

SIMULATION NUMERIQUE D'UN JET TURBULENT FORTEMENT CHAUFFE

Mahmoud RIAHI KHALLOUFI, Adel GHARBI et Taïeb LILI

Faculté des Sciences de Tunis, Département de Physique, Laboratoire de Mécanique des Fluides Campus
Universitaire, Le Belvédère, 1060 Tunis – Tunisie

résumé : ce travail est consacré à l'étude d'un jet turbulent d'air faiblement et fortement chauffé en situation légèrement confiné. La contribution que se propose d'apporter ce papier est la confrontation de mesures détaillées et de modélisations numériques fiables. Les comparaisons calcul-expérience portent sur des grandeurs moyennes telles que la décroissance axiale de vitesse et de la température, l'évolution axiale des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement. On a comparé également le calcul aux mesures de turbulences telles que la variance des fluctuations de vitesse et de la température.

Mots clés : jet, turbulent, chauffé, dynamique, thermique.

nomenclature :

Symboles latins :

D Diamètre de la buse, m
 F_θ Facteur d'aplatissement du scalaire
K Energie cinétique de la turbulence
 $K = 1/2 R_{ij}$
p Pression statique, N.m⁻²
 R_j Nombre de Reynolds du jet
 $R_j = U_j D_j / \nu_j$
 R_{ij} Composantes du tenseur de
Reynolds $R_{ij} = u_i u_j$
 R_ρ Rapport des densités entre le jet et le
fluide ambiant $R_\rho = \rho_j / \rho_e$
 S_θ Facteur de dissymétrie du scalaire

T, t'' Température moyenne et sa fluctuation, K
 u_i Composantes de la vitesse fluctuante, m.s⁻¹
U Composantes de la vitesse moyenne, m.s⁻¹
 U_e Vitesse du co-courant ms⁻¹
 U_j Vitesse à l'éjection ms⁻¹
x Distance axiale par rapport à la sortie de la
buse, m
 ϵ Taux de dissipation de l'énergie cinétique

Symboles grecs :

ρ Masse volumique, Kg.m⁻³

Indices :

e Grandeurs sur la frontière extérieure du jet
i Grandeurs sur la frontière intérieure du jet
c Grandeurs sur l'axe du jet
co Co-courant
t Relative à un grandeur turbulent

1.INTRODUCTION :

Les jets subsoniques fortement chauffés relèvent des écoulements à masse volumique variable due à l'inhomogénéité de la température. A ce titre, ils sont représentatifs des phénomènes physiques de transferts turbulents de chaleur et de quantité de mouvement hors effets de compressibilité. Ces écoulements trouvent de nombreuses applications pratiques notamment à la sortie des réacteurs double-flux, ou à la frontière libre d'un jet de paroi pour le refroidissement des aubes des turbines de turbomachines. La stratégie générale d'étalonnage progressif des modèles de turbulence, en référence à des configurations de complexité croissante, fait envisager le jet libre comme une première étape vers la simulation de cas industriels complets.

En utilisant les résultats expérimentaux obtenus à l'Institut de Recherche sur les Phénomènes hors Equilibre de Marseille (**I.R.P.H.E.**), une étude numérique a eu pour objectif de tester un modèle de turbulence avec fermeture au niveau des moments du second ordre.

Avant d'envisager l'étude d'écoulement fortement chauffé il nous a paru nécessaire de bien caractériser le jet faiblement chauffé en déterminant les grandeurs macroscopiques et fluctuant de la vitesse et de la température. Ceci dans un double souci d'une part, pour pouvoir apprécier la conformité de nos résultats avec

ceux existant dans la littérature et d'autre part, pour obtenir une base de comparaison solide pour le jet fortement chauffé.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL :

Il s'agit d'un jet de tube axisymétrique ($D_j=26\text{mm}$), vertical ascendant, pleinement turbulent dès la sortie de vitesse $U_j=12\text{ms}^{-1}$, de nombre de Reynolds $Re=21000$ et de faible nombre de Mach $=0.106$. Le fait que l'écoulement soit turbulent à l'émission présente principalement un avantage pour la prédétermination numérique. L'adaptation d'un écoulement d'air co-courant par l'utilisation d'une veine carré de côté $D_c=285\text{mm}$, de vitesse $U_c=0.9\text{ms}^{-1}$ nous permet de maîtriser les conditions aux limites en vue des modélisations[1]

