

INFLUENCE DES CONDITIONS D'EMISSION SUR UN JET PLAN PULSE

S. Marzouk khairallah¹, H. Mhiri¹, S. El Golli¹, G. Le Palec², PH. Bournot²

1. Unité de Mécanique des Fluides et Thermique, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Route de Ouardanine 5000 MONASTIR (TUNISIE), e-mail: saloua.marzouk@ipeigb.rnu.tn

2. UNIMECA, 60 Rue Juliot Curie Technopôle de Château-Gombert
13453 MARSEILLE Cedex 13 France, e-mail: lepalec@unimeca.univ-mrs.fr

RESUME

Une méthode numérique aux différences finies est utilisée pour résoudre les équations régissant un écoulement de type jet plan en régime laminaire soumis à une perturbation sinusoïdale.

La discussion porte essentiellement sur la présentation des différentes caractéristiques dynamiques et thermiques pour décrire l'influence de la pulsation sur l'écoulement. Les résultats obtenus pour l'air et pour différentes combinaisons de l'amplitude, de la fréquence de pulsation (nombre de Strouhal), du nombre de Reynolds et du nombre de Grashof, montrent qu'un jet pulsé atteint un régime asymptotique identique à celui du jet non pulsé. Par contre, la pulsation accélère considérablement l'expansion du jet et améliore nettement l'entraînement à la sortie de la buse, sur une distance de l'ordre de quelques diamètres. Les résultats trouvés dans ce travail sont validés à l'aide de ceux obtenus pour le jet non pulsé dans ses différentes régions.

Mots Clés : jet plan, pulsé, régime laminaire, amplitude de pulsation, fréquence de pulsation.

NOMENCLATURE

- a : amplitude de pulsation
A : amplitude de pulsation adimensionnée
e : largeur de la buse, m
f : fréquence de pulsation, s⁻¹
Gr : nombre de Grashof, $Gr = g\beta(T_0 - T_\infty)e^3/\nu^2$
Pr : nombre de Prandtl, $Pr = \nu/\alpha$
Re : nombre de Reynolds, $Re = u_0 e/\nu$
St : nombre de Strouhal, $St = f e/u_0$
t : temps, s
T : température moyenne du jet, K
Tp : période de pulsation, s
u, v : composantes moyenne de la vitesse, respectivement selon les directions longitudinale x et transversale y, m.s⁻¹
U, V : composantes moyenne de la vitesse adimensionnées, respectivement selon les directions longitudinale X et transversale Y
x,y : coordonnées longitudinale et transversale, m
X,Y : coordonnées adimensionnées, respectivement longitudinale et transversale

Symboles Grecs

- θ : température adimensionnée
 ν : viscosité cinématique du fluide, m²s⁻¹
 τ : temps adimensionné
 ω : vitesse angulaire, $\omega = 2\pi f$, rd.s⁻¹

Indices

- 0 : à la sortie de la buse
c : sur l'axe du jet
m : grandeur modifiée
 ∞ : milieu ambiant

1. INTRODUCTION

Une des propriétés les plus importantes des jets dans les applications industrielles est leur capacité de mélange avec le fluide ambiant, en particulier dans les chambres de combustion et les éjecteurs. Ces dernières années, plusieurs tentatives ont été faites pour améliorer le taux de mélange de jets par des tourbillons. Ces derniers sont produits soit en modifiant la géométrie de la buse, soit en imposant des perturbations périodiques dans le jet. Les effets de la géométrie de la buse ont été étudiés par plusieurs auteurs [1-4]. Ils ont trouvé que l'intensité turbulente augmente dans les premiers diamètres alors que la vitesse sur l'axe décroît rapidement. Ces résultats ont été confirmés par Viets [5]. Ces auteurs ont aussi examiné l'influence de la géométrie de la buse sur l'efficacité de la poussée et sur l'oscillation du fluide. Les résultats obtenus dépendent de la forme particulière de la buse.

Dans un cadre plus général, il apparaît intéressant de relier les propriétés du jet aux conditions initiales, et en particulier à la perturbation périodique initiale [6]. Parmi les travaux effectués sur ce sujet précis, il convient de noter celui de Favre-Marinet et al. [7] qui ont étudié expérimentalement l'influence d'une grande amplitude de pulsation (de l'ordre de 40%) sur un écoulement de type jet d'air circulaire. Ils ont trouvé que le jet pulsé entraîne le fluide environnant plus rapidement que le jet non pulsé et que, par conséquent, un jet pulsé se propage plus rapidement qu'un jet non pulsé. Ils ont aussi observé que l'écoulement est constitué de tourbillons périodiques axisymétriques se propageant le long de l'écoulement. Ces fluctuations périodiques sont d'abord amplifiées jusqu'à une distance voisine de 2 à 3 diamètres de la sortie de la buse, puis décroissent pour disparaître après 10 diamètres. Cette dégénérescence des tourbillons périodiques s'accompagne d'une augmentation de l'intensité turbulente de 30% à partir de 10 diamètres avant de rejoindre l'allure asymptotique du jet non pulsé. Hussain et al [8,9], ainsi que Kelmanson [10] et Vulis [11], pour le cas d'un jet plan perturbé, ont trouvé des taux d'entraînement très élevés dans les premiers diamètres par rapport au cas non perturbé. De plus Curtet et al [12] et Bremhorst et al [13] ont photographié un jet axisymétrique et ont observé que le jet permanent se développe progressivement en aval de la buse, tandis que le jet pulsé se développe brusquement à la sortie de cette dernière.

