



**HAL**  
open science

## Sur un nouveau mécanisme de transition by-pass

Sedat F. Tardu, Rabia Nacereddine

► **To cite this version:**

Sedat F. Tardu, Rabia Nacereddine. Sur un nouveau mécanisme de transition by-pass. 17e Congrès Français de Mécanique, Aug 2005, Troyes, France. pp.1-6. hal-00262270

**HAL Id: hal-00262270**

**<https://hal.science/hal-00262270v1>**

Submitted on 8 May 2023

**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.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

# Sur un nouveau mécanisme de transition by-pass

Sedat, Tardu et Rabia, Nacereddine

*Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels- LEGI*

*Equipe PIM LEGI-LETI (CEA)*

B.P. 53 X  
38041 GRENOBLE Cédex

## Résumé :

*Un nouveau mécanisme de transition by-pass dans un écoulement de Poiseuille plan est proposé et analysé à travers les simulations numériques directes (SND) de haute résolution temporelle et spatiale. Il est basé sur l'interaction des perturbations localisées près d'une paroi, telles que celles engendrées par une distribution de rugosité. Nous montrons théoriquement qu'une telle distribution de perturbation peut engendrer sous certaines conditions la régénération de la vorticité longitudinale et causer une transition rapide, alors qu'individuellement chaque perturbation résulte en une configuration stable. Les résultats de SND confirment et renforcent cette hypothèse.*

## Abstract :

*A new by-pass mechanism in a wall bounded internal flow is proposed and the proposal is checked by direct numerical simulations of high temporal and spatial resolution. The mechanism is based on the interactions of the localized perturbations, rather than the effect of a single perturbation investigated so far in the classical by pass transition process. It is first shown by theoretical considerations that two pairs of quasi-streamwise vortices can interact near the wall in such a manner that the compression (stretching) of the existing wall normal vorticity induced by one of the pairs can enhance a new streamwise vorticity zone that can lead to new coherent structures and considerably enhance the transition process. Direct numerical simulations confirm this hypothesis.*

## Mots clefs :

**Transition, by-pass, régénération des structures tourbillonnaires pariétales**

## 1 Introduction

Cette étude concerne le scénario de transition lié à la croissance spatio-temporelle dans des échelles de temps significativement courtes comparé aux ondes de Tollmien-Schlichting (TS) d'une perturbation localisée qui « by-pass » (contourne) le mécanisme d'instabilité classique des perturbations bidimensionnelles et leur instabilité secondaire intrinsèque. Le développement tridimensionnel résulte dans l'acheminement des amplitudes finies et des effets non linéaires. Ce type de transition peut essentiellement être provoqué par des irrégularités de surface. Ce mécanisme a été traité en détail dans le passé pour une perturbation localisée (voir Henningson et al., 1993 par exemple). Pour autant, les irrégularités de surface ne sont pas singulières et l'interaction entre les perturbations localisées peut enclencher la transition beaucoup plus rapidement qu'une perturbation unique et ceci sous certaines conditions. Bien que le mécanisme by-pass contienne plusieurs étapes telle que l'effet initial de l'instabilité algébrique, la formation des zones de cisaillement interne etc., l'un des caractéristiques majeures du mécanisme est la similitude topologique du spot turbulent et la turbulence développée interne elle-même. Or, un des problèmes majeures de la

turbulence pariétale à l'heure actuelle est la compréhension du processus de régénération des structures cohérentes. Le schéma présenté ici a le mérite de relier ce mécanisme à l'existence même des structures pariétales existantes sans pour autant aller chercher une instabilité qui viendrait de la couche externe nécessaire pour fermer le cycle de régénération (Jiménez, 1991). Une telle hypothèse, en fait, d'une instabilité provenant de la zone externe, est en contradiction avec les observations expérimentales qui montrent que la période de régénération (bursting) est liée aux paramètres internes.

## 2 Nouveau mécanisme by-pass

L'une des caractéristiques du mécanisme by-pass est la régénération des tourbillons longitudinaux près de la paroi. Or, le terme prépondérant de la génération de la vorticité axiale  $\omega_x$  est  $-\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$  où  $-\frac{\partial w}{\partial x}$  est la

variation suivant le sens de l'écoulement de la vitesse instantanée transversale et  $-\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$  est le cisaillement

moyen ( $x, y, z$  sont respectivement les coordonnées longitudinale, normale à la paroi et transversale ;  $u, v, w$  sont les composantes axiale, perpendiculaire à la paroi et transversale de la vitesse instantanée).

