t_0) [5,6], ce dernier est pris comme temps de référence: $t = t'/t_0$. Où $t_0 = ((R'_A - R'_B)/v_0)$ c.à.d. le rapport de la distance entre les deux cylindres ($R'_A - R'_B$) et la vitesse moléculaire la plus probable v_0 .

D'abord la solution transitoire des propriétés macroscopiques de l'état initial jusqu'à l'état stationnaire est analysée. Le flux de chaleur $Q(t)$, la pression $P(t)$ et la vitesse $U(t)$, pour la coordonnée d'espace r sont calculés comme suit:

$$Q(t) = \frac{2}{R_B^2 - R_A^2} \int_{R_A}^{R_B} q_r(t, r) r dr$$

$$P(t) = \frac{2}{R_B^2 - R_A^2} \int_{R_A}^{R_B} p(t, r) r dr \quad (12)$$

$$U(t) = \frac{2}{R_B^2 - R_A^2} \int_{R_A}^{R_B} u_r(t, r) r dr$$

Le comportement transitoire des quantités macroscopiques est présenté dans les figures 2 et 3; en traçant les profils de flux de chaleur Q , de pression P et de la vitesse U en fonction du temps, pour différentes valeurs du paramètre de raréfaction δ . Sur la figure 2, on peut voir que le chauffage soudain de la paroi intérieure provoque une augmentation du flux de chaleur, et ce dans les premiers temps, principalement pour $\delta = 4$ (régime de transition) dont la valeur de flux de chaleur est maximale (15.10^{-2}), alors qu'après une certaine distance le profil du flux de chaleur transitoire atteint l'état stationnaire rapidement à $t=6.78$ (voir tableau 1), contrairement au début du régime hydrodynamique ($\delta = 80$) où la valeur atteinte de flux de chaleur est égale à $0.7.10^{-1}$ mais le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire est le plus élevé ($t=34.1$), il est 5 fois plus supérieure que celui du régime de transition; le temps nécessaire pour l'atteinte de l'état stationnaire diminue pour les autres δ jusqu'à la valeur minimale (celle de $\delta=4$). L'évolution des profils de pression dans la figure 3 indique que la distribution de pression change de façon monotone jusqu'à ce que l'état d'équilibre soit atteint à une pression plus élevée que celle de départ, principalement

pour la plus grande valeur du paramètre de raréfaction $\delta = 80$ où la valeur de pression adimensionnelle est maximale ($P=1.43$) et le temps adimensionnel nécessaire pour atteindre l'état d'équilibre est le plus long ($t=24.5$), ce temps diminue au 1/6 pour $\delta=4$ ($t=3.85$) malgré que le changement de la valeur de pression n'est pas significatif. Comme le cas de flux de chaleur, le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre augmente sensiblement du régime de transition jusqu'au régime hydrodynamique.

de 4 à 80. Cette figure montre qu'il y a un mouvement macroscopique de gaz, dans l'intervalle entre les cylindres ; ce mouvement est dû au changement important de température de la paroi interne du cylindre. D'après la même figure on remarque que l'amplitude de l'oscillation de ce mouvement augmente avec l'augmentation du paramètre de raréfaction c.à.d. plus la raréfaction diminue et plus la vitesse de mouvement devient importante car les collisions entre molécules augmentent.

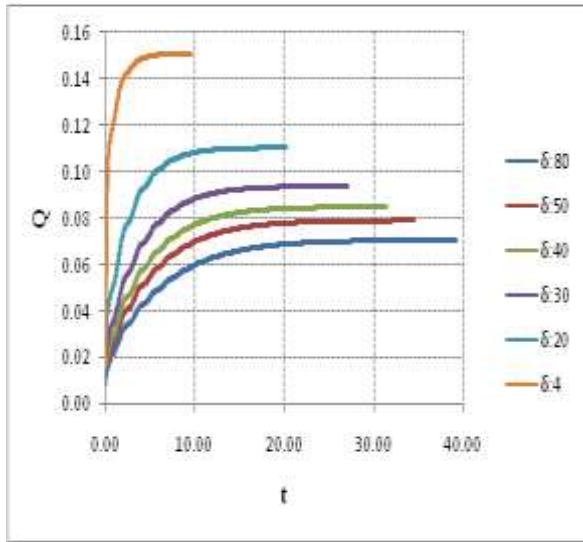


Figure 2: Evolution de l'écoulement adimensionnel de la chaleur (Q) entre les cylindres pour différentes valeurs de δ .