3. EQUATIONS GENERALES ET MODELISATIONS :

Les équations de transport à résoudre comprennent, outre les équations des champs moyens de vitesse (\tilde{U} et \tilde{V}), celles de toutes les composantes du tenseur de Reynolds et celle de la dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence. La modélisation des équations aux tensions de Reynolds (éq. 1) est inspirée des modèles classiques de Hanjalic et Launder [2], Elle fait appel notamment à l'hypothèse de Rotta [3] pour les termes non linéaires de presso-corrélations, les termes linéaires étant approchés par une hypothèse d'isotropisation de la production. La contribution des effets de pression près des parois est modélisée par un terme de réflexion (f_{ijw}).

$$\rho \frac{D R_{ij}}{Dt} = d_{ij} + P_{ij} + V_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} d_{ij} &= C_S \left(\bar{\rho} (K / \varepsilon) R_{m1} R_{ij,1} \right)_{,m} & P_{ij} &= -\bar{\rho} \left(R_{im} \tilde{U}_{j,m} + R_{jm} \tilde{U}_{i,m} \right) \\ V_{ij} &= \beta \left(F_{\gamma i} \bar{P}_{,j} + F_{\gamma j} \bar{P}_{,i} \right) & \phi_{ij} &= \phi_{ij1} + \phi_{ij2} + \phi_{ijw} \end{aligned}$$

Les équations de transport comprennent celles du champ moyen de température \tilde{T} responsable de la variation de densité. A ces équations s'ajoutent celles des flux scalaires turbulents ainsi que la variance du scalaire. L'équation de la variance du scalaire (éq. 2) ne contient qu'une modélisation, qui est celle du terme de diffusion turbulente ; celle-ci est calquée sur la modélisation du terme analogue de l'équation de l'énergie cinétique de la turbulence.

$$\bar{\rho} \frac{D \tilde{\theta}^2}{Dt} = C_{\theta\theta} \left(\bar{\rho} (K / \varepsilon) R_{ij} \theta_{,i}^2 \right)_{,j} - 2 \bar{\rho} F_{\theta i} \tilde{\Gamma}_{,i} - 2 \bar{\rho} \varepsilon_{\theta} \quad (2)$$

Enfin, nous avons négligé, dans nos calculs, tous les termes dus à la gravité (zone de jet pur dominée par les forces d'inertie, $|M_j/G| \gg 1$ avec G un terme traduisant les effets de gravité) et nous avons utilisé les constantes standard des modèles en incompressible, constantes préconisées par Gibson et Launder [4].

4. METHODES NUMERIQUES :

Le système des équations de transport est résolu dans un volume cylindrique avec l'hypothèse d'axisymétrie mais sans approximation de type couche limite. Le modèle est implanté dans un code elliptique en volumes finis dérivé du code TEAM (Turbulent Elliptic Axisymetric Manchester) proposé par Hung et Leschziner [5] il a été adopté pour la simulation d'écoulements turbulents, dilatables, bidimensionnels plans et

axisymétrique, stationnaire. Ce code fait appel à une discrétisation en volumes fini sur maillages décalés pour les composantes de vitesse moyennes et pour les composantes des deuxièmes moments turbulents diffusivités turbulentes apparentes déduites des équations discrétisées et linéarisation adéquates des termes sources.

5.RESULTATS NUMERIQUES ET COMPARAISONS EXPERIMENTALES :

L'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne est représentée respectivement pour l'air faiblement chauffé et l'air fortement chauffé sur la figure 1 par le rapport des écarts de vitesse $(U_j - U_e)/(U_c - U_e)$ en fonction de la position axiale x/D_j . On remarque une influence marquée du rapport des masses volumiques des jets sur le taux de décroissance axiale, avec une décroissance plus prononcée de \tilde{U}_c lorsque le rapport (ρ_j/ρ_e) diminue. En particulier le jet d'air fortement chauffé se développe beaucoup plus rapidement que le jet d'air faiblement chauffé. Cependant, la masse volumique ne semble pas être la seule cause d'un tel effet. Gladnick et al.[6] montrent, en effet, que la décroissance axiale de la vitesse longitudinale est liée au rapport initial (U_j/U_e) ainsi qu'à la forme du profil de la vitesse initiale. Dans le cas des conditions de fonctionnement adoptées, le rapport (U_j/U_e) est directement dépendant de niveau de chauffage ($U_j/U_e = 13$ pour le cas contaminant passif et 36 pour le cas chaud).