Les travaux effectués montrent que dans un écoulement pulsé, pour les jets plans et circulaires, la taille et la formation des structures cohérentes sont influencées par l'amplitude et la fréquence de la pulsation [14,15]. Une revue de la littérature révèle que la grande majorité des études sur les écoulements de type jet pulsé est d'ordre expérimentale. La complexité des phénomènes mis en jeu rend difficile une analyse purement théorique du problème, si ce n'est sous une forme très simplifiée. L'existence d'une telle difficulté ouvre ainsi un champ intéressant mais délicat pour l'application des méthodes de résolution numérique à ce type d'écoulement. Dans ce travail, une méthode numérique a été utilisée pour l'étude de l'évolution au cours du temps d'un jet plan pulsé en régime laminaire instationnaire. Les comportements dynamique et thermique du jet pulsé est examiné en faisant varier les nombres de Reynolds, de Grashof, de Strouhal et l'amplitude de la pulsation.

2. FORMULATION MATHEMATIQUE

2.1 Hypothèses

On considère un jet issu d'une buse rectangulaire d'épaisseur e dont les dimensions sont petites vis-à-vis de l'enceinte ou du milieu ambiant dans lequel débouche l'écoulement, le jet et le milieu ambiant sont constitués du même fluide. Les forces de frottement sont du même ordre de grandeur que les forces d'inertie et l'écoulement est supposé être de type couche limite. Les équations sont écrites dans un système de coordonnées cartésiennes (figure 1).

La largeur de la buse est supposée grande devant son épaisseur e , afin que les effets de bords aient une influence négligeable: le problème est alors bidimensionnel, la deuxième composante de la vitesse transverse étant toujours supposée nulle.

Pour la gamme des nombres de Grashof utilisés, la masse volumique du fluide varie linéairement avec la température dans le terme contenant la force de flottabilité; elle est considérée constante ailleurs, selon les hypothèses de Boussinesq. La pression est supposée constante dans le jet. Ce dernier est soumis à une perturbation longitudinale et périodique à caractère unidirectionnel de la vitesse d'éjection. L'étude numérique est menée en régime laminaire et instationnaire.

2.2 Mise en équations

Dans le cadre des hypothèses citées précédemment, les équations qui régissent notre écoulement s'écrivent sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (I)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \pm \gamma \frac{1}{Fr} \theta \quad (II)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Re Pr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (III)$$

Les équations (I) à (III) sont obtenues en considérant les variables adimensionnées suivantes :

$$(X, Y) = \frac{(x, y)}{e}, \quad (U, V) = \frac{(u, v)}{u_0}, \quad \theta = \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty}, \quad \tau = \frac{tu_0}{e} \quad (IV)$$

γ prend les valeurs 0 et 1, pour $\gamma=0$ les deux premières équations formulent les jets plans isothermes. Pour le cas non isotherme ($\gamma=1$), le signe + représente le cas d'un jet chaud ascendant ou froid descendant, alors que le signe - représente le cas d'un jet chaud descendant ou froid ascendant. Ces équations sont écrites dans un système de coordonnées telle que l'origine (O) des axes se trouve au milieu de la section de sortie du jet (figure 1).

Aux équations (I) à (III) sont associées les conditions aux limites et d'émission adimensionnelles suivantes :

$$X > 0, \begin{cases} Y=0 ; V(X, 0, \tau)=0 ; \frac{\partial U(X, 0, \tau)}{\partial Y}=0 ; \frac{\partial \theta(X, 0, \tau)}{\partial Y}=0 \\ Y \rightarrow \infty ; U(X, Y, \tau) \rightarrow 0 ; \theta \rightarrow 0 \end{cases} \quad (V)$$

$$X = 0, V(0, Y, \tau) = 0 \text{ et } \begin{cases} * \text{Si } 0 \leq Y < 0.5 \\ U(0, Y, \tau) = 1 + A \sin(2\pi St\tau) \\ \theta(0, Y, \tau) = 1 \\ * \text{Si } Y \geq 0.5 \\ U(0, Y, \tau) = 0 \\ \theta(0, Y, \tau) = 0 \end{cases} \quad (VI)$$

Dans ce travail les champs de température et de vitesse d'un jet non pulsé sont utilisés comme conditions initiales associées aux équations (I) à (III).

