

TRANSFERTS THERMIQUES CONVECTIFS TRIDIMENSIONNELS AUTOUR D'UN CÔNE DE REVOLUTION

François d'Assise RAKOTOMANGA^{1*}, Edouard ALIDINA¹

¹ Laboratoire de Mécanique des Fluides et Systèmes Energétiques Appliqués (MFSEA), Faculté des Sciences, Université d'Antsirana, B.P. 0, Antsirana 201, Madagascar

* (auteur correspondant : frdassise@yahoo.fr)

Résumé - Une étude numérique des transferts par convection forcée laminaire autour d'un cône de révolution fermé sur sa partie supérieure par une calotte sphérique et incliné par rapport à la verticale est présentée. L'écoulement, de type couche limite, est vertical ascendant et le fluide considéré est newtonien. La vitesse extérieure à la couche limite est déterminée par la méthode des singularités et les équations de conservation sont résolues par une méthode implicite aux différences finies. L'influence de l'angle d'inclinaison du cône sur les transferts est analysée. Les résultats sont présentés par des profils de vitesses et de températures adimensionnels ainsi que par ceux du nombre de Nusselt local et des coefficients de frottement.

Nomenclature

| | | | |
|------------------------|---|---|---|
| a | diffusivité thermique du fluide, m ² /s | V_x, V_y, V_φ | composantes méridienne, normale et azimutale de la vitesse dans la couche limite, m/s |
| Cf_u | coefficient de frottement suivant x | V_p | vitesse de perturbation, m/s |
| Cf_w | coefficient de frottement suivant φ | x, y | coordonnées méridienne et normale du référentiel, m |
| Cp | capacité calorifique à pression constante du fluide, J/kg.K | $\vec{e}_t, \vec{e}_n, \vec{e}_\varphi$ | vecteurs unitaires de la base locale |
| L | longueur de la génératrice du cône, m | <i>Symboles grecs</i> | |
| Nu | nombre de Nusselt | α | angle d'inclinaison, ° |
| P | pression, Pa | φ | coordonnée azimutale, ° |
| Pr | nombre de Prandtl | Φ_p | potentiel de vitesse de perturbation, m ² /s |
| r | distance normale du projeté M d'un point P du fluide à l'axe de révolution du cône, m | λ | conductivité thermique du fluide, W/m.K |
| R | rayon de la sphère, m | μ | viscosité dynamique du fluide, kg/m.s |
| Re_∞ | nombre de Reynolds rapporté à U_∞ | ν | viscosité cinématique du fluide, m ² /s |
| T | température du fluide, K | θ_0 | demi-angle au sommet du cône, ° |
| T_p | température de la paroi, K | ρ | masse volumique du fluide, kg/m ³ |
| T_∞ | température du fluide loin de la paroi, K | <i>Indice ou exposant</i> | |
| Ue, Ue_x, Ue_φ | module, composantes méridienne et azimutale de la vitesse de l'écoulement potentiel autour du cône, m/s | + | grandeurs adimensionnelles |
| U_∞ | vitesse de l'écoulement en amont du cône, m/s | | |

1. Introduction

Bien que de nombreuses études théoriques et expérimentales aient été effectuées sur les transferts convectifs au voisinage d'un cône de révolution, la plupart des travaux ne concernent que la convection naturelle autour d'un cône vertical en rotation ou immobile [1-9]. Par exemple, l'intensité des transferts de chaleur qui se déroulent par convection naturelle le long de la paroi d'un cône est influencée par l'état de la surface de cette paroi [4]. Ainsi, ces transferts sont, pour un cône à paroi sinusoïdale, inférieurs à ceux d'un cône à paroi lisse. Une étude théorique et expérimentale de la convection naturelle développée le long d'un tronç de cône vertical de longueur finie a montré que le flux de chaleur local sur la paroi du cône est fortement influencé par la présence des surfaces supérieure et inférieure du tronç de cône [8].

Dans ce travail, nous considérons un écoulement d'un fluide newtonien autour d'un cône de révolution fermé sur sa partie supérieure par une calotte sphérique. L'écoulement, de type couche limite, est vertical et ascendant et se déroule en convection forcée laminaire. Nous supposons que l'écoulement est de type couche limite et que les transferts sont permanents. Nous déterminons la distribution de la vitesse extérieure à la couche limite en utilisant la méthode des singularités et nous analysons l'influence de l'angle d'inclinaison du cône par rapport à la verticale sur l'écoulement et le transfert thermique dans la couche limite qui se développe autour de ce cône.