Les résultats numériques confirment que l'augmentation du rapport (ρ_j/ρ_e) et l'existence éventuelle d'un faible confinement retarde légèrement l'épanouissement du jet. Toute fois, les évolutions de jet d'air faiblement chauffé et d'air fortement chauffé ne sont en aucun cas comparables. Ceci justifie la prédominance de l'effet de masse volumique.

Enfin, on doit signaler que les recouvrements réalisés sont très satisfaisants et ce, pour l'air faiblement chauffé dans la région allant jusqu'à $x/D_j=40$, région où l'écoulement de jet est loin d'être développé, ainsi que les hypothèses de pseudo-similitude sont totalement vérifiées.

La figure 2 est consacrée à l'étude des évolutions axiales des grandeurs turbulentes, notamment l'écart-type des fluctuations de vitesse longitudinale $\overline{u'^2}^{1/2}$ normalisé par l'écart de vitesse moyenne correspondant $(U_c - U_e)$ respectivement pour le jet d'air faiblement chauffé et d'air fortement chauffé. La diminution de la masse volumique dû à l'augmentation de la température présente une influence considérable. Il en résulte un développement beaucoup plus rapide pour l'air le plus léger, c'est à dire, l'air fortement chauffé. Cet effet apparaît de façon claire dès les toutes premières sections de mesure puisque les conditions initiales pleinement turbulentes sont identiques pour les deux cas (air faiblement chauffé et air fortement chauffé). (Taux de turbulence de 4% en sortie). La valeur asymptotique atteinte dès $x/D_j = 5$ pour l'air fortement chauffé est analogue à celle obtenue par Joly et al. [7] et par les résultats expérimentaux de Sautet [8] et Djeridane [9] Ces résultats traduisent un effet d'entraînement beaucoup plus important pour l'air le plus léger, ainsi, à $x/D_j = 5$, le jet fortement chauffé à un entraînement sept fois plus grand que le cas contaminant passif. Cette propriété se ressent également sur les moments d'ordre trois et quatre des fluctuations de vitesse que nous allons considérer ci après. Il apparaît ainsi que l'existence du chauffage tend à augmenter légèrement le niveau de turbulence sur l'axe.

L'évolution axiale de la température moyenne, représentée par la figure 3 en fonction du rapport $(T_j - T_e)/(T_c - T_e)$ traduit un comportement identique de la décroissance axiale de la vitesse moyenne figure 1, avec une influence plus significative pour la température.

On notera que, l'accord calcul-expérience est relativement bon. Le modèle au second ordre sous sa version standard utilisée ici semble pouvoir décrire convenablement les mesures.

Les intensités des fluctuations de température $\overline{t'^2}^{1/2}$ normalisées par la différence de température moyenne au centre de jet par rapport à la température ambiante, $T_c - T_e$, sont présentés sur la figure 4. On constate une augmentation rapide de $\overline{t'^2}^{1/2}/(T_c - T_e)$. Les valeurs maximales sont suivies d'une courte zone de décroissance jusqu'à $x/D_j = 15$ au delà de laquelle les valeurs de $\overline{t'^2}^{1/2}/(T_c - T_e)$ pour le jet faiblement chauffé tendent vers une valeur asymptotique sur toute une zone comprise entre $x/D_j = 15$ et $x/D_j = 40$. Au-delà de

cette dernière abscisse, où la température de l'écoulement fortement chauffé se rapproche notablement de la température extérieure.

Par ailleurs la valeur asymptotique des fluctuations du champ thermique est atteinte plus en aval lorsque le jet débouchant devient plus léger que le milieu dans lequel il débouche. Ce résultat semble également être confirmé par la comparaison des résultats sur les jets axisymétriques à masse volumique variable présentés par Sarh[10].

