



Brisure d'axisymétrie à l'instabilité primaire du jet rond

Ionut Danaila, Jan Dusek, Fabien Anselmet

► **To cite this version:**

Ionut Danaila, Jan Dusek, Fabien Anselmet. Brisure d'axisymétrie à l'instabilité primaire du jet rond. 13. Congrès Français de Mécanique (CFM'97), Sep 1997, Poitiers, France. ineris-00972113

HAL Id: ineris-00972113

<https://hal-ineris.archives-ouvertes.fr/ineris-00972113>

Submitted on 3 Apr 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

BRISURE D'AXISYMETRIE À L'INSTABILITÉ PRIMAIRE DU JET ROND

Ionut DANAILA* **, Jan DUŠEK***, Fabien ANSELMET**

* I.N.E.R.I.S., Parc Tech. Alata, 60550 Verneuil en Halatte

** I.R.P.H.E., 12 Av. Général Leclerc, 13003 Marseille

*** I.M.F., 2 rue Boussingault, 67000 Strasbourg

1. Introduction

La plupart des études du jet rond libre considèrent des nombres de Reynolds (défini sur la vitesse de sortie de l'injecteur V_{z0} et le diamètre D de la buse) assez importants ($Re \geq 300$, cf., par ex. [1]), de sorte que les effets non visqueux prévalent sur les effets visqueux. Pour ce type d'écoulements, le scénario qui caractérise l'évolution du jet dans la zone proche de la buse est bien connu. Récemment [2], nous avons réalisé des simulations de la zone proche de sortie d'un jet rond évoluant dans le temps et dans l'espace au nombre de Reynolds de 500. Bon nombre de résultats connus ont été retrouvés, prouvant la pertinence de ce type de simulations pour l'étude des détails du comportement dynamique du jet rond.

La transition à l'instationnarité et ses mécanismes ont, en revanche, été très peu étudiés pour ce type d'écoulement. Nous avons alors considéré des variations fines dans une plage de nombres de Reynolds plus bas. Une instabilité primaire du jet accompagnée par la brisure de l'axisymétrie a ainsi été mise en évidence. Ses mécanismes principaux sont décrits dans cette étude.

2. Etude numérique. Analyse des modes instables.

La principale difficulté dans l'investigation du seuil et de la dynamique de l'instabilité primaire est liée à la nécessité de mener des simulations dans un régime très légèrement supercritique caractérisé par de très longues transitoires. Pour capter d'une manière efficace et suffisamment précise toutes les échelles spatiales, le code NEKTON, fondé sur la méthode d'éléments spectraux, a été choisi. Le système numérique utilisé, présenté en détail en [2], simule un jet non confiné généré par un profil plat (dit 'top hat') à la sortie d'un orifice dans une paroi solide.

Le seuil de l'instabilité primaire a été obtenu en étudiant le taux d'amplification ou d'atténuation des petites fluctuations des vitesses. Le seuil de l'instabilité primaire $Re_{cr} = 220$ (correspondant au taux d'amplification nul) pour la discrétisation choisie a ainsi été déterminé à l'unité près. A son seuil, l'instabilité est caractérisée par des oscillations avec une fréquence adimensionnée par le diamètre et la vitesse de sortie de la buse $f = 0.169$. C'est approximativement la moitié de la fréquence 'préférée' du jet, trouvée dans les simulations avec $Re = 500$ [2]. Le caractère oscillant des fluctuations montre que l'instabilité est de type Hopf.

La théorie linéaire montre que, pour tout écoulement axisymétrique, le problème aux valeurs propres linéaire possède, soit une solution propre axisymétrique, correspondant

au nombre d'onde azimutal $m = 0$ (instabilité du type de Kelvin-Helmholtz), soit, pour un nombre d'onde azimutal non nul, son spectre est dégénéré avec deux solutions propres linéairement indépendantes ($\psi_{+|m|}, \psi_{-|m|}$) associées à la même valeur propre ($\lambda_{|m|}$). Les modes hélicoïdaux simples ($m = \pm 1$) sont indiqués comme les plus instables, aux très bas nombres de Reynolds, par l'analyse visqueuse de stabilité [3] et par les observations expérimentales [4].

