

Etude Numérique de l'Influence de la Pulsation sur un Jet Plan Immergé en Régime Turbulent

Salwa Marzouk Khairallah *, Hatem Mhiri *, Salem EL Golli *,
Georges Le Palec ** et Philippe Bournot **

* Laboratoire de Mécanique des Fluides et Thermique, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir,
Route de Ouardanine 5000 MONASTIR (TUNISIE)

** CNRS, URA 138, UNIMECA, 60 Rue Joliot - Curie, Technopôle de Château - Gombert,
13453 MARSEILLE Cedex 13, FRANCE

Résumé – Une étude numérique portant sur un écoulement de type jet plan pulsé anisotherme en régime turbulent a été menée afin de déterminer l'influence de plusieurs paramètres tels que le nombre de Strouhal et l'amplitude de la pulsation sur les grandeurs dynamiques et thermiques de l'écoulement. Les jets pulsés sont des écoulements non permanents, à un instant donné, les champs de vitesse et de température vérifient l'équation de continuité, les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. La fermeture du système d'équations obtenu est assurée par le modèle de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε , dit modèle k - ε . La résolution des équations associées à leurs conditions aux limites est effectuée après adimensionnement par une méthode aux différences finies. Le maillage utilisé est uniforme dans la direction transversale et non uniforme selon la direction longitudinale. Par contre le pas de calcul temporel adopté est constant. Le code de calcul numérique élaboré nous a permis d'établir les caractéristiques dynamiques et thermiques instationnaires d'un écoulement de type jet plan pulsé en faisant varier la fréquence et l'amplitude de pulsation. 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.

Abstract – A numerical study on a flow of anisothermal pulsed plan jet type in turbulent regime has been carried out in order to determine the influence of several parameters such as Strouhal number and the pulse amplitude on the dynamic and thermal flow variables. Pulsed jet is a non permanent flow. At given instant, the speed and temperature fields verify the equation of continuity, the equations of conservation of the quantity of movement and of energy. The closing of the obtained system of equations is assured by the model of the turbulent kinetic energy k and of the rate of dissipation of the turbulent kinetic energy ε , called model k - ε . The resolution of the associated limit condition equations has been carried out by a finite difference method. The elaborated numerical computer program allowed us to establish the unsteady dynamic and thermal characteristics of a pulsed plan jet type flow by varying the pulse frequency and amplitude. The obtained results allowed us to note that pulsation accelerates the initial development of the jet and improves the diffusion, the drag as well as the thermal exchange with the surrounding environment in the first diameters. Far from the source of emission, it doesn't affect the flow parameters.

Mots Clés: Jet plan – Pulsé – Régime turbulent – Amplitude de pulsation – Fréquence.

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 sur ce sujet 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 [1-6]. Favre et al [1] ont étudié expérimentalement l'influence d'une pulsation à forte amplitude sur le développement d'un jet axisymétrique. Ils ont montré que les perturbations périodiques sont amplifiées sur une distance estimée à deux à trois fois le diamètre de la buse, puis décroissent pour disparaître, à une distance voisine de 10 diamètres, au-delà de cette distance les tourbillons se dégènèrent et s'accompagnent d'un accroissement très important de l'intensité turbulente, un transfert d'énergie s'opère donc de la structure périodique du jet vers la turbulence.

Une étude expérimentale détaillée de la réponse d'un jet plan turbulent à l'excitation acoustique a été accomplie par [3-5]. Chambers et al [3,4] ont trouvé que pour certaines fréquences les intensités turbulentes et les tensions 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 [5] 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 [6] dans le cas d'un jet bidimensionnel pour un nombre de Strouhal de 0.42 et ceux trouvés par [4] pour un nombre de Strouhal de 0.38.

Pour le cas des jets axisymétriques Crow et Champagne [7], Chan [8] ainsi que Bechert et al [9] ont placé un haut-parleur pour créer des ondes acoustiques ayant une amplitude décelable à la buse. Ils ont déduit que pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4 , des instabilités prennent naissance dans les couches de mélange proches de la buse. Elles se développent en anneau-vortex axisymétriques qui très souvent se rejoignent à une distance voisine de 2 à 3 diamètres de la buse et donnent naissance à de grosses structures dont la taille a pour ordre de grandeur la largeur du jet. Après 5 diamètres, ces structures deviennent tridimensionnelles et perdent de leur caractère axisymétrique. Ils pensent que ces gros tourbillons sont responsables en grande partie du bruit aérodynamique du jet [10].