2.3 Méthode de résolution numérique

Dans ce travail, les équations (I) à (III) associées à leurs conditions aux limites sont résolues numériquement par une méthode aux différences finies utilisant un schéma purement implicite. Le maillage utilisé est décalé, c'est à dire que l'équation de continuité est discrétisée au nœud $(i+1/2, j+1/2)$ alors que la discrétisation spatiale des équations de quantité de mouvement et d'énergie se fait au nœud $(i, j+1/2)$. Cette méthode utilisée dans des travaux antérieurs [12,13], a été adoptée pour des raisons de stabilité numérique par rapport au maillage non décalé. La discrétisation temporelle des équations est aussi effectuée par un schéma aux différences finies.

Le maillage considéré est rectangulaire (figure 1): il est uniforme dans la direction transversale, 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. La distance $Y_\infty = (N-1) \Delta Y$ dépend des nombres de Reynolds, de Grashof et de la pulsation. Ces pas sont suffisants pour obtenir une solution indépendante du maillage spatial et temporel. Dans la direction longitudinale, le maillage utilisé est non uniforme (figure 1). En effet, le pas de calcul est pris très fin au voisinage de la buse ($\Delta X_1 = 10^{-4}$ pour $0 \leq X \leq 3$). Puis, un peu plus loin, on augmente le pas de calcul ($\Delta X_2 = 10^{-3}$ pour $3 < X \leq 10$) et enfin, pour pouvoir descendre très bas dans le jet, on considère un pas plus grand pour des abscisses supérieures ($\Delta X_3 = 10^{-2}$ pour $X > 10$). Le pas du temps utilisé est constant.

La résolution du système d'équations algébriques obtenu est effectuée à l'aide d'une méthode itérative de balayage ligne par ligne. Le choix de cette méthode est justifié par la rapidité de convergence par rapport à celle d'un balayage point par point. En ce qui concerne le critère de convergence, le processus itératif prend fin

lorsque, à chaque pas de temps, la condition $\left| \frac{\phi^{m+1} - \phi^m}{\phi^m} \right| \leq 10^{-5}$, m étant le nombre d'itérations et ϕ représentant

U ou θ , est vérifiée à chaque nœud du domaine.

3. RESULTATS NUMERIQUES

3.1. Jet isotherme

L'exploitation du code de calcul numérique élaboré nous permet de déterminer les caractéristiques dynamiques du jet pulsé libre isotherme en régime laminaire et instationnaire.

Il a été montré dans un travail antérieur [16] que pour un jet non pulsé, la longueur du noyau potentiel est donnée par la relation $X_n = 0.0156 \cdot Re$ et que la zone du régime établi commençait à une distance voisine de $X=300$. Ces deux régions sont reliées par une zone intermédiaire. Nous avons voulu dans ce travail examiner l'effet de la perturbation sur les caractéristiques de l'écoulement dans ces différentes régions.

Sur la figure 2, on représente les profils de la vitesse au centre du jet ($Y=0$) en fonction de la distance longitudinale, pour différents nombres de Reynolds et en maintenant les autres paramètres fixes. On remarque que la vitesse au centre du jet pulsé présente des fluctuations dans la zone du noyau potentiel, l'amplitude de ces dernières est plus élevée pour les faibles nombres de Reynolds, ce qui nous permet de déduire que l'impact de la pulsation est plus important lorsque l'écoulement est en mouvement faible. Ceci a déjà été observé par Siegl [17,18] dans le cas d'un écoulement pulsé dans une conduite. On remarque également que pour les différents nombres de Reynolds, les fluctuations créées par la pulsation disparaissent à une même distance voisine de 10, la variation du nombre de Reynolds n'influe donc pas sur l'étendue de la région où il y a création et dissipation de ces fluctuations.

On constate qu'il y a une concordance parfaite entre nos résultats et la corrélation proposée par Schlichting [19] dans la région du régime établi où la pulsation n'a plus d'effet sur l'écoulement.

Dans ce qui suit, les résultats sont obtenus pour un nombre de Reynolds égal à 500, pour cinq différentes valeurs de l'amplitude $A=3\%$, 5% , 7% , 10% et 15% et pour des nombres de Strouhal de $St=0.1$, 0.3 , 0.7 , 1 et 2 .

On a donc présenté sur la figure 3, les profils de la vitesse verticale au centre du jet ($Y=0$) en fonction de la distance longitudinale X . On note, que pour un nombre de $Re=500$, la longueur de la région du noyau potentiel pour un jet non pulsé est voisine de 8, là encore on peut constater une bonne corrélation entre nos résultats et la relation proposée par Mhiri et al [16]. 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 3a). Ces oscillations disparaissent complètement à partir d'une distance égale à 10 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) pour toutes les amplitudes de pulsation.

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 3b), 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 (pour $St=0.1$, ces oscillations disparaissent à une distance voisine de $X=30$).

Nous pouvons donc déduire que l'étendue de la région où persistent les oscillations ne dépend que de la fréquence de pulsation, par contre une augmentation de l'amplitude de cette dernière engendre des fluctuations de tailles plus élevées, ce phénomène a déjà été observé par Favre-Marinet et al. [7].

