16èmes Journées Internationales de Thermique (JITH 2013)
Marrakech (Maroc), du 13 au 15 Novembre, 2013

Modélisation numérique d'un jet plan en régime turbulent : influence de la pulsation

Salwa MARZOUK KHAIRALLAH[1,*], Nawel KHALDI[1], Hatem MHIRI[1]
Georges LEPALEC[2]

[1] Unité de recherche de thermique et environnement, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Route de Ouardanine 5000 MONASTIR (TUNISIE)
[2] IUSTI, 5 Rue Enrico Fermi Technopôle de Château-Gombert, 13453 MARSEILLE Cedex 13 FRANCE
saloua.marzouk@issatgb.rnu.tn

Résumé: l'objectif de cette étude est de mettre en évidence les effets de la pulsation sur le développement d'un jet plan turbulent par simulation numérique. La fermeture du système d'équations vérifiant l'écoulement est assurée par le modèle de turbulence κ-ε à grand nombre des Reynolds. Les résultats obtenus nous permettent de constater que la pulsation accélère le développement initial du jet et améliore la diffusion, l'entraînement ainsi que l'échange thermique avec le milieu environnant dans les premiers diamètres. Loin de la source d'émission, elle ne modifie pas les paramètres de l'écoulement.

Mots clés: jet turbulent, fréquence de pulsation, amplitude de pulsation, modèle *κ-ε*.

1. Introduction

Ces dernières années, les écoulements de type jet pulsé jouent un rôle important dans différentes applications notamment dans le secteur industriel (les éjecteurs pour l'augmentation de la poussée et dans les processus de combustion et de mélange….).

Parmi les nombreuses recherches consacrées aux jets turbulents, quelques-unes ont étudié l'influence d'une perturbation initiale sur la structure des jets. Les travaux expérimentaux effectués ont montré que la pulsation accélère considérablement la diffusion du jet dans le milieu ambiant et augmente l'entraînement du fluide extérieur dans les premiers diamètres [1-4]. Une étude expérimentale détaillée de la réponse d'un jet plan turbulent à l'excitation acoustique a été accomplie par [2,3]. Chambers et al [2] ont trouvé que pour certaines fréquences l'intensité turbulente et la tension de Reynolds augmentent dans la région du jet, plus en aval de la buse d'éjection, la perturbation acoustique n'a plus aucun effet sur les grandeurs de l'écoulement. Thomas [3] a montré que le taux d'élargissement est plus grand pour des nombres de Strouhal de l'ordre de 0.34 à 0.42. Ceci est en bon accord avec les résultats trouvés par Kaiser [4] dans le cas d'un jet bidimensionnel pour un nombre de Strouhal de 0.42 et ceux trouvés par [2] pour un nombre de Strouhal de 0.38.

Ce bref aperçu des travaux effectués sur les jets pulsés montre que ce type d'écoulement a surtout fait l'objet d'études à caractère expérimental; la complexité des phénomènes mis en jeu rend difficile sinon sous une forme très simplifiée une analyse purement théorique du problème. L'existence d'une telle difficulté ouvre ainsi un champ intéressant bien que délicat à l'utilisation des méthodes de résolutions numériques. Dans ce travail, une approche numérique a été adoptée pour l'étude de l'évolution au cours du temps d'un écoulement de type jet pulsé turbulent, des simulations numériques ayant déjà été effectuées pour un jet pulsé en régime laminaire [5].

2. Modélisation et méthode numérique

On considère un écoulement de type jet vertical issu d'une buse rectangulaire dont les dimensions sont réduites vis à vis de l'enceinte dans laquelle débouche l'écoulement.

