Simulation et modélisation d'écoulement turbulent compressible en couche limite décollée

Margareta Petrovan Boiarciuc, Christophe Brun, Philippe Devinant

▶ **To cite this version:**

Margareta Petrovan Boiarciuc, Christophe Brun, Philippe Devinant. Simulation et modélisation d'écoulement turbulent compressible en couche limite décollée. 17e Congrès Français de Mécanique, Aug 2005, Troyes, France. hal-02379758

HAL Id: hal-02379758
https://hal.science/hal-02379758

Submitted on 30 Aug 2023

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.

Simulation et modélisation d'écoulement turbulent compressible en couche limite décollée

Margareta Petrovan, Christophe Brun & Philippe Devinant

Laboratoire de Mécanique et d'Energétique
8 rue Léonard de Vinci - 45072 Orléans
margareta.petrovan@univ-orleans.fr

Résumé :

On résout les équations de Navier-Stokes compressibles dans un canal plan turbulent en Simulation des Grandes Echelles. On apporte un soin particulier à la détermination des conditions aux limites du domaine de calcul. Des structures turbulentes réalistes alimentent l'entrée du canal ; des modèles physiques d'ondes acoustique, vorticale et entropiques (Kovasznay 1953 [1]) sont appliqués aux frontières d'entrée et de sortie. On étudie le décollement de la couche limite généré par un gradient de pression adverse local. On propose des lois de parois pour les profils de vitesse et de temperature totale. Les effets de compressibilité sont pris en compte par des transformations de type van Driest (1955).

Abstract :

The present study focuses on the turbulent compressible flow in a channel. LES is used to analyse the behaviour of a separating boundary layer subjected to a local inverse pressure gradient. A big effort is made to define realistic inflow conditions based on coherent structures and outflow semi-reflecting conditions (Kovasznay 1953 [1]). Laws of the wall for the velocity and the total temperature are studied based on van Driest transformation (1955).

Mots-clefs :

turbulence - compressible - simulation numérique - couche limite - écoulement décollé

1 Introduction

L'écoulement en canal constitue un modèle d'étude du comportement de la couche limite turbulente soumise à des contraintes. On s'intéresse ici aux effets du décollement généré par un gradient de pression adverse à la paroi. Ce modèle est représentatif de l'écoulement décollé autour d'un obstacle sous l'effet de sa courbure (profil d'aile, maquette automobile, colline, ...). Par ailleurs, l'écoulement en canal est utile pour la compréhension des phénomènes de compressibilité rencontrés dans le domaine des lanceurs spatiaux et des avions sub- et supersoniques. L'écoulement de fluide dans le circuit de refroidissement de la tuyère d'éjection du moteur vulcain est caractéristique du régime établi de couche limite en canal. Les entrées d'air de réacteurs en incidence induisent à l'inverse un décollement local de couche limite. Le code de calcul utilisé dans cette étude pour résoudre les variables conservatives d'un fluide compressible a été développé au L.E.G.I. Grenoble puis à l'I.M.F.S. Strasbourg.

2 Simulation numérique de l'écoulement en canal plan

2.1 Configuration d'étude

On s'intéresse au développement de l'écoulement compressible dans un canal à paroi isotherme (fig. 1). On considére un gaz idéal de chaleurs spécifiques constantes ($\gamma = 1.4$), nombre