Nous avons étudié l'instabilité dans un régime très légèrement super-critique caractérisé par le nombre de Reynolds $Re = 225$. Pour cette valeur les amplitudes des oscillations restent assez petites ($\approx 0.04V_{z0}$). Nous avons, pourtant, mis en évidence un comportement assez complexe. Pour l'expliquer nous avons ajouté au calcul une décomposition du champ de l'écoulement $\mathbf{v} = (v_r, v_\theta, v_z, p)$ en double série de Fourier (suivant le temps et la direction azimutale θ):

$$\mathbf{v}(r, \theta, z, t) = \sum_{n,m=-\infty}^{+\infty} \mathbf{c}_{n,m}^{\mathbf{v}}(r, z) e^{i(n\omega t - m\theta)}, \quad \text{avec } \omega = 2\pi f \quad (1)$$

Le mode $n = m = 0$ représente l'écoulement moyen et axisymétrique, qui, au nombre de Reynolds considéré, est pratiquement identique à l'écoulement de base de l'instabilité. Le fondamental ($n = 1$) représente très bien le mode linéairement instable. Son analyse azimutale (coefficients $c_{1,m}$) a montré que le fondamental contient essentiellement les modes hélicoïdaux contra-rotatifs ($m = \pm 1$), ce qui indique qu'on est en présence du cas de spectre dégénéré.

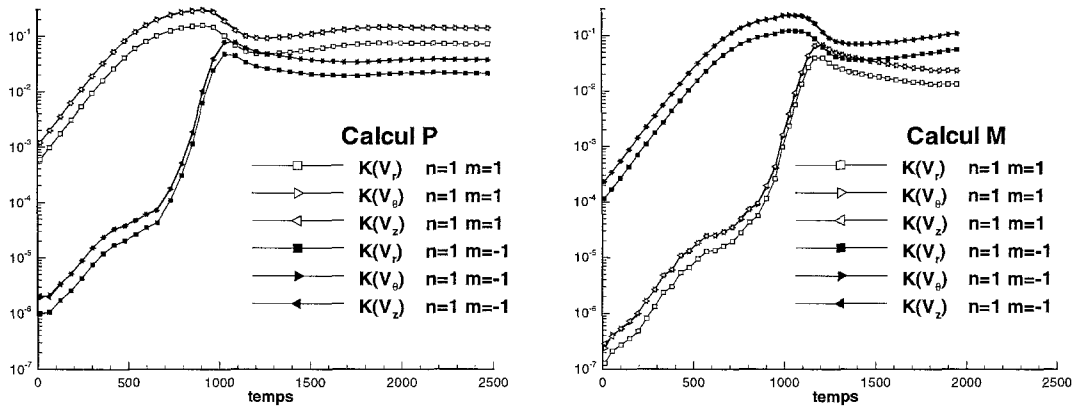


Figure 1. Evolution en temps de l'énergie contenue dans les deux modes hélicoïdaux $m = \pm 1$. L'énergie est évaluée, pour chaque composante de la vitesse, par $K_m(\mathbf{v}) = \int |c_{1,m}^{\mathbf{v}}|^2(r, z) dr dz$.

Pour le nombre de Reynolds considéré, les deux modes $m = \pm 1$ n'ont ni la tendance à s'équilibrer ni à faire disparaître un mode en faveur de l'autre. L'instabilité primaire n'évolue pas vers un cycle limite, mais vers un attracteur quasi-périodique (tore limite). La décomposition (1) permet d'étudier l'influence des conditions initiales sur la nature de l'attracteur final. Nous avons entrepris des simulations avec des conditions initiales constituées du seul mode $m = +1$ (que nous appellerons 'calcul P'), du seul mode $m = -1$ ('calcul M'), ainsi qu'une simulation où la condition initiale était définie par deux modes approximativement équilibrés. Pour chaque calcul, les perturbations initiales ne dépassent pas $10^{-3} V_{z0}$. La figure 1 présente l'évolution des énergies contenues dans les modes $m = \pm 1$ pour le 'calcul P' et le 'calcul M'. L'évolution est

'symétrique' pour les deux simulations: le mode initialement présent reste dominant. L'état asymptotique contient les deux modes avec amplitudes différentes, mais avec le même rapport pour les deux calculs. Avec une condition initiale (presque) équilibrée on constate la sélection de l'un de ces deux états asymptotiques très sensible au rapport des amplitudes initiales des modes, ce qui indique la nature instable de l'état où les deux modes sont équilibrés. Les modes hélicoïdaux formant les états asymptotiques des calculs P et M sont matérialisés en fig. 2 par des iso-surfaces de basse pression.