L'analyse de l'effet du fort chauffage sur l'évolution axiale des fluctuations de température par le biais de la comparaison des pentes avec lesquelles croissent les valeurs axiales de $\overline{t}^{-1/2} / (T_c - T_e)$, ainsi que le décalage longitudinale de la position de leur valeur maximale, montre que le fort chauffage modifie notablement le comportement des jets dans la zone proche sortie.

Les calculs fournissent des résultats pour le champ scalaire turbulent moins bons que ceux pour le champ dynamique. On obtient, dans ce cas aussi, une tendance vers des valeurs asymptotiques comparables grâce à la normalisation par les valeurs axiales du scalaire moyen. Ceci est en bon accord avec les expériences de Pitts [11]. Dans le cas du jet d'air faiblement chauffé, l'évolution axiale de l'écart-type du contaminant passif $\overline{t}^{-1/2}$

est décalée par rapport au profil expérimental mais la forme générale est assez bien déterminée. Les seules modélisations intervenant dans l'équation de la variance du scalaire étant celles de la diffusion turbulente et de la dissipation, il est vraisemblable que les écarts entre l'expérience et le calcul pour le jet d'air faiblement chauffé soient dus à la modélisation de l'équation de la dissipation dans la zone initiale couvrant les tous premiers diamètres. Ces écarts peuvent aussi provenir en partie des différences déjà constatées dans les champs dynamiques expérimentaux et numériques, puisque, dans le cas du contaminant passif, le champ scalaire n'affecte pas le champ dynamique mais est simplement transporté par celui-ci. D'ailleurs, les résultats obtenus pour la variance de température à une distance de 20 diamètres sont en bon accord (taux de turbulence légèrement inférieur à 0.25) avec ceux de Chua & Antonia [12]

L'influence du chauffage sur le comportement axial des moments d'ordre trois et quatre peut être appréhendée à partir des facteurs de dissymétrie $\left(S_u = \overline{u^3} / \left(\overline{u^2} \right)^{3/2} \right)$ (Skewness) et d'aplatissement

$\left(F_u = \overline{u^4} / \left(\overline{u^2} \right)^2 \right)$ (Flatness). Les résultats expérimentaux et numériques des évolutions axiales de S_u et F_u respectivement représentées sur les figures 4 et 5 dans le cas des jets d'air faiblement chauffé et d'air fortement chauffé, montrent que, mis à part une région proche de la sortie ($x/D_j \leq 10$), l'écoulement étudié est quasi-Gaussien sur l'axe ($S_u \approx 0$ et $F_u \approx 2.8$) avec, cependant, des valeurs de S_u légèrement négatives pour le jet d'air faiblement chauffé et, au contraire, faiblement positives pour le jet d'air fortement chauffé.

Lorsque $x/D_j < 10$, de fortes dissymétries (figure 5) associées aux valeurs négatives de S_u existent, traduisant l'existence de sous-vitesses. Par analogie aux résultats obtenus sur S_θ par Browne et al. [13] pour un jet rectangulaire d'air chauffé, ces valeurs négatives de S_u proviendraient de l'intrusion occasionnelle de fluide extérieur sur l'axe des jets étudiés. De même, là où un minimum de Skewness est obtenu, un maximum de Flatness existe (figure 6). Ces observations concernent, en réalité, une région caractéristique du jet : la fin du cône potentiel matérialisant le fait que la couche de mélange axisymétrique, qui se développe juste en amont de la sortie de la buse, atteint l'axe du jet. L'étendue de ce dernier est tout à fait indépendant du chauffage. C'est ainsi que l'on observe (figure 5) quasiment une même dissymétrie qui apparaît puis disparaît simultanément pour le jet faiblement et fortement chauffé.

Il est à noter que les valeurs initiales de S_u et F_u sont expérimentalement et numériquement identiques pour les deux jets, et nous avons respectivement pour le Skewness et le Flatness - 0.4 et 3.3, qui sont exactement les valeurs déterminées par Kim et al. [14] en simulation numérique directe, au centre d'un écoulement de canal rectangulaire.

Enfin, ces représentations nous ont permis de bien mettre en évidence les capacités et les limites actuelles du modèle classique du second ordre. Cette version, si elle s'avère suffisante pour décrire le comportement des moments d'ordre un et deux, relève, néanmoins, encore bien des insuffisances que l'on décèle en particulier dans la région initiale des jets où les variations des différentes grandeurs sont beaucoup plus rapides et notamment dans les prédéterminations des moments d'ordre trois et quatre. Il s'agit là, bien sûr, d'un test sévère pour le modèle du second ordre. On notera aussi l'influence de l'intermittence dont la prise en compte dans le modèle n'est pas explicitement introduite.