L'écoulement de base est un écoulement de Poiseuille en canal plan et la distribution de la vitesse moyenne est notée par  $\bar{u}(y)$ . La génération d'une dépendance suivant le sens de l'écoulement  $x$  et le renforcement de  $\omega_x$  est problématique. En effet, une dépendance suivant  $x$  est difficilement envisageable autour des structures fortement allongées dans le sens de l'écoulement (dans un écoulement pleinement turbulent la longueur des structures cohérentes tourbillonnaires longitudinales –SCL- peut atteindre plusieurs centaines d'unité pariétale). Tardu (1995) a proposé un mécanisme de régénération basé sur l'interaction des structures existantes avec les parois de vorticité normale engendrée par les SCL (Jiménez, 1994). Considérons le modèle conceptuel de la Fig. 1 qui montre les couches de vorticité normale qui sont respectivement positives et négatives et créées par deux tourbillons contrarotatifs. On peut montrer d'une

façon générale que la variation longitudinale de la vitesse transversale  $\frac{\partial w}{\partial x}$  est liée à (Tardu, 1995) :

$$\frac{\partial w}{\partial x} \propto \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^0 dz' \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta(x', z', t) \log[(x-x')^2 + (z-z')^2] dx' \quad [1]$$

où  $\Delta(x', z', t) = \frac{\partial^2 \omega_y^+}{\partial x'^2} - \left| \frac{\partial^2 \omega_y^-}{\partial x'^2} \right|$  représente la dissymétrie de l'évolution des couches de vorticité positive et

négative normale à la paroi. La dernière expression résulte de la relation de Biot-Savart, et les détails ont dû être omis ici (voir Tardu 1995). La dissymétrie locale  $\Delta(x', z', t)$  est clairement indispensable pour qu'une variation longitudinale dans  $w$  puisse être régénérée. Cette dernière peut être engendrée par la compression (étirement) d'une des deux couches de vorticité  $\omega_y$  par le balayage (éjection) induit par une structure mère comme le montre schématiquement la Fig. 1. On peut montrer que, dans le cadre de la Fig.1, et pour des temps suffisamment longs, la couche de vorticité positive disparaît exponentiellement à cause de la compression comme  $\omega_y^{+*} \propto \exp(-\gamma^* t^*)$  où  $( )^*$  indique les quantités adimensionnelles et  $\gamma^*$  est le paramètre de l'écoulement de stagnation engendré par le balayage. La couche de vorticité négative, quant à elle, se trouve loin de la zone de stagnation. Elle est essentiellement sous l'influence de la viscosité. La

vorticité maximum dans cette couche décroît par conséquent comme  $\omega_y^{-*} \propto \frac{1}{\sqrt{t^*}}$ . Pour  $t^* \gg \frac{2}{\gamma^*}$ , par

conséquent, la couche de vorticité positive disparaît presque instantanément, donnant lieu à la formation

d'une zone locale de  $\frac{\partial w}{\partial x} > 0$ , et si les conditions nécessaires d'enroulement sont établies, à une nouvelle

structure cohérente longitudinale.

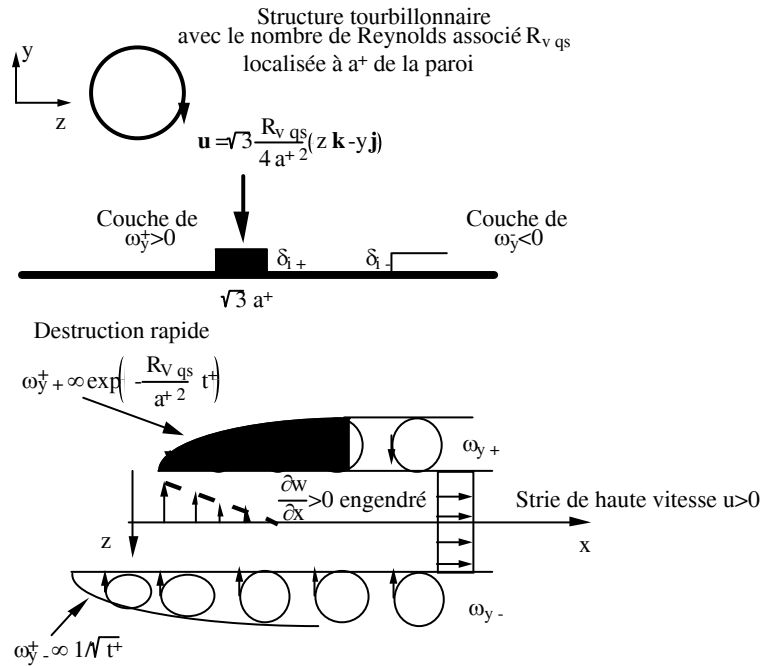


FIG. 1 – Modèle concernant la régénération de la vorticité longitudinale par interaction des structures existantes avec les couches de vorticité normale à la paroi.