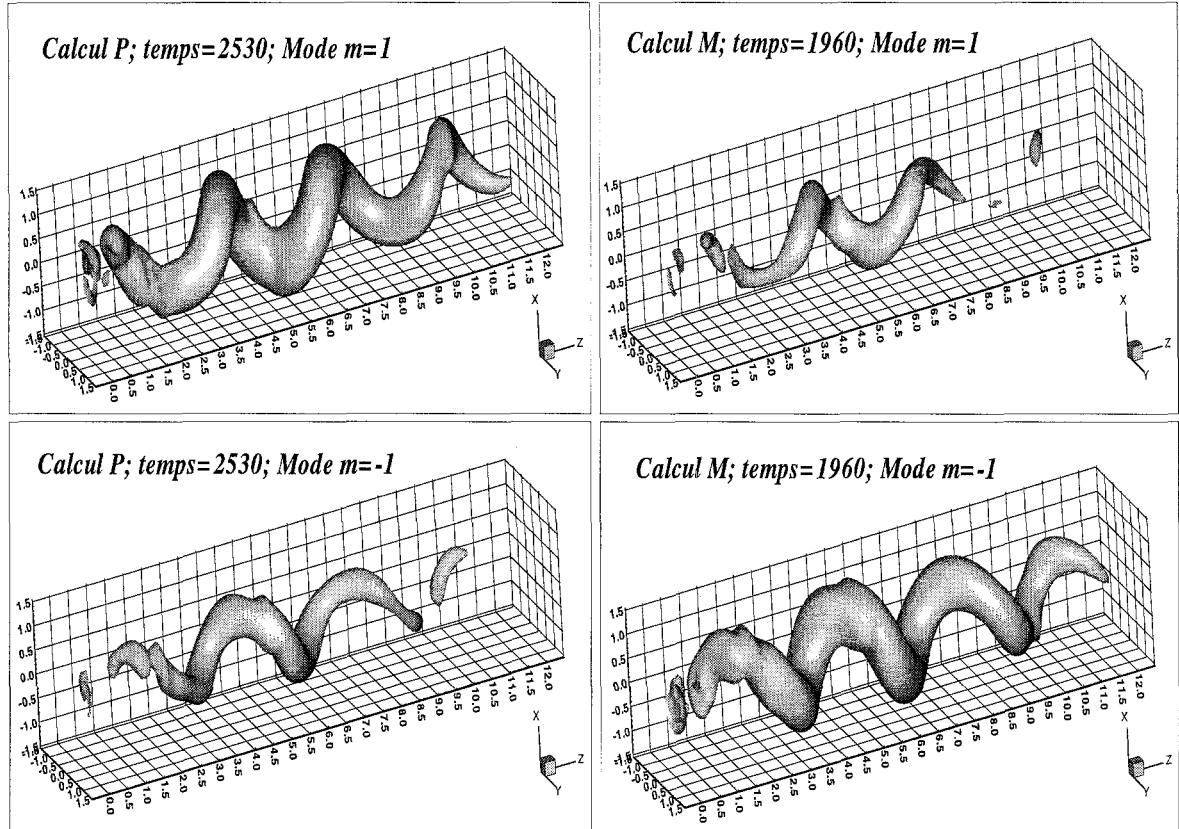


Figure 2. Visualisations des modes instables par iso-surfaces de basse pression dans les champs correspondant à chaque mode (termes $c_{1,m}^p e^{-im\theta} + c.c.$). Le même niveau $(0.2(p_\infty - p)_{min})$ pour $m = 1$, 'calcul P') est utilisé dans les quatre visualisations.

3. Etude théorique. Modèle de Landau généralisé.

Pour expliquer de manière satisfaisante l'évolution de l'instabilité, il a fallu recourir à une analyse de stabilité faiblement non-linéaire à l'ordre 5. La simulation ayant montré que l'espace propre le plus instable correspond à $m = 1$, on peut écrire la projection d'un vecteur d'état quelconque ψ sur ce sous-espace comme $\psi = A_+ \psi_1 + A_- \psi_{-1}$. De cette manière, le fondamental de la décomposition (1) de l'instabilité peut être caractérisé par sa projection sur le sous-espace propre instable: $P_{\lambda_1}(c_{1,1} e^{-i\theta} + c_{1,-1} e^{i\theta}) = A_+(t) \psi_1 + A_-(t) \psi_{-1}$. On a alors affaire à un modèle bidimensionnel qui s'écrit, à l'ordre 5, de façon suivante:

$$\begin{aligned} \frac{1}{A_+} \frac{dA_+}{dt} &= \gamma - (C|A_+|^2 + D|A_-|^2) - (a|A_+|^4 + b|A_+|^2|A_-|^2 + c|A_-|^4) \\ \frac{1}{A_-} \frac{dA_-}{dt} &= \gamma - (D|A_+|^2 + C|A_-|^2) - (a|A_-|^4 + b|A_+|^2|A_-|^2 + c|A_+|^4) \quad (2) \end{aligned}$$

Les coefficients γ, C, D, a, b, c ont pu être ajustés à partir des résultats de la simulation numérique. La figure 3 montre un bon accord entre le modèle (2) et la simulation numérique directe dans un point du domaine de calcul arbitrairement choisi.