6.CONCLUSION :

La modélisation proposée basée sur une représentation en moyennes pondérées par la masse a permis de prédire à la fois le cas de jets faiblement et fortement chauffés. Les comparaisons détaillées avec les résultats expérimentaux et les développements numériques concernant les champs moyens dynamiques et thermique nous permettent de dégager que les effets des variations de masse volumique dus au chauffage semblent être bien prédéterminés par les biais de la moyenne pondérée par la masse ou moyenne de Favre, avec les modélisations au second ordre.

Après réflexion, il semble que l'originalité des quelques résultats acquis est la source d'encouragements à poursuivre l'étude entreprise à travers certaines perspectives envisageables sous deux aspects :

- Prendre en compte les effets de structures cohérentes dans les jets fortement chauffés où ces structures sont dépendantes des effets surfaciques notamment proches des parois.
- Développer l'étude expérimentale d'écoulements avec des températures plus importantes et à grand nombre de Reynolds, à l'aide d'une approche LES (simulation de grosses structures) et /D.N.S. (simulation directes)

REFERENCES :

- [1] A. Gharbi, M. Amielh, F. Anselmet, " *Experimental investigation of turbulence properties in the interface region of variable density turbulent jets* ", Phys Fluids 7 (10) (1995) 2444-2454.
- [2] Hanjalic et Launder " *A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flow* " J. Fluid Mech., vol. 52, n°4. p. 609.(1972).
- [3] J. Rotta, " *Statistische theorie nichthomogener turbulenz* " I, Z. Phys 129 (1951) 547-573
- [4] M.M. Gibson, B.E. Launder, " *Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer* ", J. Fluid Mech. 86 (1978) 491-511.
- [5] Hung et Leschziner " *Stabilization of recirculating flow computations performed with second moment closure and third order discretization* " Vth Int. Symp. On Turb. Shear Flows, Cornell Univ. (1985)
- [6] Gladnick et al " *Near-field characteristics of a turbulent coflowing jet* " AIAAJ., vol. 28, pp. 1405-1414 "Near-field characteristics of a turbulent coflowing jet" .(1990)
- [7] Joly et al. " *Modélisation des jets turbulents subsoniques fortement chauffés* " Rev Gén Therm, Vol. 36, pp. 101-102-105.(1997)
- [8] Sautet " *Dynamic behavior of variable-density, turbulent jets in their near development field* " Phys Fluids A 7, 2796-2805. (1995)
- [9] Djeridane " *Contribution à l'étude expérimentale de jets turbulents axisymétriques à densité variable* " Thèse, Univ d' Aix-Marseille II, Réf 207-94-57.(1994)
- [10] Sarh " *Contribution à l'étude des jets turbulents à masse volumique variable et des flammes de turbulentes de diffusion* " Thèse d'Etat, Université Pierre et Marie Curie, Paris.(1990)
- [11] Pitts " *Effects of global density and Reynolds number variation on mixing in turbulent, axisymmetric jets* " NBSIR 86-3340, Nat Bur Stanb, US Depart Commerce.(1986).
- [12] Chua & Antonia " *Turbulent Prandtl number in circular jet* " Int. J.Heat Mass Transfert, 33 pp. 331-339.(1990)
- [13] Browne L.W., Antonia R.A. et Chambers A.J. " *The interaction region of a turbulent plane jet* " J. Fluids A, vol. 21, pp. 307-310.(1983)
- [14] Kim et al. " *Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number* " J. Fluid Mech., vol. 177, pp. 133-166.(1987).