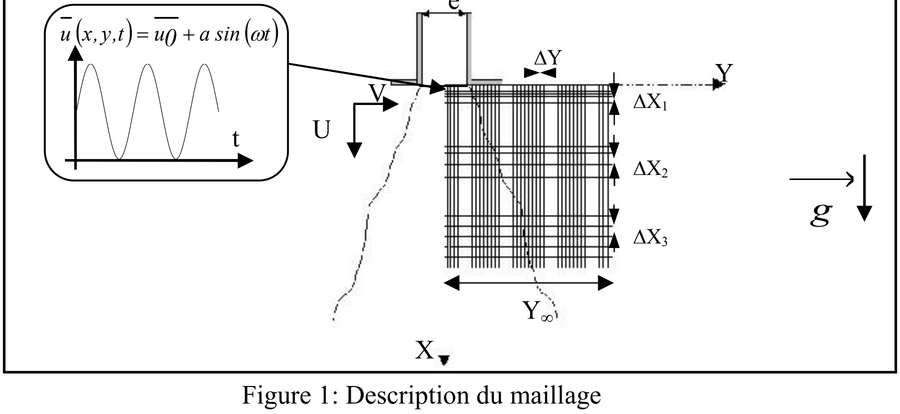

Figure 1: Description du maillage

Le jet et le milieu ambiant sont constitués du même fluide (air) supposé incompressible. Le jet est soumis à une perturbation longitudinale et périodique à caractère unidirectionnel de la vitesse d'éjection (figure 1). L'écoulement est supposé en régime instationnaire turbulent pleinement développé et à fort nombre de Reynolds.

Dans le cadre de ces hypothèses, les équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie adimensionnées régissant le phénomène s'écrivent sous la forme suivante:

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau}+U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=\frac{\partial}{\partial Y}\left(-\upsilon_t\frac{\partial \overline{U}}{\partial Y}\right)\pm\gamma\frac{\overline{\theta}}{Fr} \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau}+U\frac{\partial \theta}{\partial X}+V\frac{\partial \theta}{\partial Y}=\frac{\partial}{\partial Y}\left(-\frac{\nu_t}{\sigma_t}\frac{\partial \theta}{\partial Y}\right)$$

La fermeture de ce système (1) d'équations nécessite l'utilisation d'un modèle de turbulence. Dans ce travail, on utilise le modèle de turbulence standard κ-ε. Ces grandeurs sont données par le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial K}{\partial \tau}+U\frac{\partial K}{\partial X}+V\frac{\partial K}{\partial Y}=\frac{\partial}{\partial Y}\left[\left(\frac{\upsilon_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial K}{\partial Y}\right]+\upsilon_t\left(\frac{\partial U}{\partial X}\right)^2-E$$

$$\frac{\partial E}{\partial \tau}+U\frac{\partial E}{\partial X}+V\frac{\partial E}{\partial Y}=\frac{\partial}{\partial Y}\left[\left(\frac{\upsilon_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial E}{\partial Y}\right]+c_{\varepsilon 1}\upsilon_t\frac{E}{K}\left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)^2-c_{\varepsilon 2}\frac{E^2}{K} \qquad (2)$$

Avec $$\nu_t=c_\mu\frac{K^2}{E} \text{ et } c_\mu=0{,}09\left[1+\frac{4}{9}\left[1+tanh\left(2\log\frac{1}{Fr}+3\right)\right]\right]$$

Les systèmes d'équations (1) et (2) adimensionnées sont obtenus, en utilisant les variables adimensionnelles définies comme suit:

$$X=\frac{x}{e},\ Y=\frac{y}{e},\ U=\frac{u}{u_0},\ V=\frac{v}{u_0},K=\frac{k}{u_0^2},E=\frac{\varepsilon e}{u_0^3},\tau=\frac{tu_0}{e},A=\frac{a}{u_0},St=\frac{f e}{u_0}$$

La résolution des systèmes d'équations (1) et (2) nécessite l'utilisation de six coefficients qui sont des valeurs standard déterminées à partir de l'expérience [6]: $c_\mu=0{,}09$, $\sigma_k=1$, $\sigma_t=1$; $c_{\varepsilon 1}=1{,}44$; $c_{\varepsilon 2}=1{,}92$