La figure 4 donne l'évolution de la valeur limite de la composante transversale de la vitesse V_ℓ (pour $Y \rightarrow 8$). On note sur la figure 4a 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 4b 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.

L'évolution spatiale des grandeurs à un instant fixe nous a permis de noter la rapidité avec laquelle la pulsation fait évoluer le jet à la sortie de la buse. Par contre, la variation de l'amplitude ou de la fréquence de pulsation n'affecte en aucuns cas les caractéristiques de l'écoulement dans la région du régime établi. Ce phénomène a été observé par Chan [21] pour le cas d'un jet turbulent axisymétrique forcé, et a été trouvé par Acton [20] pour le cas d'un jet axisymétrique forcé.

3.2. Jet non isotherme

Dans cette partie, nous allons examiner en régime laminaire, l'influence de la pulsation sur le développement d'un jet libre plan anisotherme et pulsé.

La figure 5 donne l'évolution de la vitesse verticale au centre en fonction de la distance longitudinale X pour différents nombres de Reynolds (figure 5a) et pour différents nombres de Grashof (figure 5b).

On voit que l'influence du nombre de Reynolds ainsi que le nombre de Grashof sur la vitesse au centre du jet pulsé chauffé persiste dans la région du jet.

Sur la figure 5a, on distingue une zone de transition d'étendue variable qui est le lieu de dissipation du mouvement pulsatoire, cette région diminue en épaisseur lorsque les effets d'inertie deviennent prépondérants (Re croissant). En effet, à grand nombre de Reynolds, les fluctuations créées par la pulsation disparaissent rapidement, on a intérêt donc à travailler avec un faible nombre de Reynolds pour mieux voir l'effet de la pulsation sur l'écoulement dans une région plus large.

Sur la figure 5b, on note que pour le cas isotherme, la vitesse diminue avec X alors que lorsque le nombre de Grashof augmente la vitesse au centre augmente avec X sous l'effet des forces de flottabilité. On constate aussi que l'augmentation du nombre de Grashof favorise l'élargissement de la région de dissipation des fluctuations, le chauffage est donc aussi un facteur important pour l'étude du comportement d'un écoulement pulsé. On peut déduire que le chauffage déstabilise l'écoulement puisque les fluctuations persistent sur des distances plus grandes lorsque le nombre de Grashof augmente.

Afin de comparer nos résultats à ceux obtenus par Yu et al [22] et Miri et al [16] pour le cas d'un jet plan permanent, nous présentons sur la figure 6, l'évolution longitudinale modifiée $U_m = U (Re/Gr)^{0.25}$ en fonction de $X_m = X (Gr^3/Re^7)^{0.25}$. Nous remarquons que nos résultats obtenus ne coïncident avec ceux de [16] et [22] que dans la région de panache. L'influence de la pulsation est observée surtout au voisinage de la buse; c'est à dire dans la région du jet.

Sur la figure 7, on présente la température réduite au centre modifiée $\theta_m = \theta (Re/Gr)^{0.25}$ en fonction de X_m pour différents nombres de Grashof. Les observations effectuées à propos de la vitesse au centre sont aussi valables pour la température, c'est à dire les résultats obtenus par le jet pulsé à une amplitude de 10% et à un nombre de Strouhal égale à 0.3 ne coïncident avec ceux obtenus par [16] et [22] pour le jet permanent que dans la zone de panache. Ceci nous permet d'insister sur le fait que la pulsation influe sur l'écoulement qu'au voisinage de la buse (dans la région du jet) même pour les jets anisothermes.

Pour analyser l'influence de la pulsation sur les autres grandeurs de l'écoulement, on a fixé respectivement pour les nombres de Reynolds et de Grashof des valeurs de 100 et 500.

La figure 8 représente l'évolution longitudinale de la vitesse verticale au centre du jet. 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 considérées (figure 8a). Plus en aval, l'écoulement présente des oscillations dont les amplitudes augmentent avec celle de la pulsation. Au-delà d'une distance voisine de $X=14$ l'amplitude de pulsation n'a plus d'effet sur l'écoulement et les profils de la vitesse au centre du jet pulsé se confondent avec celui du jet permanent pour toutes les amplitudes de pulsation considérées.

L'influence de la fréquence de pulsation sur l'évolution longitudinale de la vitesse au centre du jet est reportée sur la figure (8b). 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 persistent sur des distances plus élevées (pour $St=0.1$, ces oscillations disparaissent à partir d'une distance $X=40$).