2. Formulation mathématique du problème

Le modèle physique considéré est constitué d'un cône de révolution fermé sur sa partie supérieure par une calotte sphérique de rayon R égal à la longueur de la génératrice du cône. Ce cône est incliné d'un angle α par rapport à la verticale et est plongé dans un écoulement d'air (figure 1). L'écoulement est vertical ascendant et la paroi du cône et celle de la calotte sphérique sont maintenues à une température constante T_p , différente de la température T_∞ du fluide loin de la paroi qui est également constante.

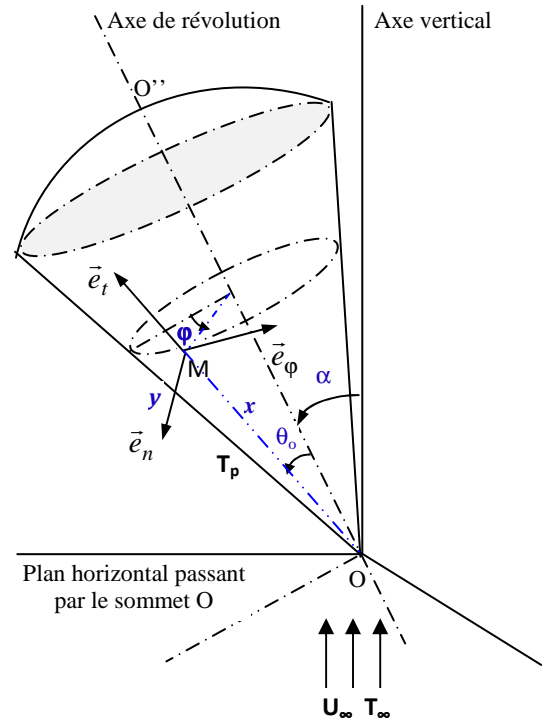


Figure 1 : Schéma du modèle physique

2.1 Hypothèses simplificatrices

Outre les considérations ci-dessus et les hypothèses classiques de la couche limite, nous posons les hypothèses suivantes :

- le cône est immobile,
- les transferts sont laminaires et permanents,
- les transferts radiatifs et la dissipation d'énergie visqueuse sont négligeables,
- le fluide est de l'air dont les propriétés physiques sont constantes.

2.2 Equations de conservation dans la couche limite et conditions aux limites

Dans le repère local $(M ; \vec{e}_t, \vec{e}_n, \vec{e}_\phi)$ (figure 1), les équations de conservation et les conditions aux limites adimensionnelles s'écrivent :

- Equation de continuité

$$\frac{\partial V_x^+}{\partial x_+} + \frac{\partial V_y^+}{\partial y_+} + \frac{1}{r^+} \frac{\partial V_\phi^+}{\partial \phi_+} + \frac{V_x^+}{r^+} \frac{dr^+}{dx_+} = 0 \quad (1)$$

- Equations du mouvement et de la chaleur

$$V_x^+ \frac{\partial V_x^+}{\partial x_+} + V_y^+ \frac{\partial V_x^+}{\partial y_+} + \frac{V_\phi^+}{r^+} \frac{\partial V_x^+}{\partial \phi_+} - \frac{V_\phi^{+2}}{r^+} \frac{dr^+}{dx_+} = Ue^+ \frac{\partial Ue^+}{\partial x_+} + \frac{\partial^2 V_x^+}{\partial y_+^2} \quad (2)$$

$$V_x^+ \frac{\partial V_\phi^+}{\partial x_+} + V_y^+ \frac{\partial V_\phi^+}{\partial y_+} + \frac{V_\phi^+}{r^+} \frac{\partial V_\phi^+}{\partial \phi_+} + \frac{V_\phi^+ V_x^+}{r^+} \frac{dr^+}{dx_+} = \frac{Ue^+}{r^+} \frac{\partial Ue^+}{\partial \phi_+} + \frac{\partial^2 V_\phi^+}{\partial y_+^2} \quad (3)$$

$$V_x^+ \frac{\partial T^+}{\partial x_+} + V_y^+ \frac{\partial T^+}{\partial y_+} + \frac{V_\phi^+}{r^+} \frac{\partial T^+}{\partial \phi_+} = \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial^2 T^+}{\partial y_+^2} \quad (4)$$

avec $\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$, le nombre de Prandtl

- Conditions aux limites

• *A la paroi* : $y_+ = 0$

$$T^+ = 1 \quad ; \quad V_x^+ = 0 \quad ; \quad V_y^+ = 0 \quad ; \quad V_\phi^+ = 0 \quad (5)$$