Les conditions d'émissions (pour X=0) (3) et aux limites (4) adoptées sont :

$$\text{Pour } X=0 \quad \begin{cases} *\ Si\ \ 0\le Y<0.5 \\ \qquad U(X,Y,\tau)=1+A*\sin(2\pi\, St\tau),\theta(X,Y,\tau)=1,V(X,Y,\tau)=0 \\ \qquad K(X,Y,\tau)=0.02,\ E(X,Y,\tau)=0.0016 \\ *\ Si\ \ Y\ge 0.5 \\ \qquad U(X,Y,\tau)=\theta(X,Y,\tau)=V(X,Y,\tau)=0 \\ \qquad K(X,Y,\tau)=E(X,Y,\tau)=0 \end{cases} \qquad (3)$$

$$\text{Pour } X>0 \quad \begin{cases} \dfrac{\partial U(X,Y,\tau)}{\partial Y}=V(X,Y,\tau)=\dfrac{\partial\theta(X,Y,\tau)}{\partial Y}=\dfrac{\partial E(X,Y,\tau)}{\partial Y}=\dfrac{\partial K(X,Y,\tau)}{\partial Y}=0 & pour\ \ Y=0 \\ U(X,Y,\tau),\theta(X,Y,\tau),K(X,Y,\tau),E(X,Y,\tau)\to 0 & pour\ Y\to\infty \end{cases} \qquad (4)$$

Les champs de vitesse, de température, de l'énergie cinétique turbulente K et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε, d'un jet plan libre en régime permanent sont utilisés comme conditions initiales pour la résolution du problème.

La discrétisation des équations précédentes est assurée à l'aide d'une méthode aux différences finies utilisant un maillage décalé, conduit à un système d'équations algébriques résolue en utilisant la méthode itérative de Gauss-Siedel avec un coefficient de relaxation. La procédure itérative est supposée convergente lorsque à chaque pas de temps $\left|\left(\phi^{m+1}-\phi^m\right)/\phi^m\right|\le 10^{-5}$ est vérifié. m étant le nombre d'itérations et ϕ représente les variables du problème U, K, E et θ. Le code de calcul numérique élaboré a été validé avec les résultats des travaux [7,8]. Le maillage considéré est rectangulaire: il est uniforme dans la direction transversale, le pas de calcul étant constant ($\Delta Y=0{,}01$) et sa valeur impose un nombre de points N suffisant dans cette direction pour que le jet ne soit pas coupé. La distance Y_∞ dans le cas du jet, isotherme et en convection forcée est de l'ordre de 34. Dans le cas du jet en régime de convection mixte, elle est de l'ordre de 28. Suivant la direction longitudinale, le maillage utilisé est non uniforme (figure 1), il est serré prés de la buse ($\Delta X_1=10^{-4}$), plus loin le maillage est un peu plus lâche ($\Delta X_2=10^{-3}$ et $\Delta X_3=10^{-2}$). Le pas temporel utilisé est constant, il est choisi de façon à ce qu'une période de pulsation soit divisée par 80 pas de temps.

4. Résultats et discussion

4.1. Jet pulsé isotherme

Les effets de l'amplitude et de la fréquence de pulsation sur le profil longitudinale de la vitesse au centre U_c du jet sont respectivement illustrés sur la figue 2 et la figure 3. On note que la longueur du noyau potentiel, pour les valeurs de K_0=0,02 et E_0 =0,0016 considérées pour un jet non pulsé, est de l'ordre de 1 [7]. L'introduction d'une perturbation engendre une diminution de cette dernière avec l'apparition d'oscillations d'autant plus importantes que l'amplitude est élevée (figure 2). Ces oscillations disparaissent complètement à partir d'une distance égale à 3 fois la largeur de la buse. Au-delà de cette distance la vitesse au centre obtenue pour un jet pulsé est la même que celle établie par [7] pour un jet permanent et pour toutes les amplitudes de pulsations considérées. Ceci est prévu, puisque la turbulence a tendance de gommer le noyau potentiel. Cependant, pour un jet plan pulsé en régime laminaire [5], nous avons trouvés qu'à Strouhal fixe et pour différentes amplitudes de pulsation, les oscillations disparaissent complètement à une distance égale à dix fois la largeur de la buse. Par contre, lorsqu'on augmente la fréquence de pulsation (nombre de Strouhal) les oscillations apparaissent à des distances plus proches de la buse introduisant ainsi une dégénérescence plus rapide du cône potentiel (figure 3), ces oscillations disparaissent plus rapidement pour des nombres de Strouhal élevés alors qu'elles persistent à des distances plus grandes pour des fréquences de pulsation plus faibles.