4. CONCLUSION

Dans ce travail, on a étudié l'influence des nombres de Strouhal, de Reynolds, de Grashof et de l'amplitude de pulsation sur un écoulement de type jet plan pulsé en régime laminaire par une méthode numérique aux différences finies. On a montré que pour les différents cas étudiés, une pulsation d'une faible amplitude et à faible nombre de Strouhal produit des allures comparables au cas du jet non pulsé dès la sortie de la buse. Pour le cas d'un écoulement isotherme et pour une amplitude fixée, nous avons montré que la région du régime établi commence au voisinage de $X=30$ lorsque le nombre de Strouhal est faible. Lorsqu'on fixe le nombre de Strouhal et qu'on fait varier l'amplitude de pulsation le régime établi est toujours atteint à partir de $X=10$. Par contre, dans un travail antérieur [16] et pour le cas du jet permanent isotherme, il avait été établi que la région du jet commençait à partir d'une distance à la buse voisine de 300. On peut déduire que la pulsation accélère l'apparition de la région correspondant au régime établi du jet. Dans cette région d'établissement, la pulsation n'a alors plus d'influence sur l'écoulement. En revanche, l'influence de la pulsation reste importante dans la région du jet et de transition.

On a aussi montré que pour le cas d'un jet anisotherme pulsé, que la pulsation n'influe plus sur l'écoulement dans la zone de panache où les forces de flottabilité sont prépondérantes et les profils du jet pulsé se confondent alors avec le profil affine du jet permanent.

Le régime asymptotique permanent atteint par un jet laminaire ne dépend pas de la pulsation à la sortie de la buse. En forçant une pulsation à très forte nombre de Strouhal, on ne fait qu'accélérer l'évolution vers ce régime affine.

Pour clore ce travail, nous retenons que la pulsation ne modifie donc pas les paramètres de l'écoulement dans la région de panache (très loin de la buse), par contre elle accélère le développement initial du jet et améliore la diffusion et l'entraînement de l'air ambiant dans les premiers diamètres.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Quinn, B., "*Compact Ejector Thrust Augmentation*", Journal of Aircraft, 10 (1973), pp. 481-486.
- [2] Hill, W. G., and Greene, P. R., "*Increased Turbulent Jet Mixing Rates Obtained by Self-Excited Acoustic Oscillations*", ASME Journal of Fluids Engineering.99 (1977), pp. 520-525.
- [3] Binder, G., and Favre-Marinet, M., "*Flapping Jets*", IUTAM-IAHR, Symposium Karlsruhe, Aug. 14-16, (1972).
- [4] Husain, H.S. and A.K.M.F. Hussain, "*Controlled excitation of elliptic jets*", letters of phys. Fluid. 26 (1983) pp. 2763-2766.
- [5] Viets, H., "*Flip-Flop Jet Nozzle*", AIAA Journal. 13 (1975), pp. 1375-1379.
- [6] Marzouk, S., Mhiri H., El Golli S., Le Palec G. et Bournot Ph, "*Etude numérique d'un jet axisymétrique pulsé*", SFT 2000, Edition Elsevier, N°8, pp. 203-209.
- [7] Favre-Marinet M., and Binder G., "*Structure des jets pulsants*", Journal de Mécanique. 18 (1978),pp. 355-394.
- [8] Hussain A.K.M.F. and Rayclark A., "*Upstream influence on the near field of plane turbulent jet*", Phys. of Fluid. 20 (1977), pp. 1416-1426.
- [9] Hussain A.K.M.F. and Thompson C.A., "*controlled Symmetric Perturbation of the Plane Jet an Experimental Study in Initial Region*", J. Fluid Mech. 100 (1980), pp.397-431.
- [10] Kelmanson D.A., "*Résultats sur la structure d'un jet turbulent*", Khaborshy-Vest n.Akademii Nauk Kaz-S.S.R. 3(1968), pp.51-58.
- [11] Vulis L.A., Mikhasenko Y.I. and Khitrikoo V.A., "*Effective Control of Propagation of Free Jet*", Izo.A.N.S.S.R.Mekhanika Zhidkoski. Gaza, vol.1, n°6, pp. 173-178, (1966).
- [12] Curtet R.M., Girard J.P., "*Visualization of a pulsating jet*", Proceedings of the Symposium on Fluid Mechanics of Mixing, ASME, New York (1973).
- [13] Bremhorst K., and Hollis P.G., "*Velocity Field of an Axisymmetric Pulsed, Subsonic Air Jet*", AIAA Journal. 28 (1990), pp. 2043-2049.
- [14] Popiel C.O. and Trass O., "*Visualization of a Free and Impinging Round Jet*", Experimental Thermal and Fluid Science. 4 (1991), pp. 253-264.
- [15] Ho, C. M. and Huang, L. S., "*Subharmonics and vortex merging in mixing layers*", Journal of Fluid Mechanics.119 (1982), pp.443-473.
- [16] Mhiri H., Golli El. S., Le Palec G. et Bournot Ph., "*Influence des conditions d'émission sur un écoulement de type jet plan laminaire ou chauffé*", Revue Générale de thermique. 10 (1998), pp. 898-910.
- [17] Siegel R. and Perlmutter M., "*Heat transfer for pulsating laminar duct flow*", Trans. ASME J. Heat Transfer. 84 (1962), 111-123.
- [18] Siegel R., "*Influence of oscillation-induced diffusion on heat transfer in a uniformly heated channel*", Trans. ASME J. Heat Transfer. 109 (1987), 244-247.
- [19] Schlichting H., "*boundary layer theory*", 7th ed., Mc Graw Hill (1979).
- [20] Acton E., "*A modeling of large eddies in axisymmetric jet*", J. Fluid Mech. 98 (1980), pp.1-31.
- [21] Chan Y. Y., "*Spatial waves in turbulent jets*", Phys. Fluids. 17 (1974), pp. 46-53.
- [22] W.S. Yu, H.T. Lin, H.C. Shih, "*Rigorous numerical solutions and correlation for two dimensional laminar buoyant jets*", International Journal of Heat and Mass Transfer. 35 (1992), pp. 1131-1141.