• *Loin de la paroi* : $y_+ \rightarrow \infty$

$$T^+ \rightarrow 0 \quad ; \quad V_x^+ \rightarrow Ue_x^+ \quad ; \quad V_\phi^+ \rightarrow Ue_\phi^+ \quad (6)$$

avec

$$x_+ = \frac{x}{L} \quad , \quad y_+ = \frac{y}{L} \sqrt{\text{Re}_\infty} \quad , \quad \phi_+ = \phi \quad , \quad r^+ = \frac{r}{L} \quad , \quad V_x^+ = \frac{V_x}{U_\infty} \quad , \quad V_y^+ = \frac{V_y}{U_\infty} \sqrt{\text{Re}_\infty} \quad , \quad V_\phi^+ = \frac{V_\phi}{U_\infty}$$

$$Ue^+ = \frac{Ue}{U_\infty} \quad , \quad Ue_x^+ = \frac{Ue_x}{U_\infty} \quad , \quad Ue_\phi^+ = \frac{Ue_\phi}{U_\infty} \quad , \quad T^+ = \frac{T - T_\infty}{T_p - T_\infty}$$

$\text{Re}_\infty = \frac{U_\infty L}{\nu}$ étant le nombre de Reynolds de l'écoulement axial relatif à U_∞ .

2.3 Nombre de Nusselt et coefficients de frottement à la paroi

- Nombre de Nusselt

$$\text{Nu} \text{Re}_\infty^{-\frac{1}{2}} = - \left(\frac{\partial T^+}{\partial y_+} \right)_{y_+=0} \quad (7)$$

- Coefficients de frottement

$$Cf_u = \frac{2}{\sqrt{\text{Re}_\infty}} \left(\frac{\partial V_x^+}{\partial y_+} \right)_{y_+=0} \quad \text{et} \quad Cf_w = \frac{2}{\sqrt{\text{Re}_\infty}} \left(\frac{\partial V_\phi^+}{\partial y_+} \right)_{y_+=0} \quad (8)$$

3. Détermination de la vitesse extérieure

La vitesse extérieure, décrite par $\vec{U}_e = \vec{U}_\infty + \vec{V}_p$, qui intervient dans les équations de la couche limite est déterminée à partir de la résolution de l'équation de Laplace (9) associée aux conditions aux limites (10) définies par la condition à l'infini amont et la condition de tangence :

$$\Delta \Phi_p = 0 \quad (9)$$

$$\lim_{\|OM\| \rightarrow \infty} \left\| \overrightarrow{\text{grad}} \Phi_p(M) \right\| = 0 \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial \Phi_p}{\partial n} \right)_\Sigma = - \vec{U}_\infty \cdot \vec{e}_n$$

où Φ_p est le potentiel de perturbation, $\vec{V}_p = \overrightarrow{\text{grad}} \Phi_p$ la vitesse de perturbation et \vec{U}_∞ la vitesse de l'écoulement en amont du corps, Σ représente la surface frontière séparant le milieu fluide et la paroi solide.

Le système d'équations (9) – (10) est résolu par la méthode des singularités et un code de calcul a été élaboré pour déterminer les composantes ainsi que le module de la vitesse extérieure. Nous avons validé le code numérique que nous avons élaboré en l'appliquant à la sphère pour laquelle la vitesse extérieure obéit à une expression analytique [10]. On remarque que l'écart relatif entre les résultats issus de nos calculs et ceux déduits de la littérature est très faible, de l'ordre de 1,5% (figure 2). Nos calculs suggèrent ainsi les expressions analytiques (11) et (12) qui décrivent respectivement les composantes adimensionnelles ortho radiale et tangentielle de la vitesse extérieure :

$$\frac{Ue_\varphi}{U_\infty} = A_\varphi \cdot \sin \alpha \cdot \sin \varphi \quad (11)$$

$$\frac{Ue_x}{U_\infty} = A_x \cdot \cos \alpha + B_x \cdot \sin \alpha \cdot \cos \varphi \quad (12)$$

Nous proposons, pour $\theta_0 = 20^\circ$, des corrélations sur les facteurs A_φ , A_x et B_x obtenus par régression polynomiale à partir des résultats du calcul, les coefficients de corrélation étant tous de l'ordre de 0,999. Pour raison de clarté, nous omettons, dans ces corrélations, l'indice + de l'abscisse curviligne adimensionnelle :