Schlichting [8] a proposé une corrélation pour la vitesse verticale au centre du jet non pulsé: $Uc = 2,398\ X^{-0,5}$. Cette relation est uniquement valable pour le régime établi, c'est à dire pour les grandes valeurs de X. Nous remarquons que les résultats obtenus (figure 2) ne coïncident avec ceux de Schlichting [8] que dans la région de régime établi où la pulsation n'influe pas sur l'écoulement. Un écart important est observé dans les régions du jet (au voisinage de la buse) et intermédiaire. Cette différence n'est due qu'aux conditions d'émissions.

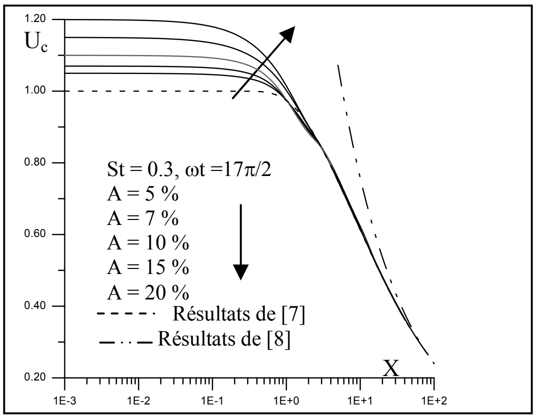

Figure 2: Evolution longitudinale de la vitesse verticale au centre pour différentes amplitudes de pulsation

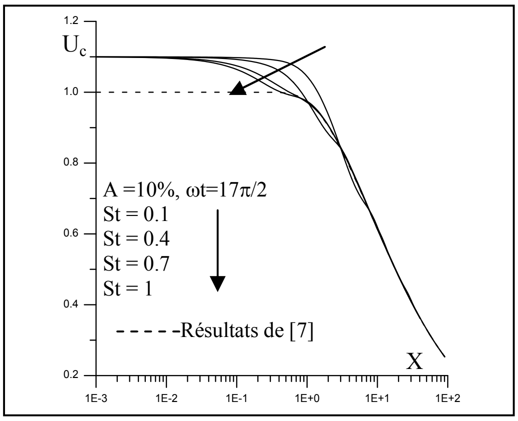

Figure 3: Evolution longitudinale de la vitesse verticale au centre pour différents nombres de Strouhal

4.2. Jet pulsé non isotherme en régime de convection forcée

La figure 4 montre l'évolution de la température sur l'axe du jet pour différentes sections et différentes amplitudes de pulsation pour un nombre de Strouhal St=0,3. On note qu'au voisinage de la buse X=3.14, la température au centre présente une allure sinusoïdale de période de révolution égale à 2T. A partir de X=7,14, l'allure sinusoïdale a disparu, mais la trace de la perturbation persiste encore sous forme d'une bosse qui s'amortit en aval de la buse avec le temps.

