



**HAL**  
open science

## Double couche électrique et instabilité by-pass

Sedat F. Tardu

► **To cite this version:**

Sedat F. Tardu. Double couche électrique et instabilité by-pass. 17e Congrès Français de Mécanique 2005, Aug 2005, Troyes, France. pp.1-6. hal-00262269

**HAL Id: hal-00262269**

**<https://hal.science/hal-00262269>**

Submitted on 27 Apr 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 - NonCommercial 4.0 International License

# Double couche électrique et instabilité by-pass

Sedat, Tardu

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels- LEGI

Equipe PIM LEGI-LETI (CEA)

B.P. 53 X  
38041 GRENOBLE Cédex

## Résumé :

*L'effet de la double couche électrique (DCE) sur le mécanisme de transition by-pass causée par une perturbation localisée est étudié par l'intermédiaire des simulations numériques directes de haute résolution. La DCE déstabilise fortement l'écoulement et il y a un facteur 10 entre les magnitudes de perturbation nécessaire pour le déclenchement de la transition dans les micro et macro écoulements sous certaines conditions.*

## Abstract :

The effect of the electric double layer (EDL) on the bypass transition mechanism in the linear and non linear evolution stages is explored through direct numerical simulations. Initial perturbation velocity fields consisting of a pair of counterrotating vortices, wave packets and of axisymmetric jet-like perturbations are introduced in Poiseuille and EDL flows and the time-space evolution of the perturbed field is analysed for short times at different Reynolds numbers. The wall normal and spanwise perturbation velocities development are both quantitatively and qualitatively similar in macro and micro flows. The streamwise velocity, which is initially zero and set up by the generation of the wall normal vorticity is twice larger under the EDL effect in the linear stage of development. Overall is the close similarity of the disturbance evolution showing that the three dimensional linear mechanism in EDL flow lead to the structures that are at least as strong as in Poiseuille flow in the latter case. Both flows develop inclined strong streamwise shear layers. The EDL enhances considerably the by pass transition mechanism in the non linear stage of development. New type of structures triggered by the local surface irregularities are observed under the electrokinetic effect.

**Mots clefs : Microfluidique, Double couche électrique, Transition, By-pass.**

## 1 Introduction

Nous avons récemment montré que la double couche électrique (DCE) déstabilise considérablement la stabilité linéaire de l'écoulement dans les micro-canaux plans (Tardu, 2004 a,b et c). Fig. 1 montre les contours de stabilité neutre de l'écoulement sous l'effet de la double couche diffusive électrique. Les résultats sont exprimés en fonction du paramètre de Debye-Hückel :

$$\kappa = \frac{a}{\left( \frac{\varepsilon \varepsilon_0 k_B T_a}{2n_0 z^2 e^2} \right)^{1/2}} \quad [1]$$

qui est relié à la demie hauteur  $a$  du canal, à la concentration ionique  $n_0$ , à la valence des ions  $z$ , à la charge des électrons  $e$ , ainsi qu'à la température absolue  $T_a$  et à la constante de Boltzmann  $k_B$ . On remarque que le nombre de Reynolds critique  $Re_c$  peut diminuer d'un facteur 10 pourvu que le liquide

contient très peu d'ions et que le potentiel Zeta  $\zeta$  soit suffisamment important. La dépendance de  $Re_c$  sur  $\zeta$ ,  $n_0$  ainsi que les propriétés physiques du fluide (viscosité et conductance) sont analysées dans les références que nous venons de citer.

La stabilité linéaire constitue un aspect intéressant, mais en soit insuffisant des mécanismes de transition dans les microcanaux sous l'influence de la DCE. Le macro écoulement de Poiseuille est sous-critique et la DCE renforce cette caractéristique. L'un des mécanismes résultant en une transition sur des échelles de temps significativement courtes est la croissance transitoire d'une perturbation localisée dans l'espace, engendrée par la rugosité ou des irrégularités de l'interface liquide-solide. L'étude ci-présente concerne l'analyse de la transition by-pass sous la DCE par des simulations numériques directes finement résolues dans l'espace et le temps de façon similaire à Henningson et al. (1993) qui ont analysé le macro écoulement de Poiseuille.