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 résolution numérique. 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 [11-12].

2. FORMULATION MATHEMATIQUE DU PROBLEME

2.1. Hypothèses

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. Le jet et le milieu ambiant sont constitués du même fluide. La largeur de la buse est supposée grande devant son épaisseur e pour négliger les effets de bords et avoir ainsi un écoulement bidimensionnel, la deuxième composante de la vitesse transversale étant toujours supposée nulle. Le fluide est supposé incompressible au sens des hypothèses de Boussinesq. Le jet est soumis à une perturbation longitudinale et périodique à caractère unidirectionnel de la vitesse d'éjection. L'écoulement est considéré en régime turbulent instationnaire. La fréquence et l'amplitude de pulsation considérées dans ce travail, sont supposées assez faibles pour que les approximations de la couche limite soient justifiées.

2.2. Mise en équations

Dans le cadre des hypothèses citées ci dessus, les équations de continuité de mouvement et

de l'énergie adimensionnées décrivant un jet plan instationnaire en régime de convection forcée sont les suivantes:

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} &= 0 \\ \frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} &= \frac{\partial}{\partial Y} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \\ \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} &= \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)\end{aligned}\quad (1)$$

L'introduction des grandeurs fluctuantes rend ce système ouvert. La fermeture de ce système d'équations (1) nécessite l'utilisation d'un modèle de turbulence. Dans ce travail, on utilise le modèle de l'énergie cinétique turbulente K et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε , dite modèle à 2 équations "K- ε ". Ces grandeurs sont données par le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned}\frac{\partial K}{\partial \tau} + U \frac{\partial K}{\partial X} + V \frac{\partial K}{\partial Y} &= \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Y} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 - E \\ \frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{\partial E}{\partial X} + V \frac{\partial E}{\partial Y} &= \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Y} \right] + c_{\varepsilon 1} \nu_t \frac{E}{K} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 - c_{\varepsilon 2} \frac{E^2}{K} \\ \text{et } \nu_t &= c_\mu \frac{K^2}{E}\end{aligned}\quad (2)$$

Les systèmes d'équations (1) et (2) adimensionnées sont obtenus, en ramenant les longueurs à la largeur de la buse e et les vitesses à la vitesse de mélange à la sortie de la buse u_0 :

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

La résolution des systèmes d'équations (1) et (2) nécessite l'utilisation de six coefficients, c_μ , σ_k , σ_t , σ_ε , $c_{\varepsilon 1}$ et $c_{\varepsilon 2}$, qui sont des valeurs standard déterminées à partir de l'expérience [10]:

$$c_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_t = 1; \quad c_{\varepsilon 1} = 1.44; \quad c_{\varepsilon 2} = 1.92$$

Pour compléter le problème, outre les systèmes d'équations cités ci-dessus, il faut tenir compte des conditions aux limites (3) et de celles d'émission (pour $X=0$) (4) :

Pour $X>0$:

$$\begin{cases} \frac{\partial U(X, Y, \tau)}{\partial Y} = V(X, Y, \tau) = \frac{\partial \theta(X, Y, \tau)}{\partial Y} = \frac{\partial E(X, Y, \tau)}{\partial Y} = \frac{\partial K(X, Y, \tau)}{\partial Y} = 0 & \text{pour } Y=0 \\ U(X, Y, \tau), \theta(X, Y, \tau), K(X, Y, \tau), E(X, Y, \tau) \rightarrow 0 & \text{pour } Y \rightarrow \infty \end{cases} \quad (3)$$

Les conditions adimensionnées à la sortie de la buse considérées dans ce travail sont :

$$\text{Pour } X=0 : \begin{cases} * \text{ Si } 0 \leq Y < 0.5 \\ \quad U(X, Y, \tau) = 1 + A * \sin(2\pi St\tau), \theta(X, Y, \tau) = 1, V(X, Y, \tau) = 0 \\ \quad K(X, Y, \tau) = 0.02, E(X, Y, \tau) = 0.0016 \\ * \text{ Si } Y \geq 0.5 \\ \quad U(X, Y, \tau) = \theta(X, Y, \tau) = V(X, Y, \tau) = 0 \\ \quad K(X, Y, \tau) = E(X, Y, \tau) = 0 \end{cases} \quad (4)$$

avec $A = \frac{a}{u_0}, St = \frac{f e}{u_0}$

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.