- sur le cône :

$$\begin{aligned} A_\varphi(x) &= 2,3181 - 2,29665 x + 5,87104 x^2 - 10,90766 x^3 + 10,3346 x^4 - 4,06092 x^5 \\ A_x(x) &= 0,68 + 3,03296 x - 25,44074 x^2 + 121,069 x^3 - 318,64541 x^4 + 466,99471 x^5 - 356,01959 x^6 \\ &\quad + 110,24752 x^7 \\ B_x(x) &= -0,80834 + 2,69424 x - 21,37757 x^2 + 98,83137 x^3 - 252,98221 x^4 + 363,05621 x^5 - 272,50282 x^6 \\ &\quad + 83,5537 x^7 \end{aligned}$$

- sur la calotte :

$$\begin{aligned} A_\varphi(x) &= 362,34283 - 1543,73477 x + 2638,51534 x^2 - 2253,3194 x^3 + 961,37013 x^4 - 163,90344 x^5 \\ A_x(x) &= 6205,68483 - 25862,60052 x + 43116,22491 x^2 - 35928,7447 x^3 + 14962,24581 x^4 - 2490,91905 x^5 \\ B_x(x) &= -9201,0091 + 39362,6896 x - 67245,207 x^2 + 57349,61429 x^3 - 24417,17984 x^4 + 4151,95638 x^5 \end{aligned}$$

Nous notons que la comparaison des résultats numériques avec ceux donnés par les corrélations est satisfaisante puisque l'écart relatif n'excède pas 1% (tableau 1).

4. Méthodologie numérique

Le domaine d'étude est décomposé en parallélépipèdes curvilignes rattachés au corps et définis par les pas adimensionnels Δx_+ , Δy_+ , $\Delta \varphi_+$ de telle sorte qu'il soit décrit par $(L - 1) \Delta x_+$, $(M - 1) \Delta y_+$, $(N - 1) \Delta \varphi_+$.

Les équations de conservation (1) – (4) associées aux conditions aux limites (5) et (6) sont discrétisées à l'aide d'une méthode implicite aux différences finies.

Pour alléger les notations, nous posons :

$$U = V_x^+ ; V = V_y^+ ; W = V_\varphi^+ ; Ue = Ue^+ ; T = T^+ .$$

Les équations de conservation discrétisées se mettent sous la forme suivante :

$$A_j F_{j-1} + B_j F_j + C_j F_{j+1} = D_j \quad 2 \leq j \leq JMAX - 1 \quad (13)$$

où F représente les grandeurs T , U et W , JMAX caractérise l'épaisseur de la couche limite.

Les systèmes d'équations algébriques (13) associés aux conditions aux limites discrétisées sont résolus par l'algorithme de Thomas. La composante normale V de la vitesse est déduite de l'équation de continuité :

$$V_{i+1,j+1}^k = V_{i+1,j}^k - \Delta y_+ \left[\frac{U_{i+1,j}^k - U_{i,j}^k}{\Delta x_+} + \frac{W_{i+1,j}^{k+1} - W_{i+1,j}^{k-1}}{r_{i+1}^+ (2 \Delta \varphi_+)} + \frac{U_{i+1,j}^k}{\Delta x_+} \left(1 - \frac{r_i^+}{r_{i+1}^+} \right) \right] \quad (14)$$

$$1 \leq i \leq L-1, \quad 2 \leq k \leq N-1, \quad 2 \leq j \leq \text{JMAX}$$

La convergence au sein de la couche limite est supposée atteinte lorsque le critère suivant est simultanément vérifié pour T , U et W :

$$\left| \frac{F_{j\max} - F_l}{F_l} \right| \leq \varepsilon \quad (15)$$

où $F = (T, U, W)$, $l = \infty$ pour T , $l = ex$ pour U et $l = e\varphi$ pour W , $\varepsilon = 10^{-3}$ pour T , U et W .

Les dérivées partielles des expressions du nombre de Nusselt local et des coefficients de frottement pariétal sont approchées par une discrétisation à 3 points.

5. Résultats et discussions

Les résultats présentés ici sont obtenus avec un cône de demi-angle d'ouverture $\theta_0 = 20^\circ$ de longueur égale au rayon de la sphère R et pour $Pr = 0,7$, $T_p = 373K$ et $T_\infty = 273K$.