Il faudrait bien noter que le mécanisme proposé ici est diff rent de celui classique de by-pass basé sur une perturbation localisée et concerne plutôt les interactions entre celles-ci. Il a, on le croit, le mérite de lier le mécanisme de régénération aux structures préexistantes et supprime ainsi la nécessité d'une perturbation provenant de l'écoulement externe dans une couche turbulente pleinement développée (Jiménez, 1991). Pour la transition, en revanche, nous allons montrer ci-après que l'interaction entre structures engendre beaucoup plus rapidement un spot turbulent localisé que le mécanisme classique.

### 3 Perturbation locale et procédure

La proposition discutée précédemment est analys e par l'intermédiaire des Simulations Numériques Directes de haute résolution temporelle et spatiale. Une paire de tourbillons longitudinaux sont injectés dans un écoulement de Poiseuille comme le montre la Fig. 2. Le nombre de Reynolds basé sur la demie hauteur du canal et la vitesse au centre est de  $Re = 1500$ . La fonction de courant correspondant à une paire de tourbillons est :

$$\psi = \varepsilon f(y) \left( \frac{x'}{l_x} \right) z' \exp \left[ - \left( \frac{x'}{l_x} \right)^2 - \left( \frac{z'}{l_z} \right)^2 \right] \quad [2]$$

avec  $x' = x \cos \vartheta - z \sin \vartheta$  et  $z' = x \sin \vartheta + z \cos \vartheta$  (rappelons que  $x, y, z$  sont respectivement les coordonnées dans le sens de l'écoulement, normal à la paroi et transversal.  $\vartheta$  est l'angle de la perturbation qu'on peut modifier. On considère uniquement  $\vartheta = 0$  dans ce papier). Les composantes de vitesse du champ perturbé sont :

$$(u, v, w) = (-\psi_y \sin \vartheta, \psi_{z'}, -\psi_y \cos \vartheta) \quad [3]$$

Les échelles spatiales  $l_x$  et  $l_z$  peuvent varier ainsi que l'angle de la perturbation et l'amplitude  $\varepsilon$ . On a pris  $f(y) = (1+y)^p (1-y)^q$  et modifié les paramètres  $p$  et  $q$  pour obtenir la configuration de la Fig.2.

Des simulations numériques directes avec une résolution de  $256 \times 128 \times 128$  modes suivant respectivement la direction longitudinale, normale à la paroi et transversale ont été réalisées avec un coût total de 1000 heures CPU sur le IBM pSeries 630 (Power 4, 1.45 GHz) du laboratoire et à IDRIS. Les dimensions du domaine de calcul sont de  $2a$  en  $y$   $16\pi a$  suivant  $x$ , et  $8\pi a$  suivant  $z$  où  $a$  est la demie hauteur de canal. Des coordonnées étirés sont utilisés suivant la direction normale à la paroi, qui fait que la couche diffusive contient 25 points et est parfaitement bien résolue. Le code a été testé dans le cadre de mécanisme de transition by-pass classique et nous avons obtenu des résultats qui sont en parfait accord avec Henningsson et al. (1993).

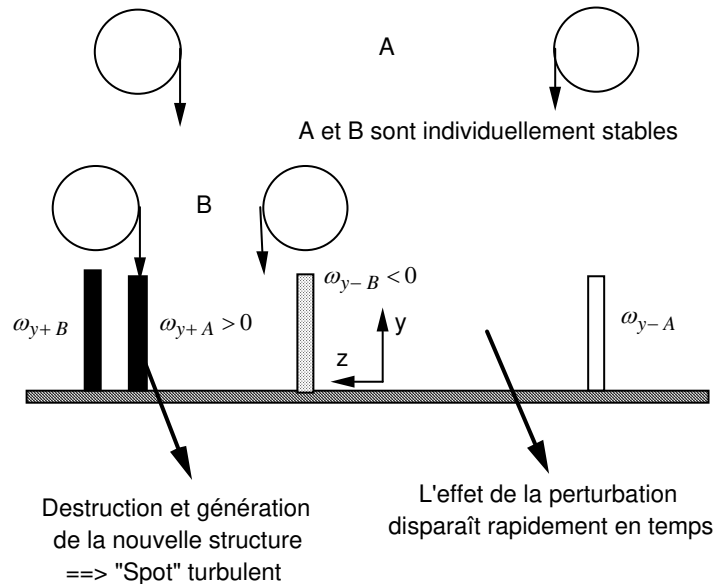


FIG. 2 – Perturbation initiale utilisée dans les simulations numériques directes.  $\omega_{y\pm}$  indique les couches de vorticités normales à la paroi positive (+) ou négative (-) créées par les structures mères  $A$  ou  $B$ .