3. METHODE DE RESOLUTION NUMERIQUE

La résolution des systèmes d'équations (1) et (2) associés à leurs conditions aux limites et initiales est effectuée par une méthode aux différences finies utilisant un schéma purement implicite. Le maillage utilisé est décalé : l'équation de continuité est discrétisée au nœud $(i+1/2, j+1/2)$ alors que les équations de quantité de mouvement, de l'énergie, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont discrétisées au nœud $(i, j+1/2)$. Cette méthode utilisée dans un travail antérieur [13], a été adoptée pour des raisons de stabilité numérique par rapport au maillage non décalé. Le maillage utilisé est non uniforme suivant X (figure 1).

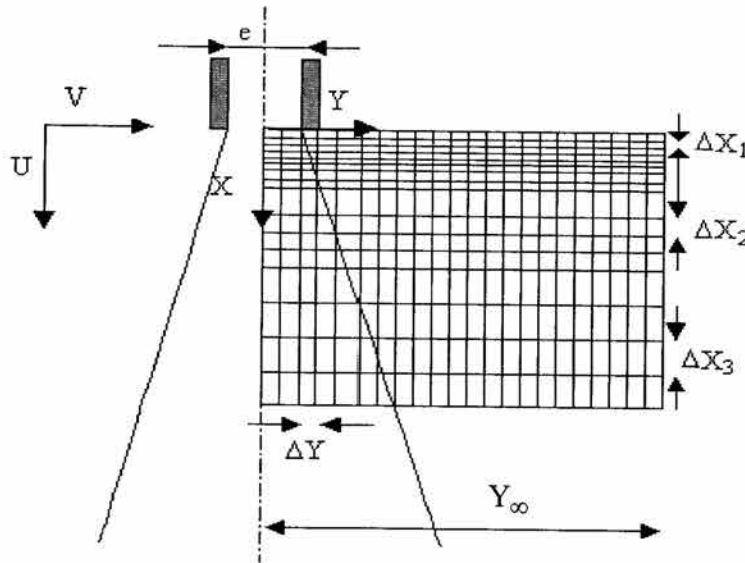


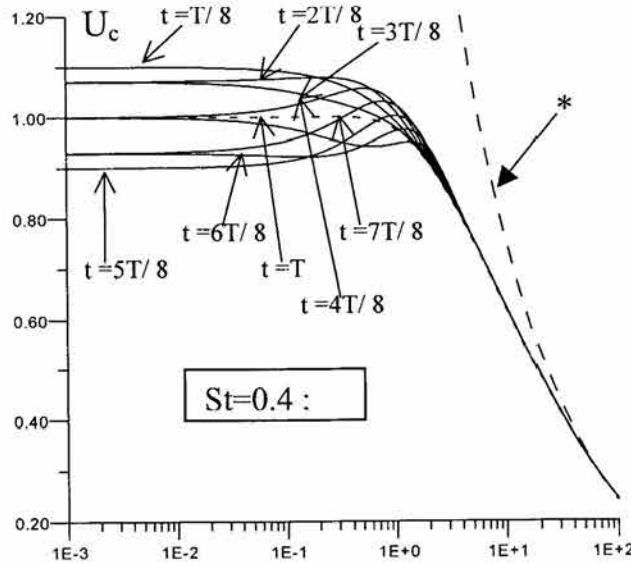
Fig. 1: Schéma du jet et du maillage

En effet, le pas est pris très fin au voisinage de la buse ($\Delta X_1 = 10^{-4}$ pour $0 \leq X \leq 1$); un peu plus loin, on augmente le pas de calcul ($\Delta X_2 = 10^{-3}$ pour $1 < X \leq 10$); pour pouvoir aller plus loin dans le jet, on adopte un pas plus grand ($\Delta X_3 = 10^{-2}$ pour $X > 10$). Dans la direction transversale, le maillage utilisé est uniforme, le pas de calcul est constant ($\Delta Y = 0.01$), et sa valeur impose un nombre de points N dans cette direction pour que le jet ne soit pas coupé. Le pas temporel utilisé est constant, il est choisi de façon à ce qu'une période de pulsation soit divisée par 8 pas de temps.

En ce qui concerne le critère de convergence, le processus itératif prend fin lorsque à chaque pas de temps le critère de convergence $\left| \frac{\phi^{m+1} - \phi^m}{\phi^m} \right| \leq 10^{-5}$ est vérifié. m étant le nombre d'itérations et ϕ représente U , K , E et θ .

4. RESULTATS ET DISCUSSION

Dans cette étude, nous présentons une analyse sur le comportement d'un écoulement de type jet immergé plan en régime turbulent soumis à une perturbation sinusoïdale.