Afin d'étudier l'influence de la fréquence de la pulsation sur la température, on représente sur la figure 5, l'évolution de la température sur l'axe du jet pour différentes sections, différents nombres de Strouhal et à une amplitude de pulsation A=10%. Au voisinage de la buse (à X=1 ,14), la température possède une allure sinusoïdale presque de même période que la période de pulsation uniquement pour les faibles Strouhal (St=0,1 et 0,3). Alors que pour Strouhal élevé (St=1), la température ne possède plus l'allure sinusoïdale et garde une valeur constante (θ_c=0.96) au cours du temps. D'après cette même figure, on constate aussi que pour X=1,14, la température au centre est amplifiée pour St=0,3 par rapport à son homologue pour St=0,1 , ce qui justifie les résultats trouvés par [4]. Ils ont trouvés que le taux d'élargissement est plus grand autour du nombre de Strouhal approximativement égale à 0,34 au voisinage de la buse. Cette augmentation du taux d'élargissement est accompagnée d'une augmentation d'échange thermique avec le milieu extérieur. Ceci prouve l'amplification de la température au centre pour X=1,14 à St=0,3. On note aussi qu'à faible Strouhal (St=0,1), la température au centre garde une allure sinusoïdale dont l'amplitude diminue en aval de la buse. Mais à X=30,14, la température au centre perde totalement son allure sinusoïdale et présente une bosse de faible amplitude qui s'amortit en aval de la buse avec le temps.

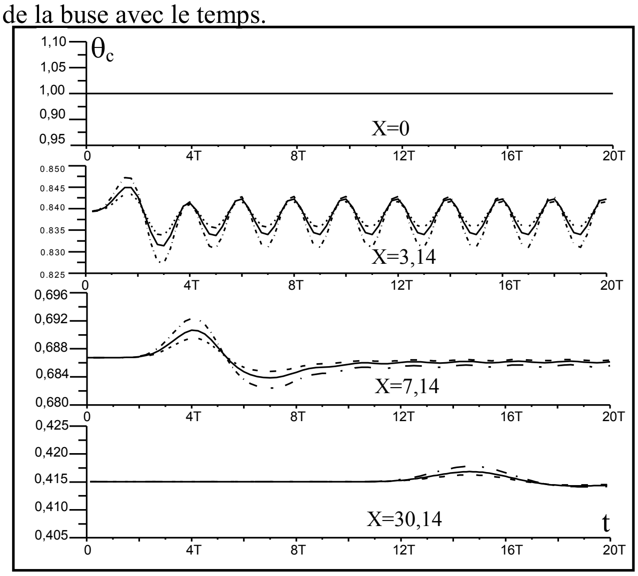

Figure 4 : Evolution temporelle de la température au centre pour St=0,3

----- A=5% ;——— A=7% ; —·— A=10%

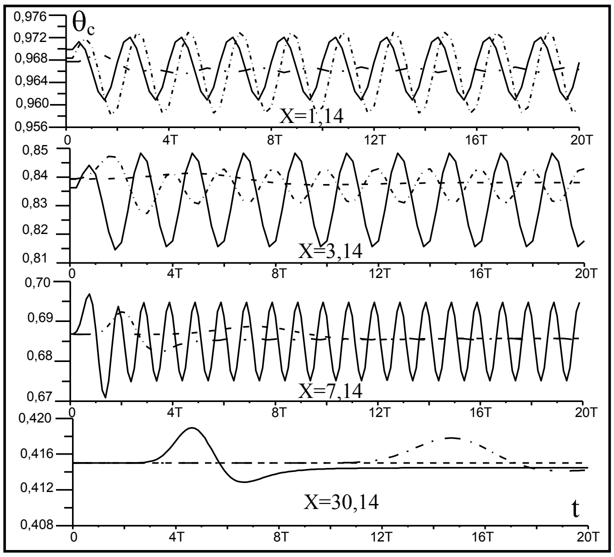

Figure 5 : Evolution temporelle de la température au centre pour A=10%

——— St=0,1 ;—·—·· St=0,3 ; ----- St=1

4.3. Jet pulsé non isotherme en régime de convection mixte

Lors de l'étude d'un jet plan pulsé en régime de convection forcée, nous avons constaté que l'influence de la pulsation (amplitude et nombre de Strouhal) n'était importante qu'au voisinage de la buse. Pour étudier cet aspect dans le cas d'un jet pulsé en régime de convection mixte (Fr=20), on adopte la même procédure que celle utilisée pour le cas précédent. Les résultats sont présentés pour le cas de l'air (Pr=0,71) et pour γ=1 (jet chaud ascendant ou froid descendant).