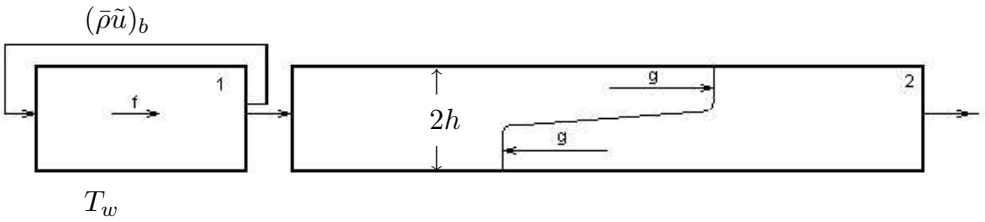


FIG. 1 – Géométrie du domaine de calcul

de Prandtl constant $Pr = 0.7$ et viscosité dynamique $\tilde{\mu}(\tilde{T}) = \mu(T_w)(\frac{\tilde{T}}{T_w})^{0.7}$ [2]. On résout les équations de Navier-Stokes compressibles adimensionnalisées écrites en moyenne de Favre (noté $\tilde{.}$) pour la méthode de Simulation des Grandes Echelles (SGE). La fermeture du système est assurée par un modèle de type viscosité et diffusivité turbulente ($Pr_t = 0.6$) [3] :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} &+ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \qquad (1)\\
\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} &+ \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j + \frac{1}{\gamma M^2}\bar{p}\delta_{ij} - \left(\frac{\tilde{\mu}}{Re} + \bar{\rho}\nu_t\right)\tilde{S}_{ij}\right] = f\delta_{i1}\\
\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{e})}{\partial t} &+ \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\bar{\rho}\tilde{e} + \bar{p}\delta_{ij})\tilde{u}_i - \gamma M^2\left(\frac{\tilde{\mu}}{Re} + \bar{\rho}\nu_t\right)\tilde{u}_i\tilde{S}_{ij} - \frac{\gamma}{\gamma-1}\left(\frac{\tilde{\mu}}{RePr} + \frac{\bar{\rho}\nu_t}{Pr_t}\right)\frac{\partial\tilde{T}}{\partial x_j}\right] = \gamma M^2\mathcal{W}
\end{aligned}$$

avec l'énergie totale $\bar{\rho}\tilde{e} = \frac{\bar{p}}{\gamma-1} + \frac{\gamma M^2}{2}\bar{\rho}\tilde{u}_i^2$ et la loi des gaz parfaits $\bar{p} = \bar{\rho}\tilde{T}$. Les grandeurs de référence sont la température à la paroi T_w , la mi-hauteur du canal h, le débit massique $(\bar{\rho}\tilde{u})_b$ et la masse volumique moyenne $\bar{\rho}_b$. Les nombres de Reynolds et de Mach caractéristiques des simulations considérées sont $Re = \frac{(\bar{\rho}\tilde{u})_b\, h}{\mu(T_w)} \in [1200; 4880]$ et $M = \frac{(\bar{\rho}\tilde{u})_b/\bar{\rho}_b}{\sqrt{\gamma R T_w}} \in [0.3; 5]$.

Conditions d'entrée

Afin d'alimenter le canal se développant spatialement (domaine 2) en structures turbulentes cohérentes et réalistes, on connecte en entrée un domaine de calcul (1) dans lequel on résout l'écoulement développé instationnaire du canal. On applique un modèle classique de résolution périodique de l'écoulement en canal qui consiste à modéliser la perte de charge par un terme source $f = -\frac{dP_0}{dx}$ dans les équations de quantité de mouvement [4]. Dans le cas d'un écoulement compressible en canal, on considère en général que ce terme source représente une force extérieure au système[2], qui génère au niveau de l'équation d'énergie un travail :

$$\mathcal{W}_{ext} = \tilde{u}_1 f = -\tilde{u}_1\frac{dP_0}{dx} \qquad (2)$$

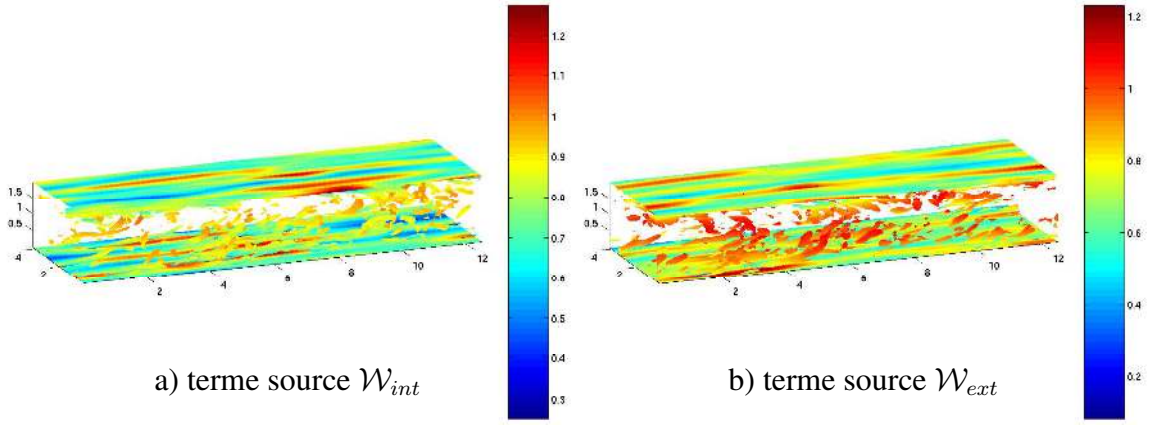
Lorsqu'on reconduit dans le cas compressible le raisonnement qui a permis de déterminer le terme f dans les équations de quantité de mouvement incompressibles, on obtient cependant une autre forme du terme source $\mathcal{W}_{int}$, dérivé à partir de l'équation d'énergie totale :

$$\mathcal{W}_{int} = \frac{\gamma}{\gamma-1}\tilde{u}_1 f = -\frac{\gamma}{\gamma-1}\tilde{u}_1\frac{dP_0}{dx} \qquad (3)$$