(*) Résultats de Schlichting [14], - - - Résultats de [13]
Fig.2: Distribution longitudinale de la vitesse sur l'axe du jet

4.1. Jet immergé isotherme en régime turbulent

Les figures 2 et 3 présentent respectivement les distributions longitudinale de la vitesse verticale au centre du jet, et de l'énergie cinétique turbulente normalisée ($\frac{K_c}{U_c^2}$) pour différents instants et en maintenant l'amplitude de pulsation et le nombre de Strouhal fixes. On constate que la pulsation entretenue de la vitesse génère des ondes progressives qui se propagent dans le jet à des distances plus en aval de la buse quand le temps augmente.

Sur la figure 4, on représente la distribution longitudinale de la vitesse transversale limite V_ℓ (pour $Y \rightarrow \infty$) pour différents instants. On remarque qu'au voisinage de la buse cette dernière varie au cours du temps par rapport à celle du jet non pulsé, ce qui révèle que, l'entraînement de l'air ambiant par rapport au jet non pulsé augmente. En s'éloignant de la buse, la vitesse transversale limite du jet pulsé est trouvée égale à celle du jet permanent [13].

On note aussi une bonne concordance entre nos résultats et la relation $V_\ell = -\frac{U_c}{15,34}$ proposée par Schlichting [14] plus loin de la buse.

Sur la figure 5, on représente l'évolution longitudinale de la vitesse au centre U_c du jet pour différentes amplitudes de pulsation (5a) et pour différents nombres de Strouhal (5b). 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. 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 5a). Ces oscillations disparaissent complètement à partir d'une distance égale à 5 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 un jet permanent (non pulsé) [13] pour toutes les amplitudes de pulsation considérées.

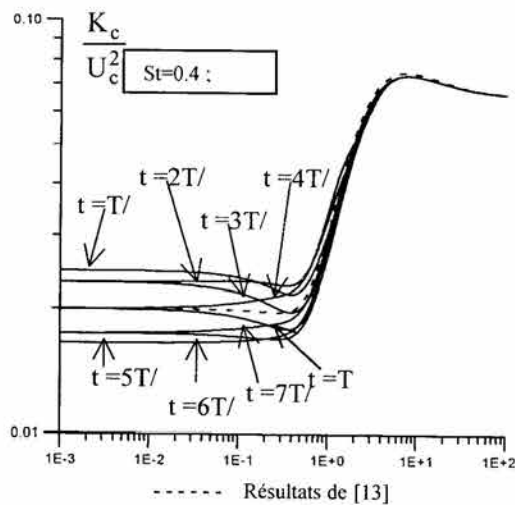


Fig. 3: Distribution longitudinale de l'énergie cinétique turbulente normalisée au centre

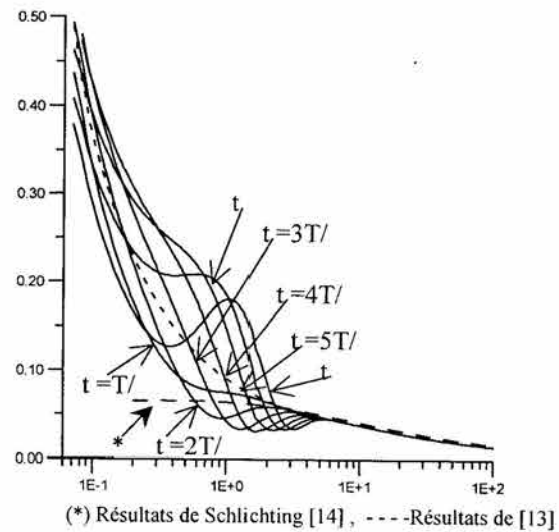
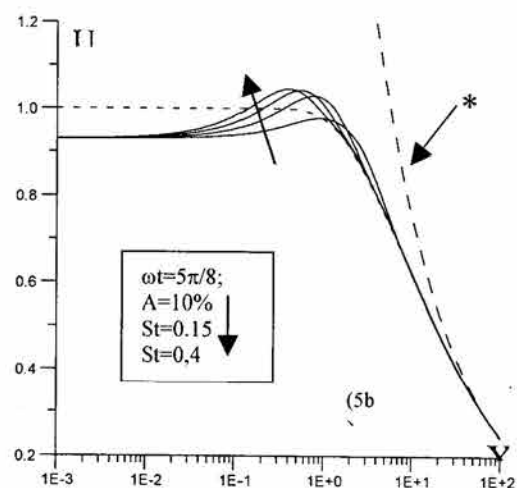
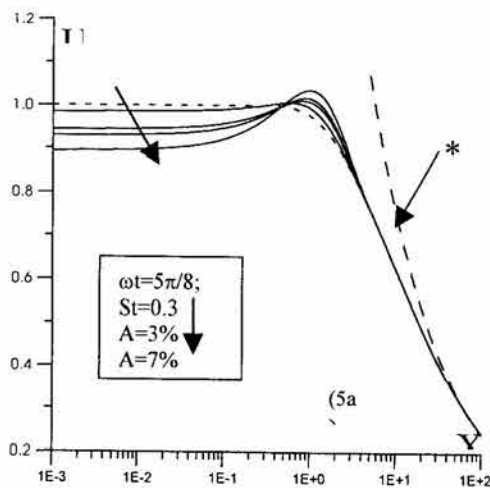