#### 4 Résultats

Il est important d'indiquer que pour l'amplitude de perturbation choisie  $\varepsilon = 0.14$ , chacune des perturbations *individuelles*  $A$  et  $B$  de la Fig. 2 résulte en une configuration *stable* à  $Re = 1500$ , car le nombre de Reynolds est relativement faible et l'amplitude initiale n'est pas suffisamment grande pour déclencher les mécanismes non linéaires après la période de l'instabilité algébrique. Nous allons montrer en revanche que quand  $A$  et  $B$  sont combinés, on obtient rapidement un spot turbulent. D'après le mécanisme proposé, on s'attendrait à ce que la structure  $B$  à gauche de la Fig. 2, compresse la paroi de vorticité  $\omega_{y+A}$  induite

par  $A$ , induise la dissymétrie, provoque la formation d'une nouvelle zone de  $\frac{\partial w}{\partial x}$ , engendre des nouvelles

structures quasi-longitudinales et finalement donne lieu à un spot turbulent. En même temps,  $A$  étant individuellement stable, la perturbation locale à droite devrait rapidement disparaître en temps. La Fig. 3 montre les isovalues de la vitesse normale à la paroi à  $t = 150$     $y = -0.56$  du centre de canal, dans le plan  $x, z$ . Les variables sont adimensionnalisées par rapport à la demie hauteur du canal et la vitesse au centre. On voit clairement l'apparition d'un spot bien localisé autour de  $z = 6$ , précisément en dessous de la structure  $B$ . On ne voit en revanche que de faibles r sids de la perturbation en dessous de  $A$ . Ils sont d'autant plus concentrés autour de  $z = -12$  ce qui indique la dissymétrie engendrée par le mécanisme de production.

Fig. 4 montre les contours de vorticité longitudinale  $\omega_x$  à  $x = 20$ , dans le plan  $y, z$     $t = 150$ . Il y a très peu d'activité à gauche, alors que des structures intenses longitudinales apparaissent clairement à droite. La taille des structures longitudinales adimensionnalisée par les variables locales internes sont parfaitement en

accord avec les statistiques d'une couche interne pleinement développée turbulente. La dissymétrie  $A - B$  est clairement perceptible sur la Fig. 4.

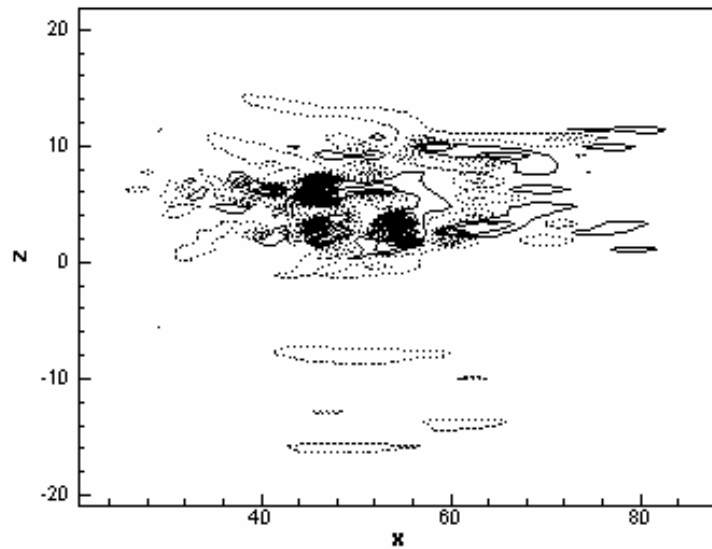


FIG. 3 – Contours de la vitesse normale à la paroi à  $y = -0.56$ ,  $t = 150$ .  $Re = 1500$ .