Une approche similaire a permis de mettre en évidence l'existence d'un gradient longitudinal de température dans un canal incompressible avec convection/rotation [5] (pages 2805-2806).

Pour le système (1) à résoudre, on peut dériver analytiquement (écoulement laminaire) une relation du type Crocco-Buseman reliant vitesse et température, qui est également bien vérifiée

au centre du canal pour les cas turbulents. On a $\frac{T-T_w}{T_w} = (\gamma - 1)\ Pr\ M^2\ \left(\frac{u}{u_b} - 1/3\frac{u^2}{u_b^2}\right)$ dans le premier cas, et $\frac{T-T_w}{T_w} = Pr\ M^2\ \left(\gamma\ \frac{u}{u_b} + \frac{3-2\gamma}{6}\ \frac{u^2}{u_b^2}\right)$ dans le deuxième cas. La différence d'effet sur le comportement de l'écoulement entre les deux termes sources utilisés est notable. A même nombre de Mach la différence de température entre le centre et le bord du canal est de l'ordre de 8 fois plus élevée dans le deuxième cas. Pour obtenir une description qualitativement équivalente en terme de structures cohérentes dans le canal à $Re = 4880$, on compare finalement (fig. 2) une simulation à $M = 3.0$ avec un terme source W_{ext} [6] et une simulation à $M = 1.5$ avec un terme source W_{int}. Nous ne sommes pas encore en mesure d'apporter une explication claire sur la différence entre ces des 2 formulations de termes sources.



a) terme source $\mathcal{W}_{int}$ b) terme source $\mathcal{W}_{ext}$

FIG. 2 – Isovaleurs du critère Q : (a) $\mathcal{W}_{int}$: $Re = 4880, M = 1.5$, (b) $\mathcal{W}_{ext}$: $Re = 4880, M = 3$

Conditions de sortie

En sortie du domaine 2, on applique des conditions faiblement réfléchissantes basées sur la modélisation des équations d'Euler $1D$ en fonction des ondes $l_1 - l_5$ traversant la frontière du canal [7, 8]. Dans le cas présent, lorsque l'écoulement en sortie est subsonique (ce qui est toujours vrai près de la paroi) l'onde $l_1 = (\tilde{u} - c_{norm})\left(\frac{\partial \bar{p}_{norm}}{\partial x} - \bar{\rho} c_{norm}\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}\right)$ entre dans le domaine de calcul et doit être modélisée. Le modèle du type Strickwerda [8] $l_1 = \frac{-k(\tilde{u}^2 - c_{norm}^2)(\bar{p}_{norm} - p_\infty)}{c_{norm} L_x}$ est bien adapté pour des écoulements cisaillés libres. Pour les écoulements en canal nous proposons une alternative plus naturelle basée sur la perte de charge du canal $l_1 = \frac{k(\tilde{u}^2 - c_{norm}^2)}{c_{norm}}\frac{dP_0}{dx} = \frac{-k(\tilde{u}^2 - c_{norm}^2)}{c_{norm}} f$. Dans les figures (3) et (4), on présente les isovaleurs obtenues pour un écoulement laminaire sub- et supersonique respectivement. La perte de charge dans le canal est relativement bien représentée dans les 2 cas. Les effets de compressibilité se font davantage sentir sur la température qui est fonction à la fois de x et de y.

2.2 Décollement

Dans notre étude, le décollement de la couche limite est provoqué par un gradient de pression adverse artificiel implémenté dans les équations de Navier-Stokes compressibles. Le principe proposé par R. Howard en écoulement incompressible [9] consiste à freiner l'écoulement (et provoquer le décollement) par l'intermédiaire d'une force $g(x, y) = -30\ f\ sin(2\pi\frac{x}{L_x})\ tanh(5\frac{y}{h})$ appliquée près des parois (domaine 2). Les résultats $2D$ préliminaires pour un écoulement laminaire (fig. 5) confirment le même comportement de l'écoulement en parois du canal compressible jusqu'à Mach $M = 4$. On note une bulle de recirculation pour la vitesse ($U \leq 0$) qui

correspond à une zone de refroidissement local pour la température ($T \leq T_w$). Ceci s'explique en partie par l'existence d'un minimum de pression.