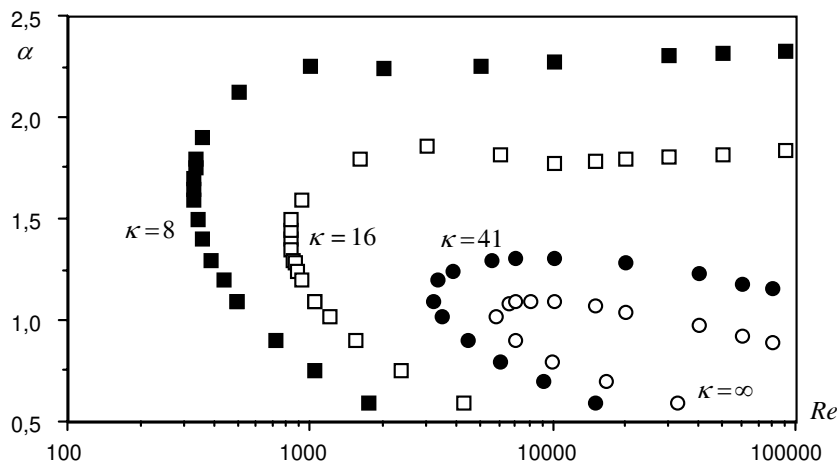


FIG. 1 – Contours de stabilité neutre de l'écoulement sous l'effet de la double couche diffusive électrique. Voir Tardu (2004, a,b et c) pour les détails.

## 2 Procédure

Trois types de perturbation sont analysés. Le premier correspond à l'effet d'une rugosité locale ou aux mouvements imposés par une membrane à la paroi. La structure initiale est de forme de deux vortex contrarotatifs (appelé ci-après par PV –pair de vortex). La fonction de courant correspondant 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  $z' = x \sin \vartheta - z \cos \vartheta$  ( $x, y, z$  sont respectivement les coordonnées dans le sens de l'écoulement, normal à la paroi et transversal). 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 son amplitude  $\varepsilon$ . On a pris  $f(y) = (1+y)^p (1-y)^q$  avec  $p = q = 2$  de la même manière que Henningson et al. (1993).

La deuxième perturbation est axisymétrique et correspondrait à un micro-jet de paroi. Le champs de vitesse et la fonction de courant sont :

$$(u', v', w') = \left( -\frac{x}{r^2} \psi_y, \frac{1}{r} \psi_r, -\frac{z}{r^2} \psi_y \right) \quad [4]$$

$$\psi = \frac{\varepsilon}{2} f(y) r^2 \exp\left(-\left(\frac{r}{l}\right)^2\right)$$

respectivement avec  $r^2 = x^2 + z^2$ . La troisième perturbation locale sera nommée un paquet d'onde (PO). Elle a la propriété intéressante d'avoir de l'énergie concentrée dans les modes 2D :

$$(u', v', w') = (\psi_y, -\psi_x, 0)$$

$$\psi = \frac{\varepsilon}{2} f(y) x \exp\left(\frac{-x^2 - z^2}{l^2}\right) \quad [5]$$

La fonction  $f(y)$  est identique dans les trois cas.

L'équation de Navier Stokes 3D non-dimensionnelle et instationnaire avec la force externe due à la double couche diffusive :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{r \kappa^2}{Re} \frac{|\sinh \kappa y|}{\sinh \kappa} \quad [6]$$

où  $r$  est le rapport des vitesses au centre dans l'écoulement DCE et Poiseuille (Tardu, 2004 a) et  $Re$  est le nombre de Reynolds du macro-écoulement est- résolu en temps et espace par des simulations numériques directes. Les conditions initiales sont l'une des trois formes de perturbations indiquées ci-dessus. Le dernier terme est bien évidemment absent dans le macro-écoulement.

La double couche diffusive a un effet sur la dynamique et la transition que si le paramètre  $\kappa$  est suffisamment faible. L'écoulement de base qu'on considère ici correspond à  $\kappa = 10$  et le nombre de Reynolds critique de transition résultant de l'analyse linéaire est de 635. Nous devons souligner le fait que la valeur de  $\kappa = 10$  n'est pas exagérément faible si on considère des fluides de type éthanol qui théoriquement a une épaisseur de Debye de 5  $\mu m$  ou certains liquides organiques avec surfactant pour lesquelles des épaisseurs de DCE aussi large que 12  $\mu m$  ont été annoncées (cycloheptyl bromide/cis decalin and cyclohexyl bromide/cis decalin, Yethiraj et van Blaaderen , 2003).

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 5000 heures CPU sur IBM pSeries 630 (Power 4, 1.45 GHz) et à IDRIS. Les dimensions du domaine de calcul sont de  $2a$  en  $y$   $16\pi a$  suivant  $x$ , et  $8\pi a$  suivant  $z$ . 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.