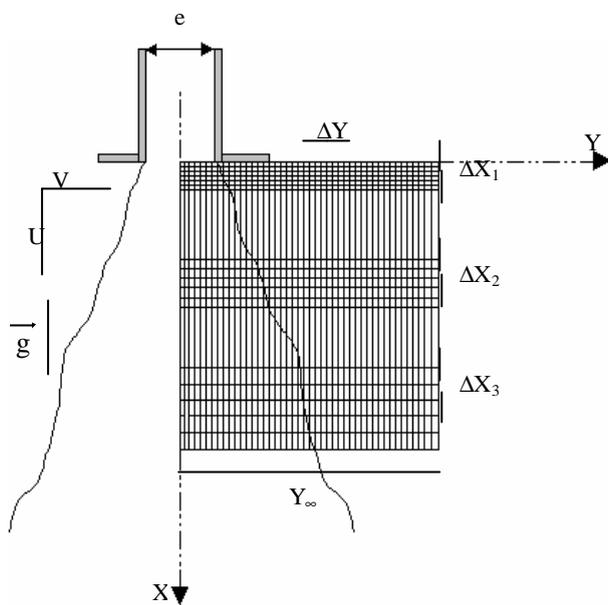


Figure 1: Représentation schématique de la buse d'éjection et du maillage

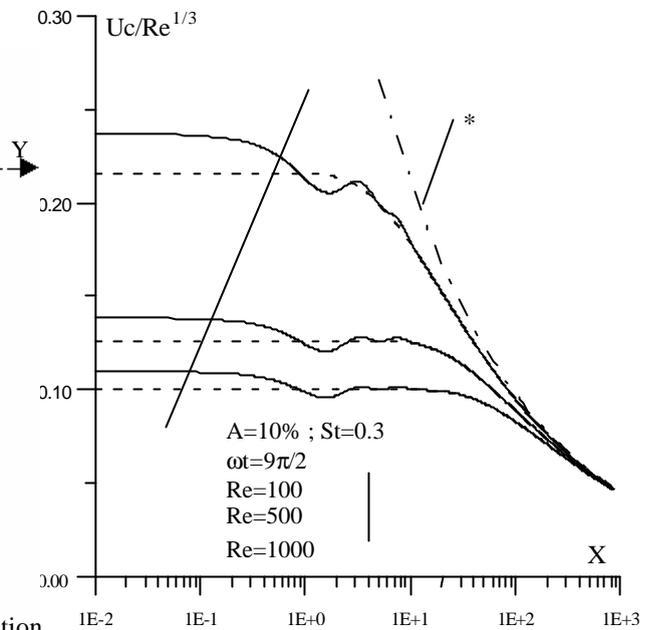
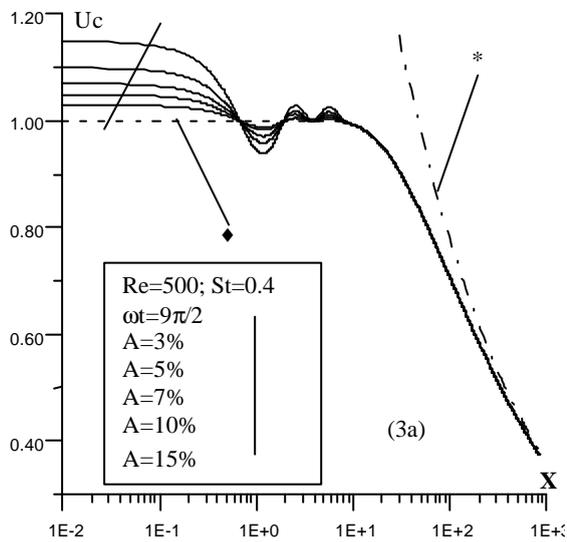
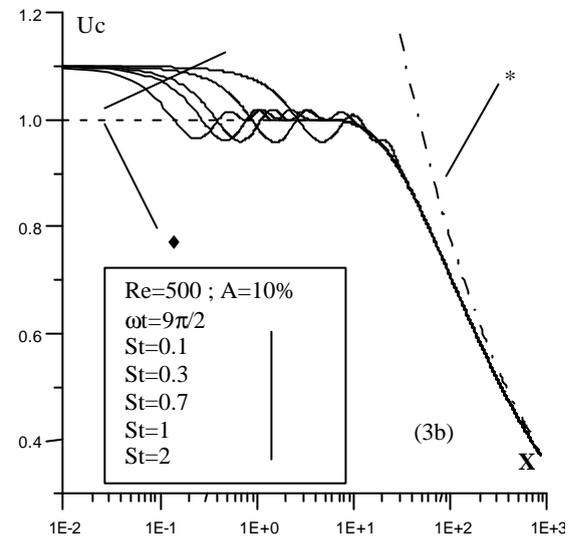