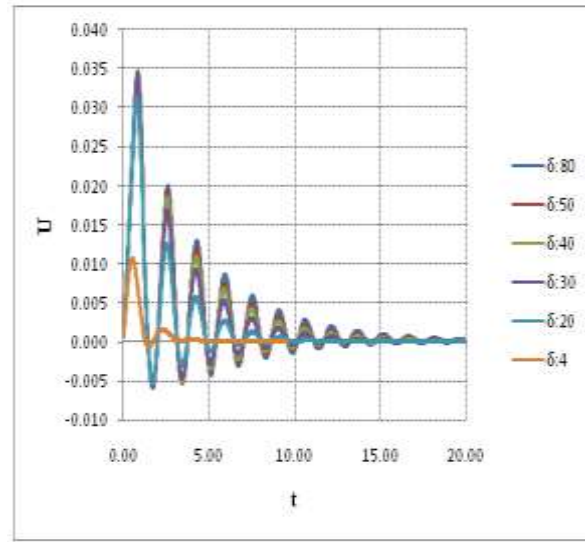


Figure 4: Evolution de la vitesse moyenne adimensionnelle (U) entre les cylindres pour différentes valeurs de δ .

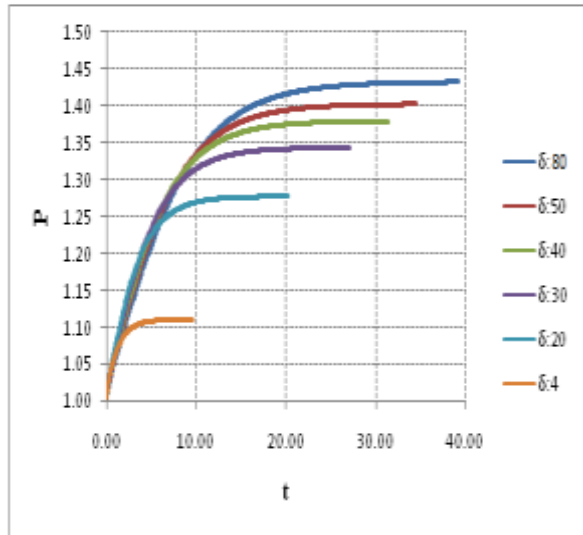


Figure 3: Evolution de l'écoulement de la pression adimensionnelle (P) entre les cylindres pour différentes valeurs de δ .

Tableau 1: Le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire (d'équilibre), t_{eq} , pour le flux de chaleur adimensionnel Q , la pression adimensionnelle P et la vitesse moyenne adimensionnelle U . Le paramètre de raréfaction δ varie de 4 à 80 pour $T_A/T_B=9$

δ	Q	P	U
4	$t_{eq}=6.78$	$t_{eq}=3.85$	9.57
20	$t_{eq}=12.7$	$t_{eq}=13.6$	20.2
30	$t_{eq}=23.5$	$t_{eq}=20.6$	27.1
40	$t_{eq}=27.2$	$t_{eq}=14.6$	31.4
50	$t_{eq}=32.8$	$t_{eq}=16.7$	34.5
80	$t_{eq}=34.1$	$t_{eq}=24.5$	39.3

L'évolution de la vitesse moyenne adimensionnelle en fonction du temps $U(t)$ est montrée dans la Figure 4: pour les valeurs du paramètre de raréfaction δ variant

5. CONCLUSION

La modélisation de notre problème à l'état instationnaire a été effectuée par une approche cinétique basée sur l'utilisation de la forme non linéaire du modèle cinétique de Shakhov.

L'évolution transitoire du transfert de chaleur à travers un gaz raréfié confiné entre deux cylindres coaxiaux pour une large gamme du degré de raréfaction du gaz et pour une grande différence de température entre les cylindres a été étudiée. Le modèle cinétique (S-modèle) instationnaire est résolu numériquement pour simuler l'évolution temporelle des paramètres de gaz. Le temps nécessaire pour atteindre les conditions de régime permanent pour les différents paramètres du gaz est évalué pour différents niveaux de raréfaction.