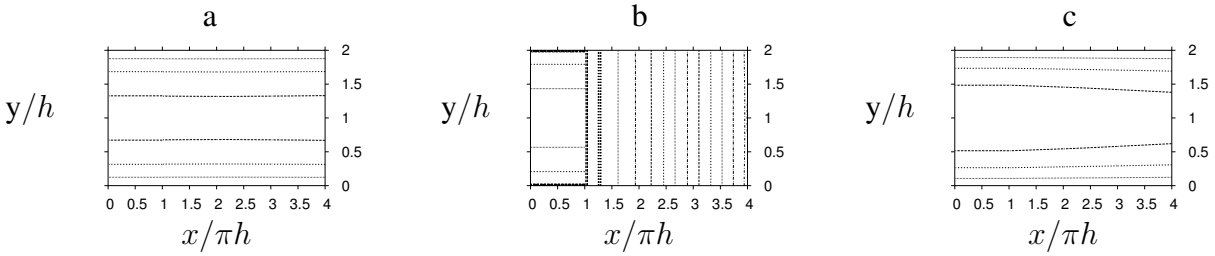


FIG. 3 – Isovaleurs de (a) vitesse, (b) pression, (c) température dans le canal, M=1, Re=1200

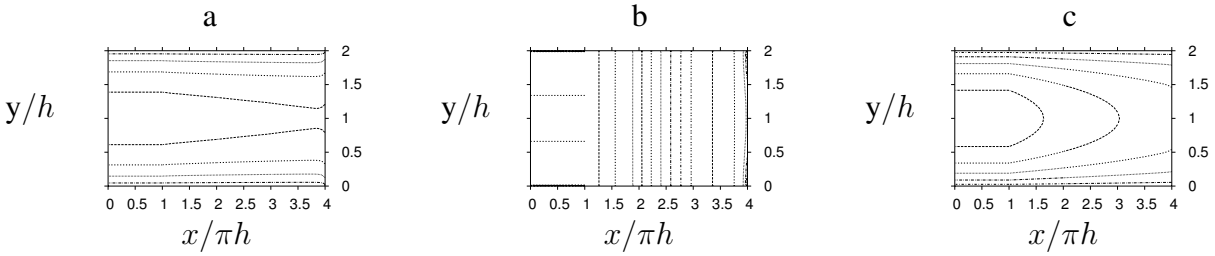


FIG. 4 – Isovaleurs de (a) vitesse, (b) pression, (c) température dans le canal, M=4, Re=1200

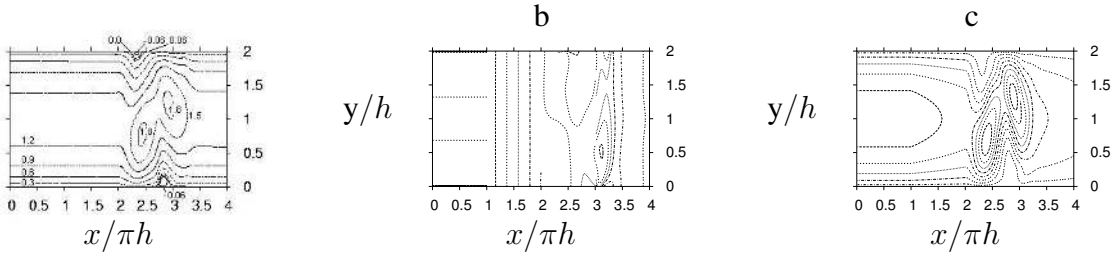


FIG. 5 – Isovaleurs de (a) vitesse ($u_{min} = -0.06\tilde{u}_b$, $u_{max} = 1.5\tilde{u}_b$), (b) pression, (c) température dans le cas décollé, M=4, Re=1200