Les figures 3 et 4 illustrent l'évolution du nombre de Nusselt local représenté par la quantité adimensionnelle $Nu \cdot Re_\infty^{-\frac{1}{2}}$ en fonction de x_+ et de φ respectivement. On remarque que l'échange de chaleur entre la paroi et l'air est uniforme autour du tronc de cône à l'exception du bord d'attaque et de la région du raccordement, zones dans lesquelles l'écoulement subit des perturbations. Il est à noter que le nombre de Nusselt local, pratiquement constant le long de la paroi du cône, décroît brusquement pour tendre asymptotiquement vers une valeur constante le long de la calotte sphérique. Cette évolution est due à la symétrie de révolution et à un changement brusque de la courbure de la surface du corps au niveau du raccordement entre le cône et la calotte sphérique. L'accroissement de l'angle d'inclinaison du cône provoque une atténuation de l'échange de chaleur entre la paroi et le fluide.

Le coefficient de frottement pariétal augmente le long de la paroi du cône pour atteindre une valeur maximale localisée au voisinage de la zone de raccordement entre le cône et la calotte sphérique puis décroît brusquement pour tendre vers une valeur nulle le long de la calotte sphérique (figure 5). Cette évolution explique le décollement de la couche limite. Le point de décollement se rapproche de la zone de raccordement au fur et à mesure de l'accroissement de l'angle d'inclinaison. Pour $\alpha = 20^\circ$, le décollement a lieu au voisinage de l'abscisse $x_+ = 1,26$ sur le méridien $\varphi = 180^\circ$ (figure 5a), et à l'abscisse $x_+ = 1,2$ pour $\alpha = 25^\circ$ (figure 5b). Ces courbes montrent également qu'il existe une ligne privilégiée sur laquelle la valeur du coefficient de frottement Cf_u ne dépend pas de φ . Cette ligne se situe au voisinage de la ligne de raccordement, à l'abscisse $x_+ = 0,92$. Ces résultats sont corroborés par l'évolution suivant un profil sinusoïdal avec φ de Cf_u (figure 6). En effet, pour des valeurs de φ comprises entre 0° et 180° le coefficient de frottement croît avec x_+ jusqu'à atteindre une valeur maximale au voisinage de $x_+ = 1$. Cette valeur et la position x_+ correspondante diminuent avec l'augmentation de φ . Il est à noter que les valeurs de ce coefficient augmentent avec φ pour $x_+ < 0,92$ et diminuent avec l'augmentation de φ pour $x_+ > 0,92$. Le coefficient de frottement pariétal suivant φ , qui est représenté par la quantité adimensionnelle $\frac{1}{2} Cf_w \cdot Re_\infty^{-\frac{1}{2}}$, évolue globalement avec φ suivant un profil sinusoïdal (figure 7). Il semble logique que sa valeur soit maximale au méridien $\varphi = 90^\circ$ et nulle en $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 180^\circ$. Cette évolution corrobore celle de la composante azimutale adimensionnelle de la vitesse.

Les valeurs négatives de la composante normale de la vitesse caractérisent un mouvement du fluide vers la paroi. Ces valeurs montrent que ce mouvement au niveau de la paroi inférieure est, parce que l'écoulement est dissymétrique, supérieur à celui observé à la paroi supérieure du cône (figure 8). Cela démontre que le fluide adhère mieux à la paroi la plus exposée à l'écoulement. Toutefois, le fluide est refoulé par la paroi de la calotte sphérique, suite à la perturbation que subit l'écoulement lorsque le fluide traverse la ligne de raccordement. Lorsque l'angle d'inclinaison est relativement élevé, l'amplification du refoulement du fluide par la paroi de la face supérieure de la calotte prédit le décollement rapide de l'écoulement dans cette zone.

Nous constatons, d'une part, que la température et les composantes adimensionnelles de la vitesse évoluent linéairement dans la couche limite suivant la normale et, d'autre part, que l'épaisseur de la couche limite varie très faiblement aussi bien suivant x_+ que suivant φ . L'influence de l'inclinaison du corps se traduit par une légère augmentation de l'épaisseur de la couche limite (figure 9).

6. Conclusion

Nous avons procédé à une étude numérique de l'écoulement et des transferts de chaleur dans la couche limite développée autour d'un cône de révolution fermé par une calotte sphérique et plongé dans un écoulement forcé vertical ascendant. Les équations de conservation ont été résolues par un schéma implicite aux différences finies associé à l'algorithme de Thomas, tandis que la distribution de la vitesse extérieure à la couche limite a été déterminée à l'aide de la méthode des singularités. Les résultats montrent notamment que la variation rapide de la géométrie du corps génère de forte perturbation de l'écoulement au voisinage de la circonférence de contact et que l'évolution du champ de vitesse extérieure est relativement complexe. Cette évolution est confirmée par celle du coefficient de frottement pariétal suivant la ligne méridienne, ce dernier atteignant sa valeur maximale au niveau du raccordement avant de tendre aussi rapidement vers une valeur nulle sur la sphère. Nous avons proposé des corrélations pratiques pour décrire les composantes de la vitesse extérieure pour une ouverture donnée du cône.