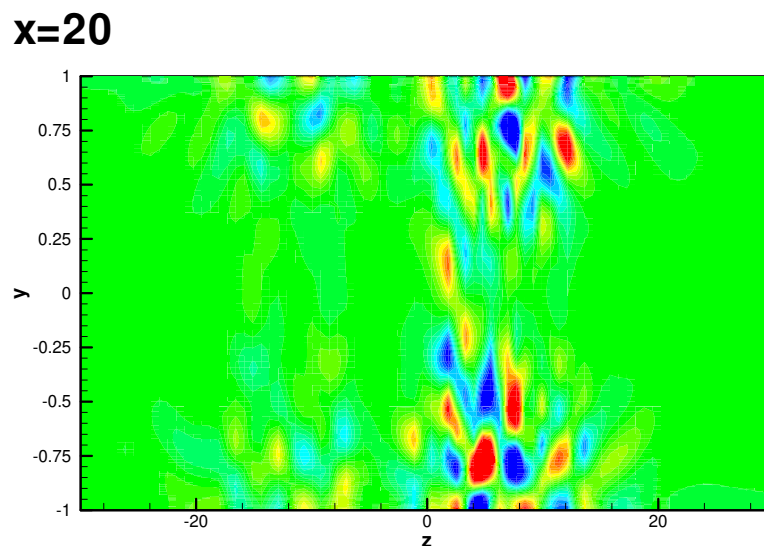


FIG. 4 – Contours de vorticité longitudinale à  $x = 20$ ,  $t = 150$ .  $Re = 1500$ .

Fig. 5 montre directement les contours de vorticité longitudinale  $\frac{\partial w}{\partial x}$  à  $y = -0.56$ , et peut en revanche constituer une preuve plus directe du mécanisme proposé. Il n'y a rien côté *A*. Côté *B*, en revanche, la concentration des structures  $\frac{\partial w}{\partial x} > 0$  dans des zones de petites échelles est clairement perceptible. Nous avons changé la configuration de la Fig. 2 en jouant sur les signes de vorticité et obtenu des résultats totalement similaires avec une dissymétrie opposée et des structures persistantes dans la zone  $z < 0$ .

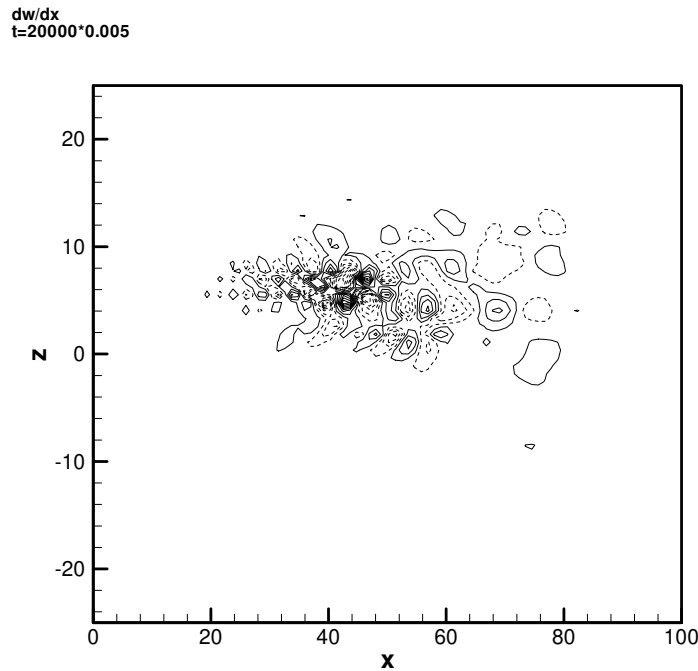


FIG. 5 – Contours de  $\frac{\partial w}{\partial x}$  à  $y = -0.56$ ,  $t = 150$ .  $Re = 1500$ .

## 5 Conclusion

Les interactions entre les zones de vorticité localisée peuvent engendrer la transition by-pass dans des conditions où les perturbations localisées sont incapables de provoquer individuellement la formation des spots turbulents. Le mécanisme global est basé sur la génération de la vorticité longitudinale dont le terme majeur de production nécessite le déclenchement des zones de variation suivant le sens de l'écoulement de la composante transversale de la vitesse. Ces zones peuvent être provoqués par les structures existantes près d'une paroi, à travers un mécanisme de compression/étirement de la vorticité normale.

## References

- [1] Henningson D.S., Lundbladh A., Johansson A., 1993 A mechanism for bypass transition from localized disturbances in wall-bounded shear flows, *J. Fluid Mech.*, 250, 169-207.
- [2] Jiménez J., 1994 "On the structure and control of near wall turbulence" *Phys. Fluids* 6 (2), 944.
- [3] Tardu S., 1995 "Coherent structures and riblets" *Appl. Sc. Research* 54, 349-385.