3 Modélisation de couche limite compressible

On s'intéresse à la fois au comportement de la couche limite dynamique définie par son épaisseur δ et de la couche limite thermique définie par son épaisseur δ_T. Pour l'air, la relation entre les deux épaisseurs est $\frac{\delta}{\delta_T} \sim Pr^{1/2} = 0.77$. Les lois de paroi sont obtenues à partir des équations de Navier-Stokes compressibles. On considère le régime établi (stationnaire en moyenne statistique $\langle . \rangle$). En utilisant d'une part les hypothèses de couche limite et d'autre part les hypothèses de Boussinesq pour le tenseur de Reynolds et pour le flux de chaleur turbulent, les équations de quantité de mouvement et d'énergie deviennent (sous forme dimensionnelle) :

$$-\frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\left[\langle (\tilde{\mu} + \mu_{turb}) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \rangle\right] = 0 \quad (4)$$

$$-\frac{\gamma}{\gamma - 1}\langle \tilde{u} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \rangle + \frac{\partial}{\partial y}\left[\langle \tilde{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}_i}{\partial y} + \lambda_{turb} \frac{\partial \tilde{T}_{iturb}}{\partial y} \rangle\right] = 0 \quad (5)$$

où la température totale s'écrit $\tilde{T}_i = \tilde{T} + \frac{Pr}{2\, c_p}\tilde{u}^2$ et $\tilde{T_{iturb}} = \tilde{T} + \frac{Pr_{turb}}{2\, c_p}\tilde{u}^2$.

Couche limite attachée sans gradient de pression

Après pondération par les propriétés physiques locales du fluide [10, 11], les profils de vitesse dans la sous-couche visqueuse ($\mu_{turb} \ll \tilde{\mu}$) et la zone logarithmique ($\mu_{turb} \gg \tilde{\mu}$) s'écrivent respectivement :

$$\tilde{I}_1^+ = \int_0^{\langle\tilde{u}\rangle^+} \frac{\langle\tilde{\mu}\rangle}{\mu_w} d\langle\tilde{u}\rangle^+ = y^+ \tag{6}$$

$$\tilde{U}_{VD}^+ = \int_0^{\langle\tilde{u}\rangle^+} \sqrt{\frac{\langle\tilde{\rho}\rangle}{\rho_w}} d\langle\tilde{u}\rangle^+ = \frac{1}{k}\, lny^+ + C \tag{7}$$

De la même manière, on obtient les lois correspondantes pour la couche limite thermique :

$$\tilde{I}_2^+ - T_w^+ = \int_{T_w^+}^{\langle\tilde{T}_i\rangle^+} \frac{\langle\tilde{\mu}\rangle}{\mu_w} d\langle\tilde{T}_i\rangle^+ = Pr\; y^+ \tag{8}$$

$$\tilde{T}_{iVD}^+ - \frac{1}{Pr_t} T_w^+ = \int_{T_w^+}^{\langle\tilde{T}_i\rangle^+} \frac{1}{Pr_t} \sqrt{\frac{\langle\tilde{\rho}\rangle}{\rho_w}} d\langle\tilde{T}_i\rangle^+ = \frac{1}{k}\, lny^+ + C_T \tag{9}$$

Sur la figure (6) on compare des profils de vitesse et de température totale à différents régimes (M, Re) pour les 2 cas de forçage. On constate que les profils théoriques de loi logarithmique sont globalement retrouvés. Cependant, la zone tampon reste mal reproduite avec la transformation de van Driest qui n'est pas adaptée aux écoulements de paroi isotherme. Une transformation prenant en compte les forts gradients de $\rho(T)$ et $\mu(T)$ [12] devrait permettre de s'approcher vers un profil de couche limite plus universel.

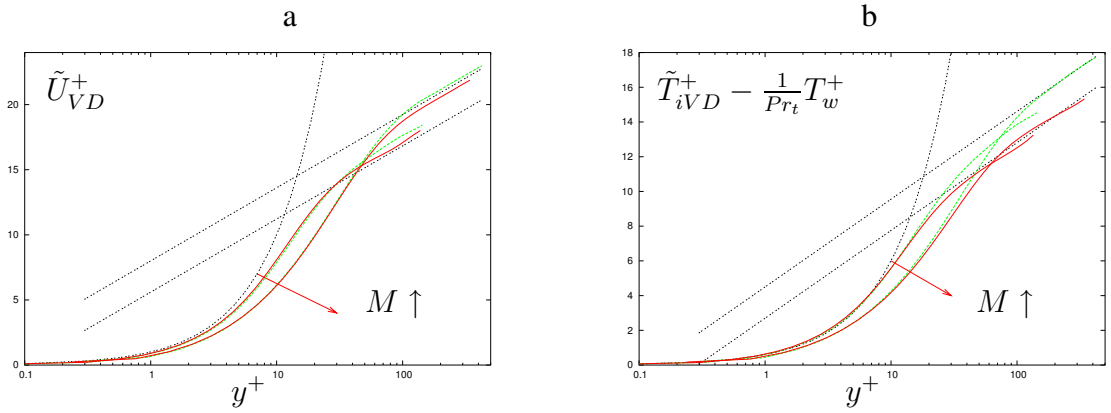


FIG. 6 – Profil de (a) vitesse, (b) température totale en couche limite attachée à (Re, M) croissant ; trait vert pointillé - W_{int} et trait rouge continu - W_{ext}