Références

- [1] P. J. SINGH, S. ROY, Unsteady mixed convection flow over a vertical cone due to impulsive motion, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (mars 2007) 949-959.
- [2] M. SIABDALLAH, B. ZEGHMATI, M. DAGUENET, Etude de la convection naturelle thermique et massique dans la couche limite autour d'un tronc de cône à paroi sinusoïdale, *12^e Journée Internationale de Thermique* (Maroc 2005).
- [3] D. ANILKUMAR, S. ROY, Unsteady mixed convection flow on a rotating cone in a rotating fluid, *Applied Mathematics and Computation*, 155 (6 august 2004) 545-561.
- [4] POP, TSUNG-YEN, Natural convection over a vertical wavy frustum of a cone, *Int. J. Num. Non-linear Mechanics*, 34 (1999) 925-934.
- [5] A. NAKAYAMA, S. OHSAWA, H. KOYAMA, Free convection from a cone with a closed end, *Letters in Heat and Mass Transfer*, 9 (nov.-déc. 1992) 455-462.
- [6] R. HIMASEKHAR, P. K. SARMA, K. JANARDHAN, Laminar mixed convection from a vertical rotating cone, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 15 (1989) 99-108.
- [7] M. KUMARI, I. POP, G. NATH, Mixed convection along a vertical cone, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 15 (1989) 247-255.
- [8] H. KOYAMA, A. NAKAYAMA, S. OHSAWA, H. YAMADA, Theoretical and experimental study of free convection from a vertical frustum of a cone of a finite length, *International Journal Heat and Mass Transfer*, 28 (1985) 969-976.

[9] R. G. HERING, R. J. GROSH, Laminar free convection from a non isothermal cone, *International Journal Heat and Mass Transfer*, 5 (1982) 1059-1068.

[10] J. H. SCHLICHTING, Boundary-layer theory, *Mc Graw Hill* (1968).

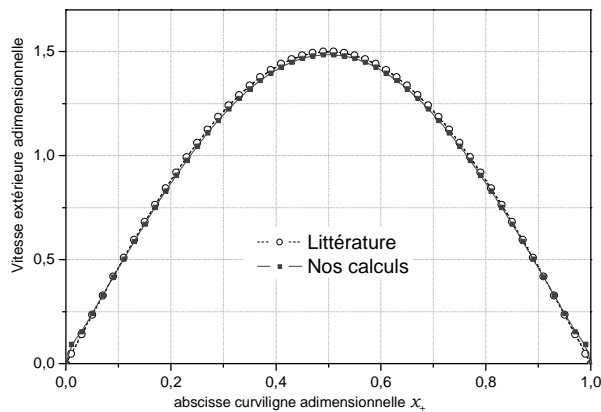


Figure 2 : Evolution de la vitesse extérieure $\frac{U_e}{U_\infty}$ à la couche limite autour d'une sphère de rayon R . Comparaison des résultats de nos calculs avec ceux déduits de la littérature : $\frac{U_e}{U_\infty} = \frac{3}{2} \sin\left(\frac{x}{R}\right)$