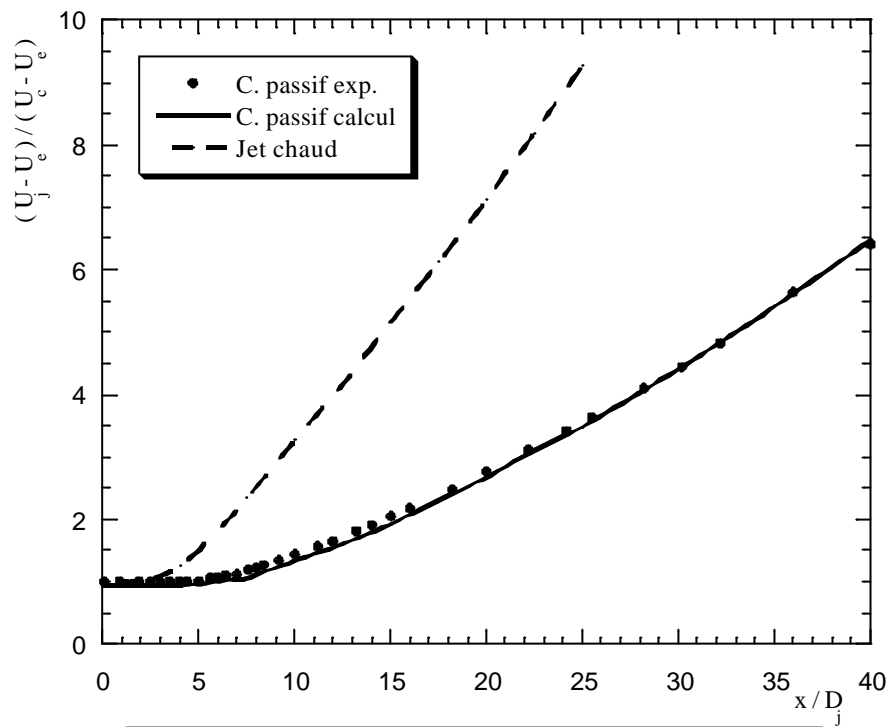


Fig1.Evolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne

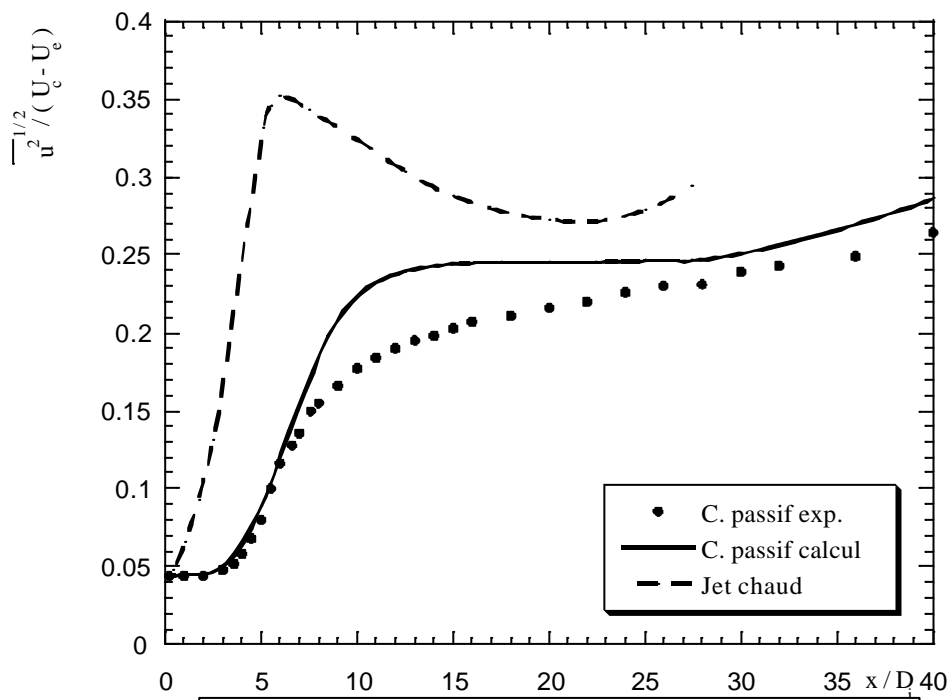


Fig2.Evolution axiale de l'intensité de turbulence longitudinale