Figure 2: Evolution de la vitesse verticale au centre du jet

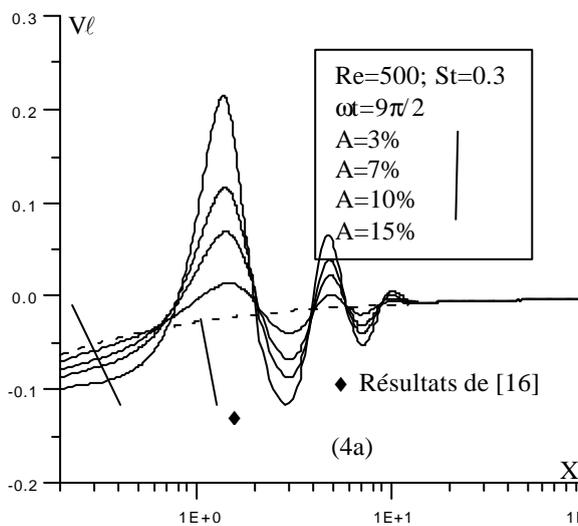


(3a) Influence de l'amplitude de pulsation

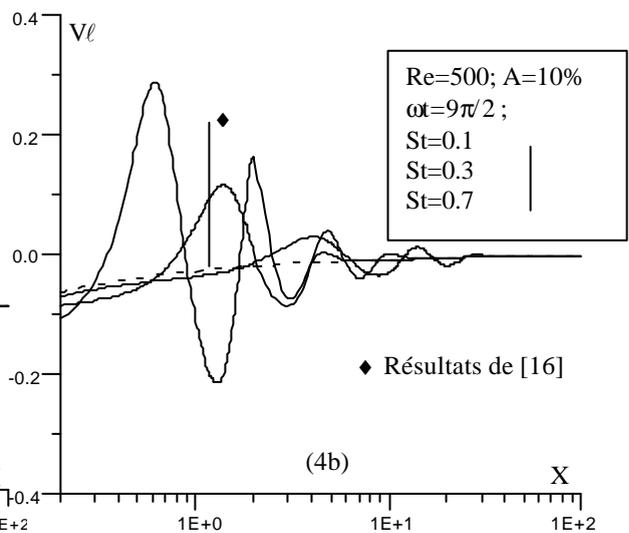


(3b) Influence de la fréquence de pulsation

◆ Résultats de [16] * Résultats de [19]



(4a) Influence de l'amplitude de pulsation



(4b) Influence de la fréquence de pulsation

Figure 4: Evolution de la Vitesse transverse limite du jet

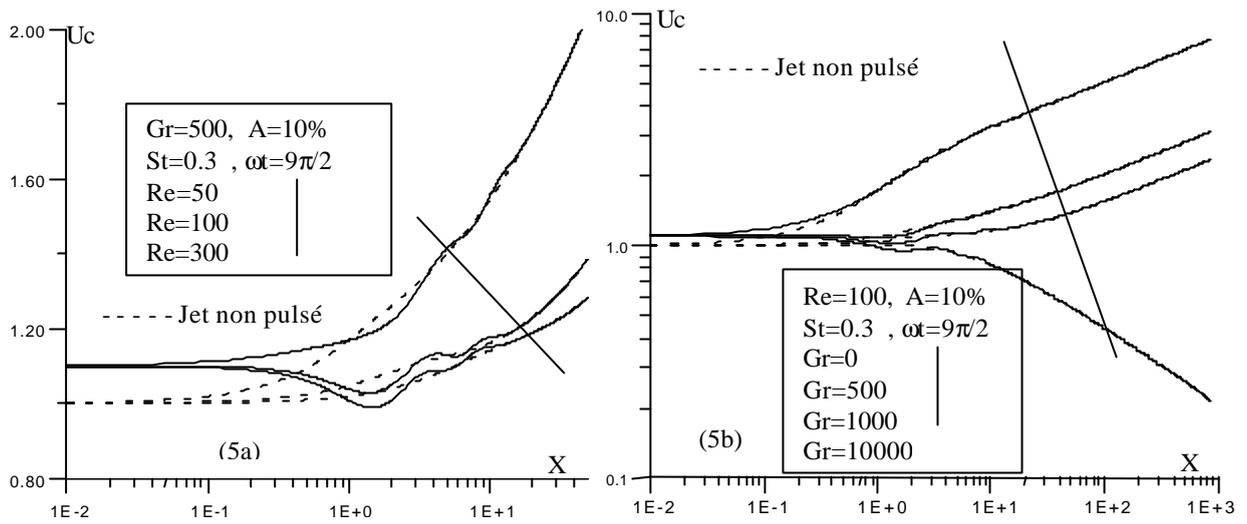


Figure 5 : Evolution de la vitesse verticale au centre ($Y=0$)