| x_+ | Calculs | Corrélations | Err. rel. % |
|-------|---------|--------------|-------------|
| 0,081 | 0,76354 | 0,76177 | 0,232 |
| 0,113 | 0,77623 | 0,77849 | 0,291 |
| 0,145 | 0,78793 | 0,78929 | 0,173 |
| 0,177 | 0,79856 | 0,79809 | 0,060 |
| 0,210 | 0,80841 | 0,80680 | 0,199 |
| 0,242 | 0,81774 | 0,81610 | 0,201 |
| 0,274 | 0,82674 | 0,82592 | 0,099 |
| 0,306 | 0,83556 | 0,83590 | 0,041 |
| 0,339 | 0,84431 | 0,84564 | 0,157 |
| 0,371 | 0,85313 | 0,85490 | 0,207 |
| 0,403 | 0,86209 | 0,86364 | 0,180 |
| 0,435 | 0,87131 | 0,87207 | 0,087 |
| 0,468 | 0,88088 | 0,88056 | 0,037 |
| 0,500 | 0,89092 | 0,88958 | 0,151 |
| 0,532 | 0,90155 | 0,89961 | 0,216 |
| 0,565 | 0,91292 | 0,91103 | 0,207 |
| 0,597 | 0,92520 | 0,92406 | 0,123 |
| 0,629 | 0,93861 | 0,93875 | 0,014 |
| 0,661 | 0,95345 | 0,95495 | 0,158 |
| 0,694 | 0,97009 | 0,97251 | 0,249 |
| 0,726 | 0,98906 | 0,99141 | 0,237 |
| 0,758 | 1,01120 | 1,01220 | 0,099 |
| 0,790 | 1,03750 | 1,03620 | 0,131 |
| 0,823 | 1,07010 | 1,06650 | 0,337 |
| 0,855 | 1,11230 | 1,10860 | 0,329 |
| 0,887 | 1,17040 | 1,17120 | 0,062 |
| 0,919 | 1,25950 | 1,26760 | 0,633 |
| 0,952 | 1,42250 | 1,41710 | 0,381 |

Tableau 1 : Comparaison entre les résultats numériques et ceux déduits des corrélations de $\frac{U_{e,x}}{U_\infty}$ en fonction de x_+ pour $\alpha = 25^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$ sur le cône.

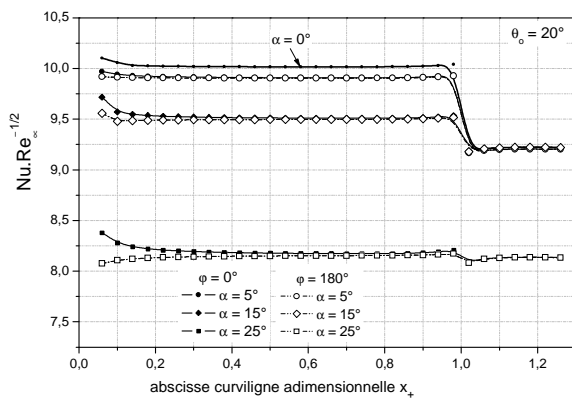


Figure 3 : Nombre de Nusselt local en fonction de x_+ : $\varphi = 0^\circ$; $\varphi = 180^\circ$

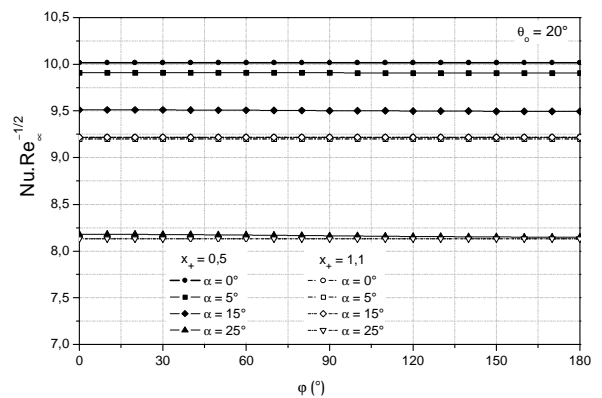


Figure 4 : Nombre de Nusselt local en fonction de φ : $x_+ = 0,5$; $x_+ = 1,1$

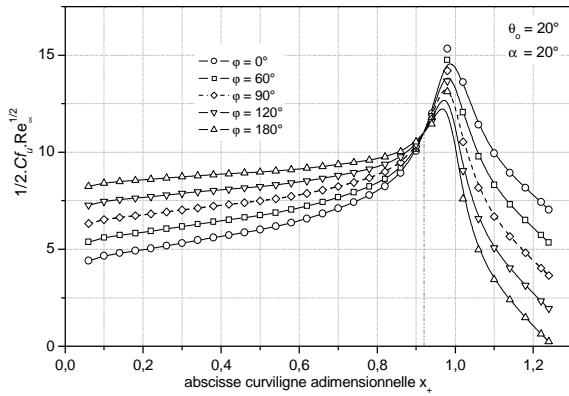


Figure 5a : Coefficient de frottement suivant x_+ en fonction de x_+ pour $\alpha = 20^\circ$