Fig. 4: Distribution longitudinale de la vitesse limite

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 5b), ces ondes 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.



(*) Résultats de Schlichting [14], - - - - - Résultats de [13]

Fig. 5: Distribution longitudinale de la vitesse verticale au centre du jet. (5a) Influence de l'amplitude de pulsation (5b) Influence du nombre de Strouhal

On constate qu'il y a une concordance parfaite entre nos résultats et ceux proposés par Schlichting [14] et Habli et al [13] dans la région du régime établi où la pulsation n'influe pas sur l'écoulement.

La figure 6, représente la distribution longitudinale de l'énergie cinétique turbulente normalisée sur l'axe du jet ($Y=0$). On remarque qu'au voisinage de la buse cette grandeur reste constante et parallèle à celle obtenue pour un jet non pulsé pour les différentes amplitudes de pulsation (6a). On note aussi que cette dernière augmente avec l'amplitude de pulsation. Au-delà d'une distance voisine de $X=5$ l'amplitude de pulsation n'a plus d'effet sur l'écoulement et les profils de l'énergie cinétique turbulente du jet pulsé se confondent avec ceux obtenus par Habli et al [13] pour un jet permanent pour toutes les amplitudes de pulsation considérées.

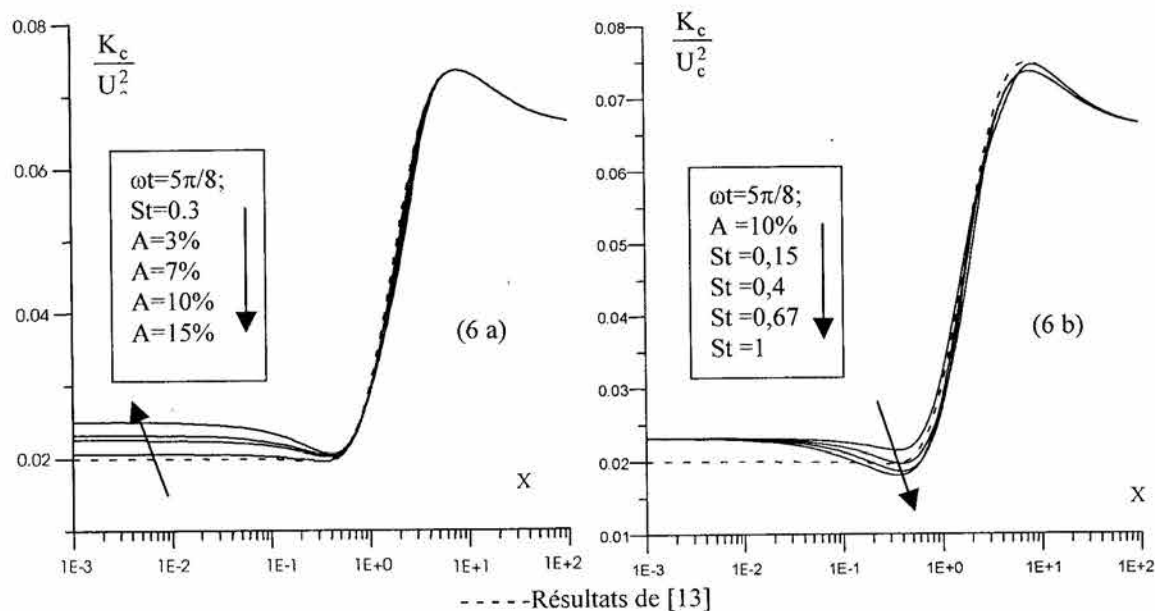


Fig. 6: Distribution longitudinale de l'énergie cinétique turbulente normalisée au centre
(6a) Influence de l'amplitude de pulsation (6b) Influence du nombre de Strouhal

L'influence de la fréquence de pulsation sur la distribution longitudinale de l'énergie cinétique turbulente normalisée est reportée sur la figure (6b). On constate que lorsqu'on augmente la fréquence de pulsation, les oscillations apparaissent au voisinage de la buse, par contre l'évolution vers le régime asymptotique du jet permanent est atteinte plus rapidement. Pour les faibles nombres de Strouhal, l'apparition des fluctuations se fait plus loin de la buse mais persiste sur des distances plus élevées.