(5a) Influence du nombre de Reynolds

(5b) Influence du nombre de Grashof

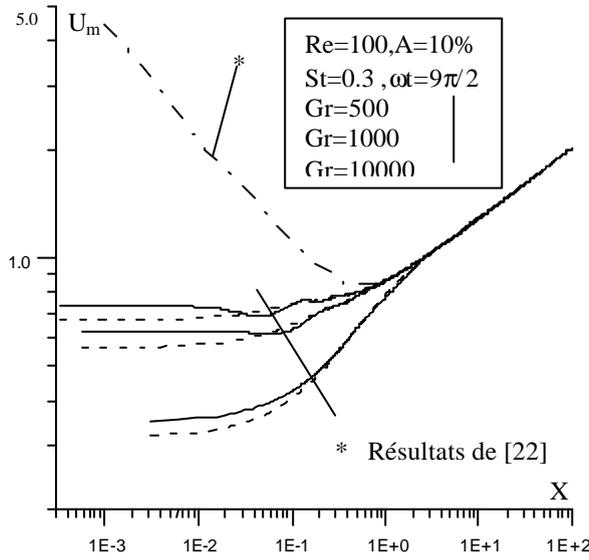


Figure 6: Evolution de la vitesse au centre modifiée

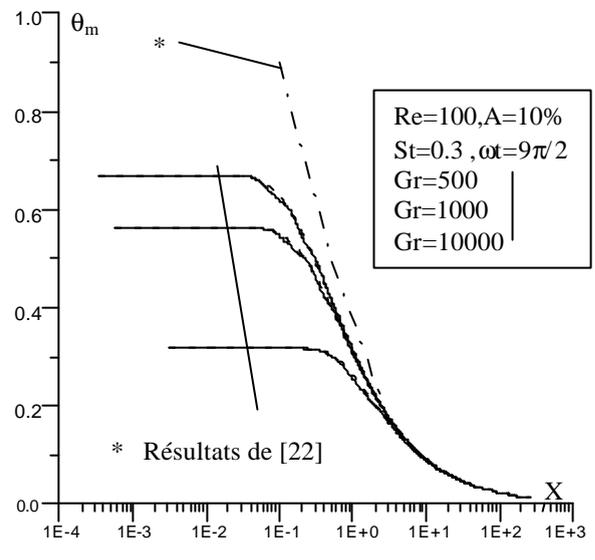
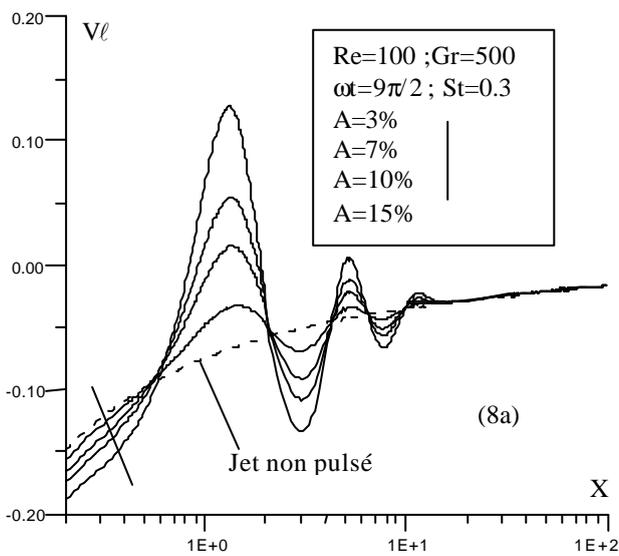
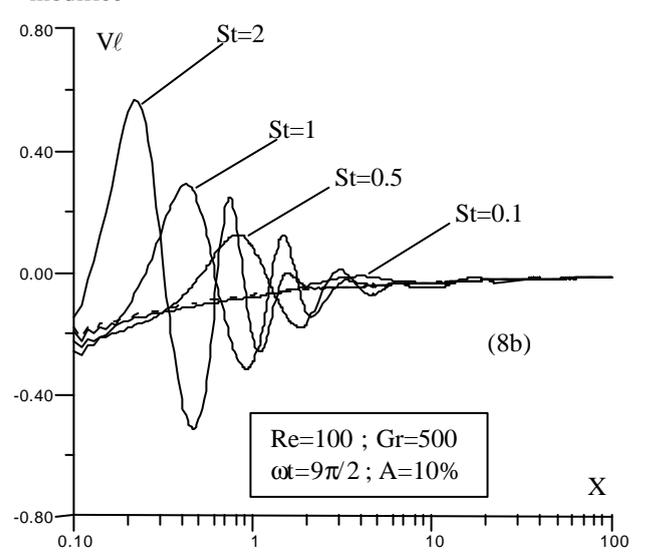


Figure 7 : Evolution de la température réduite au centre modifiée



(8a) Influence de l'amplitude de pulsation



(8b) Influence de la fréquence de pulsation