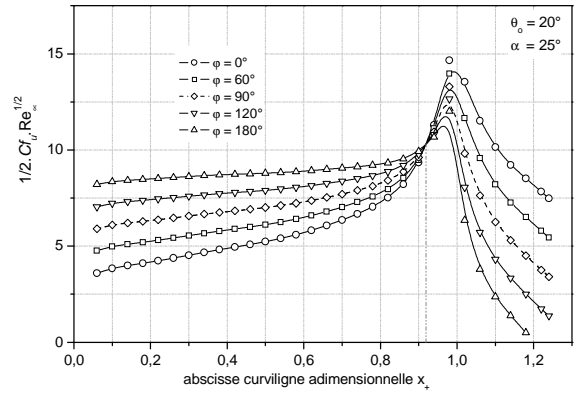


Figure 5b : Coefficient de frottement suivant x_+ en fonction de x_+ pour $\alpha = 25^\circ$

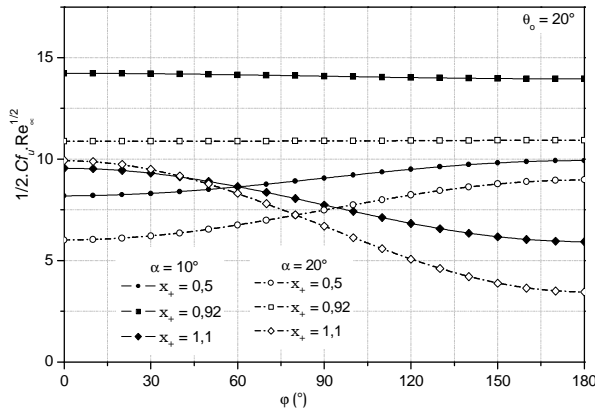


Figure 6 : Coefficient de frottement suivant x_+ en fonction de ϕ : $\alpha = 10^\circ$; $\alpha = 20^\circ$

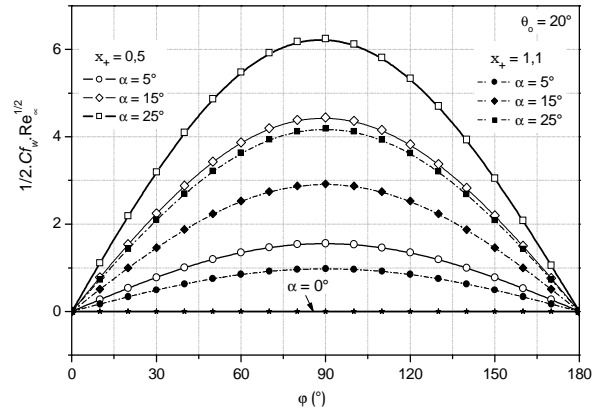


Figure 7 : Coefficient de frottement suivant ϕ en fonction de ϕ : $x_+ = 0,5$; $x_+ = 1,1$

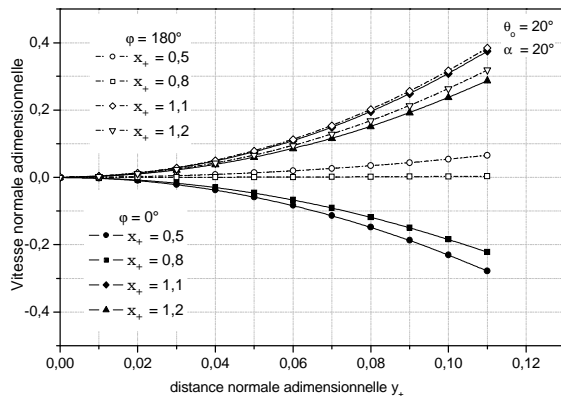


Figure 8 : Vitesse normale dans la couche limite sur les méridiens inférieur ($\phi = 0^\circ$) et supérieur ($\phi = 180^\circ$)

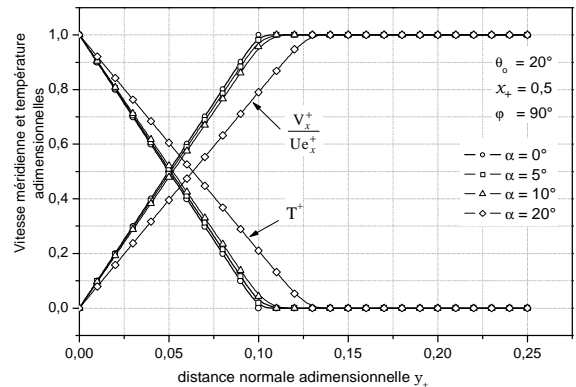


Figure 9 : Vitesse méridienne et température dans la couche limite sur le méridien $\phi = 90^\circ$ pour $x_+ = 0,5$