La figure 6, illustre l'évolution de l'énergie cinétique turbulente normalisée pour différentes sections du jet et différentes amplitudes de pulsation pour un nombre de Strouhal St=0,3. On remarque qu'à la sortie de la buse pour X=0; l'énergie cinétique turbulente garde un profil sinusoïdal de même période que la pulsation ; alors qu'à X=7,24 ; l'amplitude de la partie périodique décroit indiquant la présence simultanée d'une première partie linéaire qui s'étale jusqu'à l'instant t=T ; une deuxième partie formée par une seule oscillation de période 3T. Cette oscillation de l'énergie cinétique turbulente indique la présence d'une onde qui est formée au voisinage de la buse et qui s'amortit en aval de cette dernière avec le temps. Une troisième partie définie à partir de t=4T qui présente une allure périodique de très faible amplitude. Ceci nous permet de constater que les faibles fluctuations qui se produisent au voisinage de la buse sous l'effet de la pulsation s'amortissent plus rapidement.

Pour X=30,24 l'énergie cinétique turbulente présente une partie linéaire (correspond à $K_c / U_c^2 = 5{,}43\ 10^{-2}$) qui s'étend jusqu'à l'instant t=7T. Ce dernier correspond au temps mis par l'oscillation pour parcourir la distance X=30,24 depuis la buse.

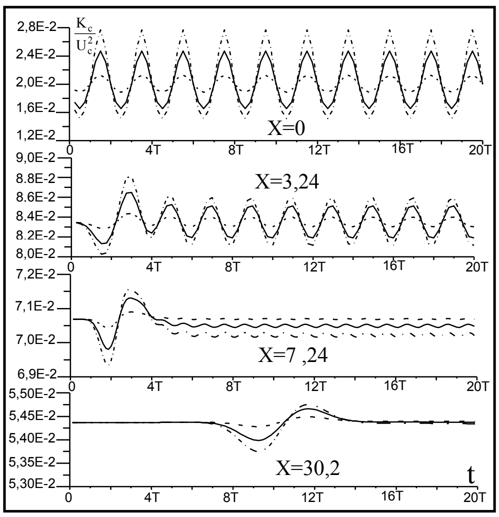

Figure 6 : Evolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente pour Fr=20; St=0,3 ;

----- A=3% ;——— A=10% ; —·—·· A=15%

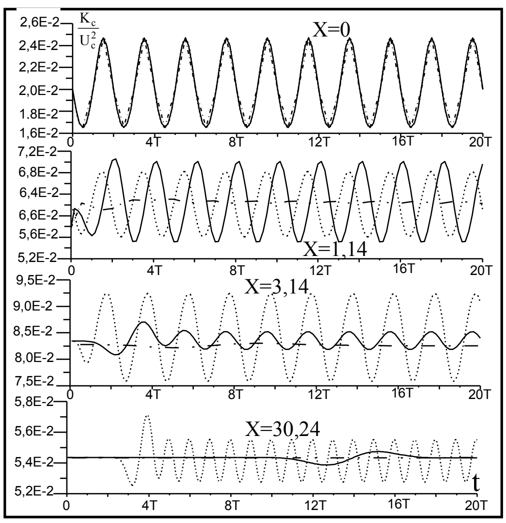

Figure 7 : Evolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente pour Fr=20; A=10% ;

------ *St=0,1;———St=0,4 ;* —·—·—*St=1*

La figure 7 présente l'évolution de l'énergie cinétique turbulente pour différentes sections du jet et différents nombres de Strouhal pour une amplitude de pulsation A=10%. On constate qu'au voisinage de la buse (X=1,14) et pour St=0,4 ; l'énergie cinétique turbulente est plus amplifiée par rapport à celles présentés pour St=0,1 et St=1. Par conséquent, l'entraînement de l'air est plus important ce qui génère des fluctuations turbulentes plus importantes. A partir de X=3,14, on remarque que pour le grand nombre de Strouhal (St=1), la courbe perd la forme sinusoïdale et les structures initiales ont complètement disparu. Ce qui révèle que les oscillations sinusoïdales de faible amplitude qui se forme au voisinage de la buse s'amortissent plus vite en aval au cours du temps. Alors que pour les faibles nombre de Strouhal (St=0,1), l'énergie cinétique turbulente garde une allure sinusoïdale de l'écoulement sur des distances élevées de l'ordre de X=30,24. Ceci confirme bien les résultats trouvés auparavant.

5. Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement l'influence du nombre de Strouhal et de l'amplitude de pulsation sur un écoulement de type jet plan en régime instationnaire turbulent. Dans cette étude, nous avons adopté un modèle numérique basé sur une méthode aux différences finies qui nous a permis de déterminer les caractéristiques dynamiques et thermiques turbulentes d'un écoulement de type jet plan pulsé.

Les résultats obtenus montrent que l'influence de la pulsation est surtout observée dans la région du jet (au voisinage de la buse) et l'introduction d'une perturbation entraîne la création des fluctuations au voisinage de la buse. Cette région est plus large lorsque le nombre de Strouhal est faible, elle peut atteindre une distance de 8 fois la largeur de la buse. Au-delà de cette distance, les résultats obtenus se confondent avec ceux du jet non pulsé établis par [7,8]. Pour clore ce travail, nous retenons que la pulsation accélère le développement initial du jet et améliore la diffusion et l'entraînement de l'air ambiant ainsi que l'échange thermique avec le milieu extérieur dans les premiers diamètres.

References

[1] F. B. Hsiao and J. M. Huang, On the dynamics of flow structure development in an excited plane jet, Trans. Of the ASME, 116 (1994),.714-720.

[2] P.W. Chambers and V. W. Goldschmit, Acoustic interaction with a turbulent plane jet– effects on mean flow, AIAA, 81-0057 (1981).

[3] F. O. Thomas and V. W. Glodschmidt, Interaction of an acoustic disturbance turbulent jet : experimental data, ASME Journal of Fluids Engineering, 105 (1981) 134-139.

[4] V. W. Goldshmidt and K. F. Kaiser, Interaction of an acoustic field and turbulent plane jet : mean flow measurements, AICHE, Chem. Eng. Prod. Symp., 67 (1971) 91-98.

[5] S. Marzouk, H. Mhiri, S. El Golli, G. Lepalec, Ph. Bornot, Numerical study of momentum and heat transfer in a pulsed plane laminar jet. Int. J. Heat Transfer, 46 (2003) 4319-4334.

[6] M.S. Hassain, W. Rodi, A turbulent model for buoyant flows and its application to vertical buoyant jet in turbulent jets and plumes, Pergamon Press, (1982) 121-178.

[7] S. Habli, H. Mhiri, S. El Golli, G. Lepalec, Ph. Bornot, Etude numérique des conditions d'émissions sur un écoulement de type jet plan turbulent isotherme ou chauffé, Int. J. Therm Sci, 38 (1999) 904-915.

[8] H. Schlichting, boundary layer theory, 7th ed., Mc Graw Hill (1979).

Nomenclature

a amplitude de pulsation dimensionnée

f fréquence de pulsation, s^{-1}

g accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$

k énergie cinétique de turbulence, $m^2.s^{-2}$

t temps, s

T température, K

u, v composantes respectivement longitudinale et transversale de la vitesse, $m.s^{-1}$

x, y coordonnées respectivement longitudinale et transversale, m

e épaisseur de la buse, m

Fr nombre de Froude $Fr = \dfrac{u_0^2}{\rho\beta\Delta T_0 e}$

Symboles grecs

υ viscosité cinématique du fluide, $m^2.s^{-1}$

γ =0 (jet isotherme), =1(jet chauffé)

ω vitesse angulaire, $\omega=2\pi f$

ε taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence, $m^2.s^{-3}$

υ_t viscosité turbulente, $m^2.s^{-1}$

σ_t nombre de Prandtl turbulent

τ temps adimensionné

Indices et exposants

∞ milieu ambiant

o à la sortie de la buse

c sur l'axe du jet

$\bar{\ }$ moyenne

' fluctuation