Couche limite détachée

En écoulement décollé, le frottement et le flux de chaleur à la paroi sont équilibrés par le gradient de pression adverse. Les lois de parois compressibles pour les profils de vitesse et de température totale de couche limite sont donc fonctions de ces trois paramètres. Ainsi, dans les

zones décollées de paroi où les tensions turbulentes sont négligeables, on a :

$$\tilde{I}_1 = h_1(\tau_w, \frac{d\langle\bar{p}\rangle}{dx}, y) = \frac{\tau_w}{\mu_w} y + \frac{1}{2\mu_w}\frac{d\langle\bar{p}\rangle}{dx} y^2 \quad (10)$$

$$\tilde{I}_2 = h_2(\tau_w, q_w, \frac{d\langle\bar{p}\rangle}{dx}, y) \approx T_w - \frac{q_w}{\lambda_w} y + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{\tau_w}{\lambda_w\mu_w}\frac{d\langle\bar{p}\rangle}{dx}\frac{y^3}{6} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{1}{\lambda_w\mu_w}\left(\frac{d\langle\bar{p}\rangle}{dx}\right)^2\frac{y^4}{24}$$

Conclusion

L'étude présente vise à provoquer et étudier le décollement d'une couche limite compressible en canal plan développé. A cette fin nous avons effectué une extension compressible des travaux de thèse de R Howard [9] portant sur le développement d'un modèle de décollement artificiel de l'écoulement. Nous avons de plus intégré la prise en compte de conditions réalistes en entrée et en sortie du domaine afin d'étudier le cas de développement spatial de l'écoulement en canal. Le formalisme de van Driest pour la couche limite attachée a été adapté au cas d'écoulement décollé et a permis de proposer des lois de parois pour la vitesse et la température en fonction du frottement et du flux de chaleur à la paroi et de la perte de charge dans le canal.

Références

[1] L.S.G. Kovasznay. Turbulence in supersonic flow. *Journal of Aeronautical Sciences*, 20 :657, 1953.

[2] G.N. Coleman, J. Kim, and R.D. Moser. A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow. *J. Fluid Mech.*, 305 :159–183, 1995.

[3] M. Lesieur. *Turbulence in Fluids*. Kluwer Academic Publishers, 1997. 3^{rd} revised and enlarged edition.

[4] J. Kim, P. Moin, and R. Moser. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 177 :133–166, 1987.

[5] J. Pallares and L. Davidson. Large-eddy simulations of turbulent heat transfer in stationary and rotating square ducts. *Phys. Fluids*, 14(8) :2804, 2002.

[6] M. Haberkorn. Simulation des grandes echelles en canal plan turbulent : effets de compressibilité et propagation acoustique. In *PhD Thesis*, 2004. Institut de Mécanique des Fluides et des Solides, Strasbourg.

[7] K.W. Thompson. Time-dependent boundary conditions for hyperbolic systems ii. *J. Comp. Phys.*, 89 :439–461, 1990.

[8] T.J. Poinsot and S. K. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comp. Phys.*, 103 :16–42, 1992.

[9] R.J.A. Howard. *Direct numerical simulation and modelling of turbulent channel flows subjected to complex distortions*. PhD thesis, Queen Mary and Westfield College, London, 1999.

[10] P. Bradshaw. Compressible turbulent shear layers. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 9 :33–54, 1977.

[11] J.F. Debieve, P. Dupont, D.R. Smith, and A.J Smits. Supersonic turbulent boundary layer subjected to step changes in wall temperature. *AIAA Journal*, 35(1) :51–57, 1997.

[12] C. Brun, M. Haberkorn, and P. Comte. Compressibility effects in fully developed channel flow up to mach=5. In 5^{th} *Euromech Fluid Mechanics Conference*, Toulouse, 2003.