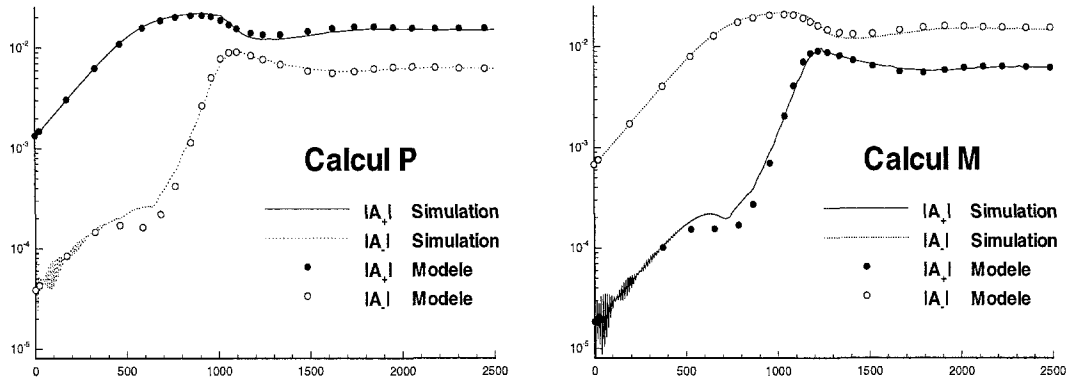


Figure 3. Evolution en temps des amplitudes de la vitesse azimutale pour les deux modes instables ($|A_{\pm}| = |c_{1,\pm 1}|$), dans le point ($r = 0.507, \theta = 0, z = 2.$). Comparaison avec le modèle analytique (2).

4. Conclusion

Le modèle (2) se prête à une analyse simple de la nature de l'attracteur en fonction du taux d'amplification γ , ce dernier jouant le rôle de paramètre de l'instabilité, linéairement lié au nombre de Reynolds. On peut ainsi établir que trois états asymptotiques stables différents peuvent être prédits: un cycle limite caractérisé par la présence d'un seul mode $m = 1$ ou $m = -1$, un tore limite avec les deux modes présents mais avec différentes amplitudes (cas simulé au $Re=225$) et, finalement, de nouveau un cycle limite mais cette fois-ci avec les deux modes équilibrés. Tous ces trois régimes succèderaient dans une plage de $\gamma \in [0, 10^{-2}]$ correspondant à une variation de 4% du nombre de Reynolds. Des simulation numériques pour des variations plus fines du nombre de Reynolds entre $Re = 220$ et 230 seront menées pour confirmer cette prédiction. A la limite supérieure de cet intervalle théorique la solution stable obtenue par la théorie à l'ordre 5 perd sa stabilité. Il est fort probable que ceci se passe au profit d'un régime déjà chaotique, ce qui permettrait d'expliquer pourquoi les expériences n'ont jamais permis de mettre en évidence, pour un jet homogène, les états intermédiaires entre un jet stationnaire et axisymétrique et la turbulence à bas nombre de Reynolds.

Cette recherche est financée par l'Institut National de l'Environnement Industriel et des Risques (I.N.E.R.I.S.), que nous tenons à remercier.

Bibliographie

1. G. E. Mattingly, C. C. Chang, "Unstable waves on a axisymmetric jet column," J. Fluid Mech. **65**, 541 (1974).
2. I. Danaila, J. Dušek, F. Anselmet "Direct numerical simulations of the free, unsteady, round, unforced jet at low Reynolds numbers," Proceedings of The Second ERCOFTAC Workshop on Direct and Large Eddy Simulation, Grenoble, France, (september 1996).
3. P. J. Morris, "The spatial viscous instability of axisymmetric jets," J. Fluid Mech. **77**, 511 (1976).
4. S. C. Crow, F. H. Champagne, "Orderly structure in jet turbulence," J. Fluid Mech. **48**, 547 (1971).