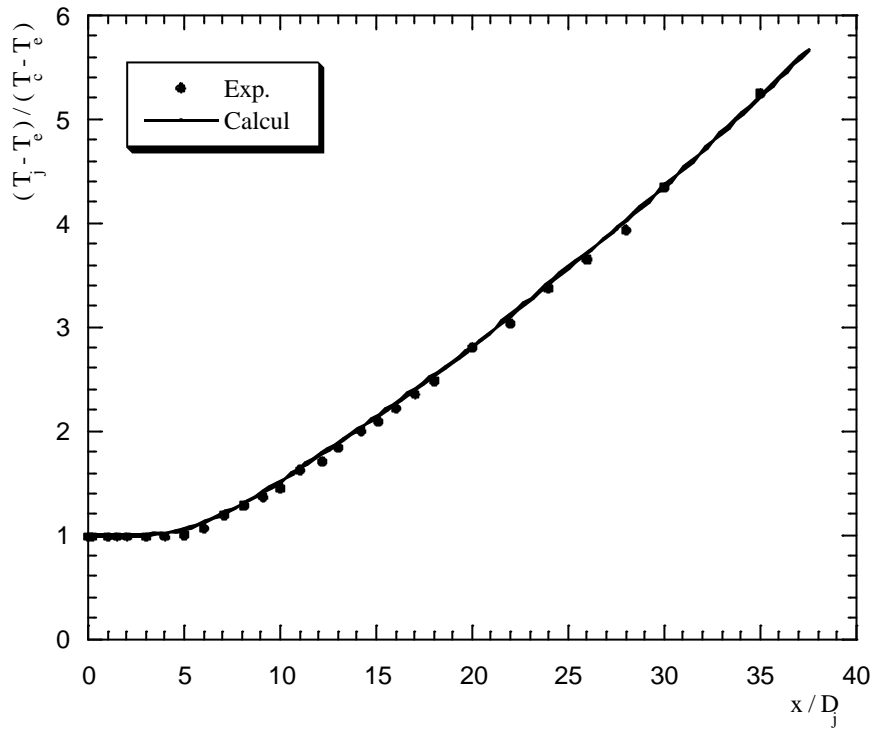


Fig3.Evolution axiale de la température moyenne

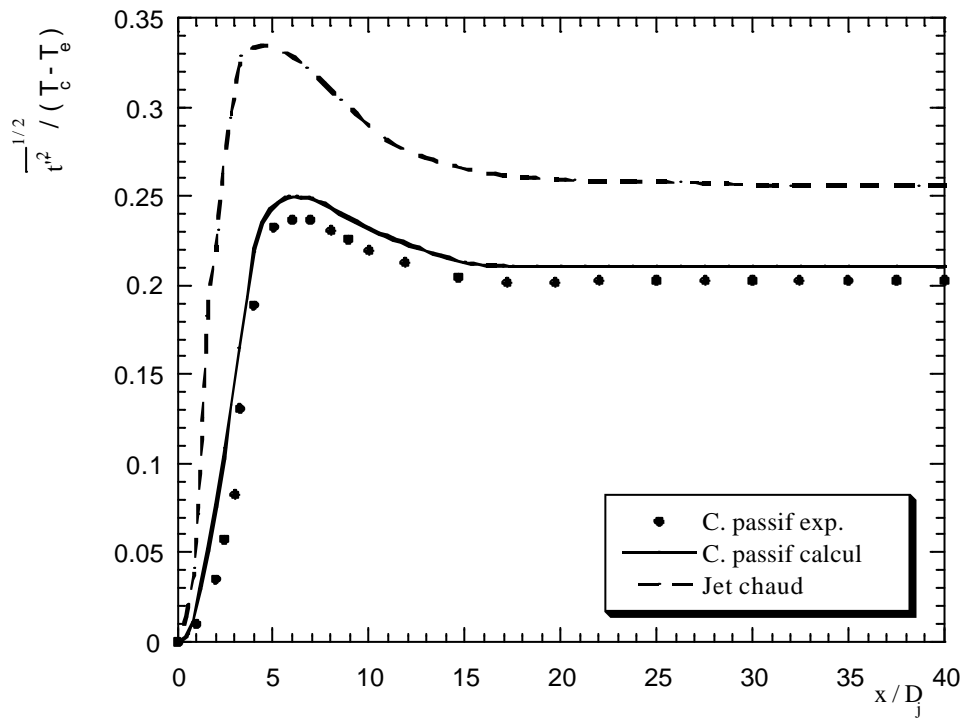


Fig4.Evolution axiale de l'écart-type des fluctuations de température

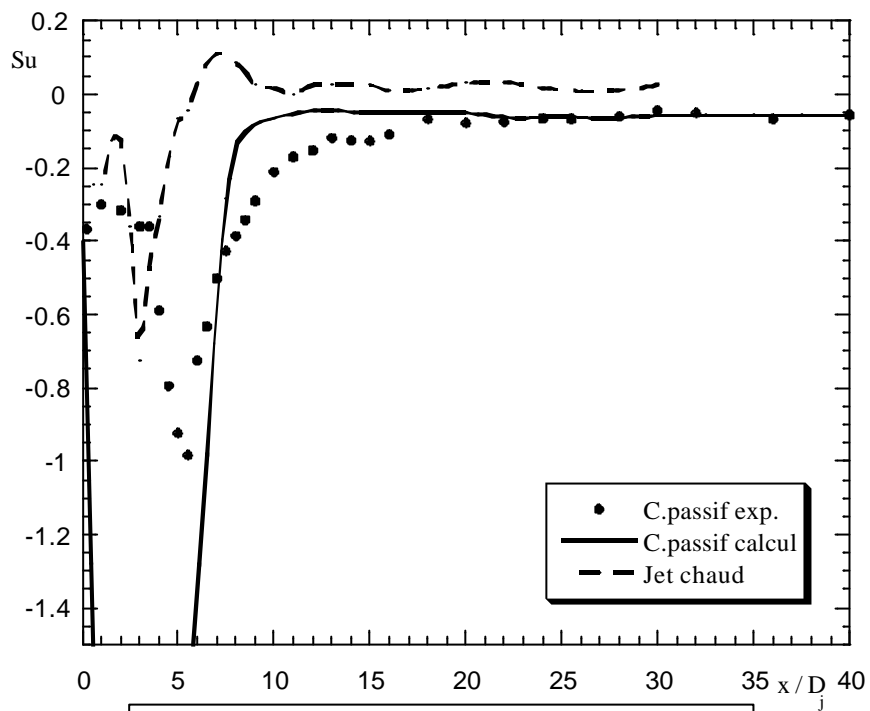