La figure 7, donne la distribution longitudinale de la valeur limite de la composante transversale de la vitesse V_ℓ (pour $Y \rightarrow \infty$). On note sur la figure 7a que la variation de l'amplitude de pulsation engendre un apport d'air maximal au voisinage immédiat de la buse (à une distance voisine de $X=1.5$), pour toutes les amplitudes considérées, cet entraînement est d'autant plus élevé que l'amplitude de pulsation est grande. On constate aussi que comme pour les autres grandeurs, l'amplitude de pulsation n'affecte pas l'étendue de la région où apparaissent des fluctuations de la vitesse transversale limite.

La figure 7b montre qu'à très faibles nombres de Strouhal (St), la vitesse transversale limite présente des faibles oscillations par rapport au cas du jet permanent. Ces oscillations apparaissent loin de la sortie du jet. Quand on augmente le nombre de Strouhal, un apport d'air maximal est observé, à une distance qui dépend de la fréquence de pulsation et qui se situe à une distance plus proche de la buse. La même figure nous permet de constater une

bonne corrélation entre nos résultats et la relation $V\ell = -\frac{U_c}{15,34}$ proposée par Schlichting [14] dans la région du régime établi où la pulsation n'influe pas sur l'écoulement.

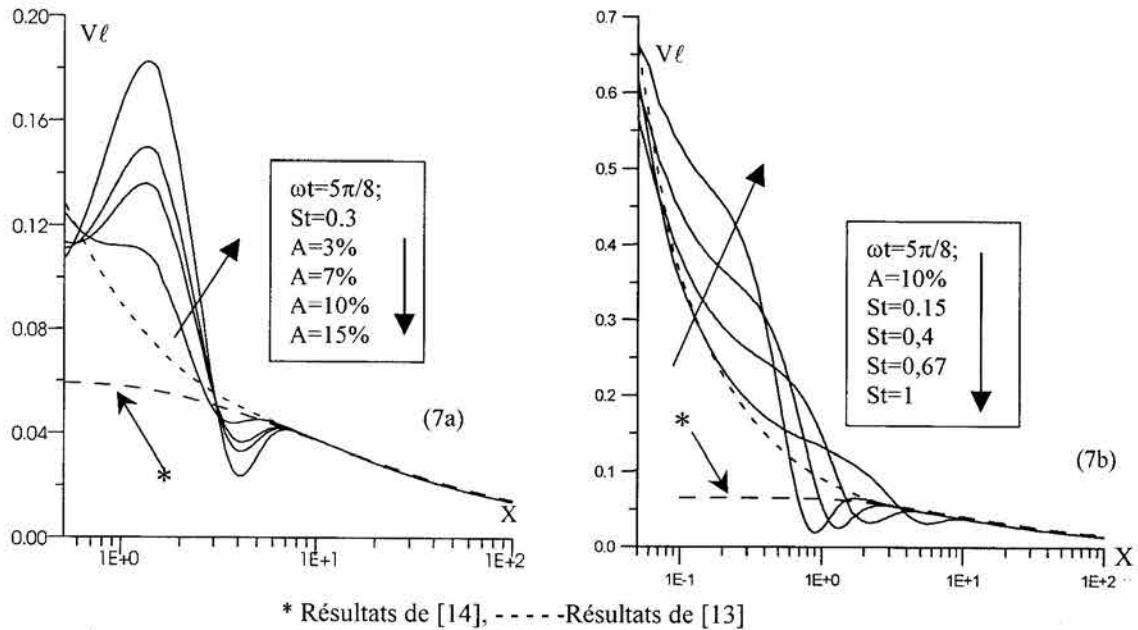


Fig. 7: Distribution longitudinale de la vitesse limite du jet. (7a) Influence de l'amplitude de pulsation (7b) Influence du nombre de Strouhal

Les résultats obtenus montrent que l'introduction d'une pulsation influe sur le structure de l'écoulement que dans la région au voisinage de la buse. Le développement du jet pulsé dépend donc à la fois de l'amplitude de pulsation et du nombre de Strouhal et il est difficile de séparer leurs influences respectives, mais dans tous les cas, le jet pulsé atteint le même régime d'équilibre que le jet permanent dans la région du régime établi. Dans cette zone nos résultats concordent bien avec les résultats établis par [13,14].