Il a été constaté que, pour le plus grand rapport de températures $T_A / T_B = 9$, le temps nécessaire pour atteindre la valeur de l'état stationnaire, pour le flux de chaleur, varie d'environ 12,7 à 43 du temps caractéristiques du régime d'écoulement de transition au régime d'écoulement hydrodynamique. Un minimum a été observé au début du régime transitionnel d'écoulement.

REFERENCES

- [1] S.Pantazis and D. Valougeorgis, "Heat transfer through rarefied gases between coaxial cylindrical surfaces with arbitrary temperature difference", *Eur. J. Mech. B/Fluid* 29, 494, 2010.
- [2] P.J. Sun, J.Y. Wu, P. Zhang, L. Xu, M.L. Jiang. "Experimental study of the influences of degraded vacuum on multilayer insulation blankets". *Cryogenics* 49, 2009, pages 719-726.
- [3] H.Chalabi et al, "Experimental analysis of heat transfer between a heated wire and a rarefied gas in an annular gap with high diameter ratio", *J.Phys: Conf*, 2012.
- [4] R. Devonshire, D.Hong, "Translational and vibrational contributions to the thermal conductivity of molecular gases", *Chem. Phys. Letters*, 243, 1995.
- [5] D. R. Willis, "Heat Transfer and Shear between Coaxial Cylinders for Large Knudsen Numbers", *Phys. Fluids*, vol. 8, 1965.
- [6] C.-L. Su, "Heat Conduction in a Rarefied Gas between Concentric Cylinders", *Phys.Fluids*, vol. 11, 1968.
- [7] D. G. M. Anderson, "On the steady Krook kinetic equation: Part 2", *Journal of Plasma Physics*, vol. 1, 1966.
- [8] F. M. Sharipov and G. M. Kremer, "On the frame dependence of constitutive equations.I.Heat transfer through a rarefied gas between two rotating cylinders", *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, vol. 7, 1995.
- [9] F. M. Sharipov and G. M. Kremer, "Heat conduction through a rarefied gas between two rotating cylinders at small temperature difference", *ZAMP Zeitschrift fur ange wandte Mathematik und Physik*, vol. 46, 1995.
- [10] F. Sharipov and G. Bertoldo, "Heat transfer through a rarefied gas confined between two coaxial cylinders with high radius ratio", *Journal of Vacuum Science Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 24, 2006.
- [11] W. Jitschin and S. Ludwig, "Dynamical behaviour of the Pirani sensor", *Vacuum*, vol.75, 2004.
- [12] D. C. Wadsworth, D. A. Erwin, and E. P. Muntz, "Transient motion of a confined rarefied gas due to wall heating or cooling", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 248, 1993.
- [13] A. Alexeenko, D. Fedosov, S. Gimelshein, D. Levin, and R. Collins, "Transient Heat Transfer and Gas Flow in a MEMS-Based Thruster", *Journal of Micro electromechanical Systems*, vol. 15, 2006.
- [14] F.Sharipov, "Transient flow of rarefied gas through a short tube", *Vacuum*, vol. 90, 2013.
- [15]I.Graur, MT.Ho, and M.Wuest, "Simulation of the transient heat transfer between two coaxial cylinders", *J. Vac. Sci. Technol*, A31, 061603, 2013.
- [16] F.Sharipov, "Application of the Cercignani-Lampis scattering kernel to calculations of rarefied gas flows .II. Slip and jump coefficients", *Eur. J. Mech. B / Fluids*, 2003.
- [17] Correa S.M., *Int. J. of Heat and Mass Trans.*, 30, 1987, 663-672.
- [18] E. M. Shakhov, "Generalization of the Krook kinetic relaxation equation", *Fluid Dyn*, 1968.
- [19] I. N. Larina and V. A. Rykov, *Comput. Math. Phys.* 38, 1335, 1998.
- [20] E. M. Shakhov and V. A. Titarev, "Numerical study of the generalized cylindrical Couette flow of rarefied gas", *Eur. J. Mech. B/Fluid* 28, 152, 2009.
- [21] H. Yamaguchi et al, "Investigation on heat transfer between two coaxial cylinders for measurement of thermal accommodation coefficient", *Phys. Fluids* 24, 062002, 2012.