Fig5.Evolution axiale du facteur de dissymétrie de la composante longitudinale de la vitesse

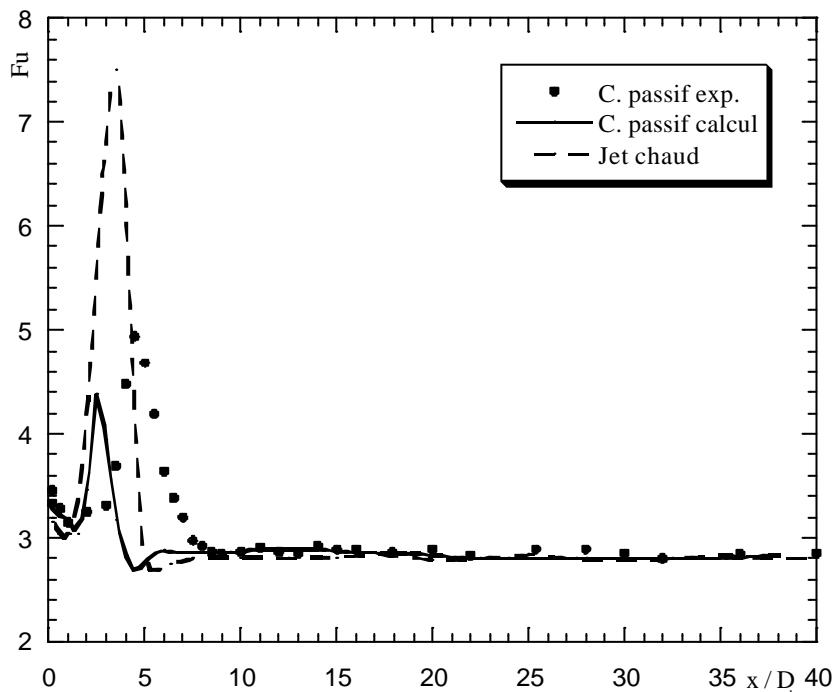


Fig6.Evolution axiale du facteur d'aplatissement de la composante longitudinale de la vitesse