4.2. Jet immergé non isotherme en régime de convection force

Dans cette partie, nous examinons l'influence de la pulsation sur le développement d'un jet immergé plan pulsé non isotherme en régime de convection forcée.

On représente sur la figure 8, la distribution longitudinale de la température au centre du jet pour différentes amplitudes de pulsation (figure 8a) et pour différents nombres de Strouhal (figure 8b). On remarque que cette grandeur reste constante est confondue avec celle du jet non pulsé dans la région proche de la buse. Cette zone est appelée zone du jet dans laquelle les forces d'inertie sont prépondérantes devant les forces de flottabilité.

Pour des hauteurs très élevées de X , les profils de la température au centre du jet pulsé sont confondus avec ceux du jet non pulsé quelque soit l'amplitude de pulsation (figure 8a) et le nombre de Strouhal (figure 8b). On a également comparé nos résultats à ceux trouvés par [15] qui ont proposé une corrélation de la température, $\theta_c = 2.14 X^{-0.5}$, du jet permanent dans la région du régime établi (pour des grandes valeurs de X). Dans cette dernière, une bonne concordance est observée entre nos résultats et ceux de [15] et Habli et al [13] dans le cas d'un jet non pulsé, ceci nous permet de déduire que la pulsation n'influe pas aussi sur les grandeurs thermiques dans cette région.

La zone du jet est reliée à la zone du régime établi par une zone intermédiaire dans laquelle la pulsation influe sur l'écoulement. On remarque que dans cette zone lorsque l'amplitude de pulsation augmente (figure 8a), la température au centre du jet diminue, ce qui nous amène à

penser que la pulsation a tendance à refroidir le jet au voisinage de la buse puisque l'introduction d'une perturbation augmente l'entraînement de l'air environnant et par conséquent les échanges thermiques avec le milieu extérieur. Par contre, l'augmentation du nombre de Strouhal (figure 8b) engendre une apparition plus rapide de ces dernières au voisinage de la source d'émission et accélère l'évolution vers le régime asymptotique du jet permanent. On remarque aussi que l'influence de la pulsation sur la température est plus importante pour les faibles Strouhal. En plus l'influence de la pulsation persiste sur des distances plus élevées pour les faibles Strouhal.

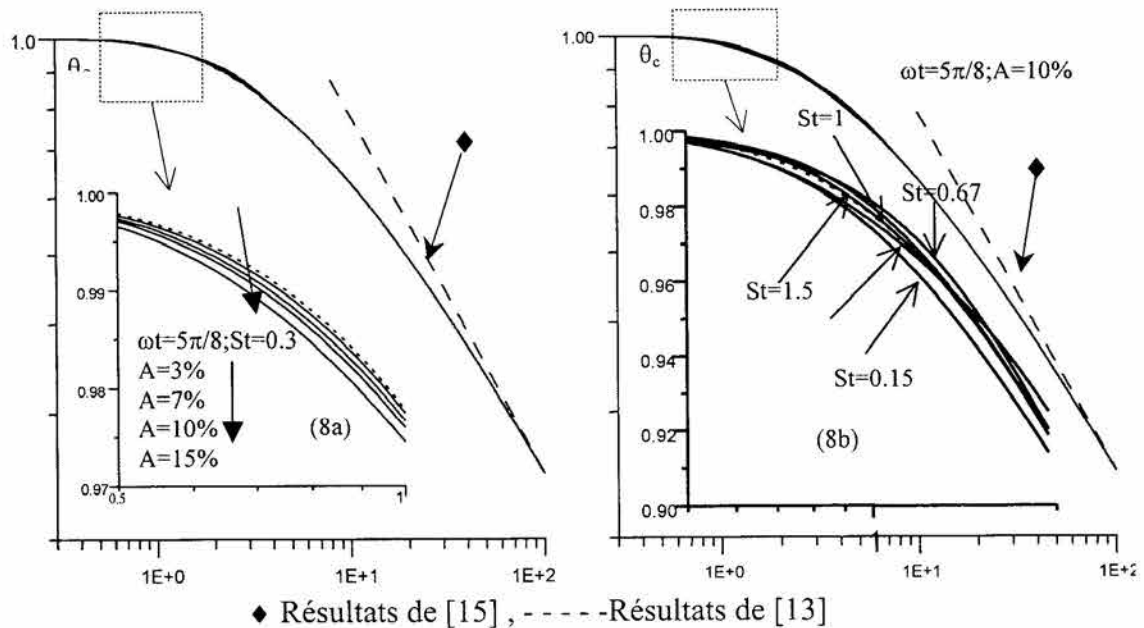


Fig. 8: Evolution longitudinale de la température au centre du jet (8a) Influence de l'amplitude de pulsation, (8b) Influence du nombre de Strouhal

5. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement l'influence des nombres de Strouhal et l'amplitude de pulsation sur un écoulement de type jet plan isotherme et non isotherme 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 en régime turbulent.

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 [13-15]. 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.

NOMENCLATURE

t : temps s
 f : fréquence de pulsation s^{-1}

k : énergie cinétique de turbulence $m^2.s^{-2}$
 x, y : coordonnées longitudinale et transversale m

T : période de pulsation s

e : largeur de la buse m

U, V : composantes moyennes respectivement radiale et axiale de la vitesse

Re : nombre de Reynolds ($u_0 e / \nu$)

St : nombre de Strouhal ($St = f e / u_0$)

Symboles Grecs

ω : vitesse angulaire, $\omega = 2\pi f$

ν_t : viscosité turbulente $m^2 s^{-1}$

τ : temps adimensionné

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

ν : viscosité cinématique du fluide $m^2 s^{-1}$

α : diffusivité thermique du fluide $m^2 s^{-1}$

σ_t : nombre de Prandtl turbulente $m^2 s^{-1}$

Indices

∞ : milieu ambiant

c : sur l'axe du jet

0 : à la sortie de la buse

REFERENCES

- [1] M. Favre – Marinet et G. Binder, “*Structure des jets pulsants*”, Journal de Mécanique 18 (1978) 355-394.
- [2] 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.
- [3] P. W. Chambers, “*Acoustic interaction with a turbulent plane jet*”, Ph. D. thesis, Purdue University, (1997).
- [4] P. W. Chambers, and , V. W. Goldschmit, “*Acoustic interaction with a turbulent plane jet– effects on mean flow*”, AIAA-81-0057, (1981).
- [5] F. O. Thomas, V. W. lodschmidt, “*Interaction of an acoustic disturbance turbulent jet : experimental data*”, ASME Journal of Fluids Engineering 105 (1981) 134-139.
- [6] V. W. Goldshmidt and K. F. Kaiser, “*Interaction of an acoustic field and turbulent plane jet : mean flow measurements*”, AICHE, Chem. Eng. Prod. Symp. Series, vol. 67, 109, (1971) p. 91-98.
- [7] S. C. Crow et F. H. Champagne, “*Orderly structure in jet turbulence, Journal of Fluid Mechanics*” 48 (1971) 547-591.
- [8] Y. Y. Chan, “*Spatial waves in turbulent jets*”, Phys. Fluids 17 (1974) 46-53.
- [9] D. Bechert and E. Pfizenmaier, “*On wavelike perturbations in a free jet travelling faster than the mean flow in the jet*”, Journal of Fluid Mechanics 72 (1975) 341-352.
- [10] M. S. Hassain. and W. Rodi., “*A turbulent model for buoyant flows and its application to vertical buoyant jet in turbulent jets and plumes*”, Pergamon Press, 1982, pp. 121-178.
- [11] S. Marzouk, H. Mhiri, S. EL Golli, G. Le Palec. et Ph. Bournot, “*Etude numérique d'un jet axisymétrique pulsé*”, S.F.T. 8 (2000) 203-209.
- [12] S. Marzouk, H. Mhiri, S. EL Golli., G. Le Palec and Ph. Bournot., “*Numerical Study of a Pulsating Plane Jet in Quiescent Environment*”, European Congress on Computational Methods in Applied Science and Engineering ECOMAS à Barcelona (2000).
- [13] S. Habli, H. Mhiri, S. EL Golli, G. Le Palec et Ph. Bournot, “*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.
- [14] H. Schlichting, “*boundary layer theory*”, 7th ed., Mc Graw Hill, 1979.
- [15] O. G. Martynenko and V. N. Korovkin, “*Numerical investigation of turbulent and plane buoyant jets*”, Int. J. Heat Mass Trans. 35 (3) (1992) 635-639.