### 3 Résultats

La DCE influe profondément le mécanisme de transition by-pass pour des perturbations plus fortes donnant lieu aux mécanismes non-linéaires. Fig. 2 montre la distribution de l'énergie totale

$$E_{tot} = \iiint_V (u'^2 + v'^2 + w'^2) dV$$

dans le volume de calcul rapportée à l'énergie initiale en fonction du temps pour  $Re = 1500$ . La perturbation est de type PV avec  $\varepsilon = 0.14$  qui correspond à la vitesse normale maximale initiale de magnitude  $|v| = 0.06$ . L'énergie croît d'un facteur 40 à  $t \approx 100$  sous l'influence de la DCE, tandis que la même perturbation dissipe rapidement dans le macro-écoulement. La topologie de l'écoulement diffère également en présence de l'EDL. Fig. 3 montre les contours de la vitesse locale longitudinale  $u + u'$  à  $t = 100$ . La structure striée s'étend en  $x$  jusqu'à une distance égale à 50 fois la demie hauteur du canal. Elle présente plusieurs sous-structures avec leur paquet d'onde caractéristique dans le sillage qui est plus perceptible dans les contours des composantes normales et transversales de la vitesse.

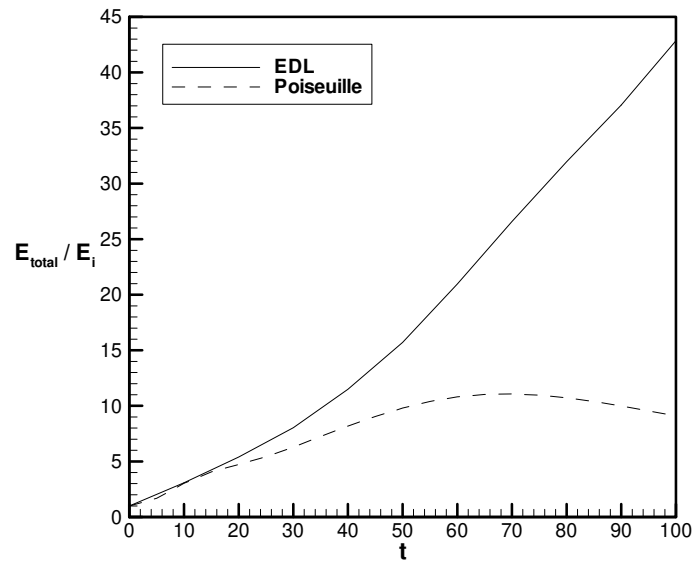


FIG. 2 Evolution de l'énergie de la perturbation pour PV,  $Re = 1500$  et  $\varepsilon = 0.14$ .

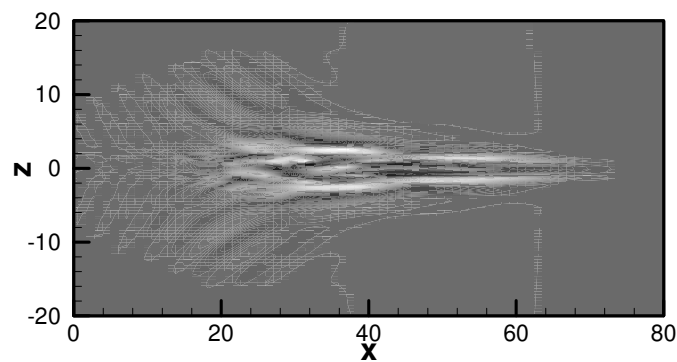


FIG. 3 Contour de vitesse longitudinale locale pour l'écoulement DCE ( $Re = 1500$ ) avec  $|v'|_0 = 0.06$  à  $t = 100$  et  $y = -0.56$ .

La dynamique engendrée par une perturbation locale est fondamentalement différente du mécanisme de l'instabilité secondaire. Le maximum de la vitesse instantanée longitudinale varie comme  $u'_{\max} \propto \log(Re)$  et le temps nécessaire au période transitoire de l'instabilité algébrique varie comme  $t_{\max} \propto Re^{1/3}$ . Par conséquent, une variation de 20 % du nombre de Reynolds peut modifier  $u'_{\max}$  par presque une décade ! A bas nombre de Reynolds  $u'_{\max}$  peut ne pas atteindre des valeurs suffisamment grandes pour enclencher la non linéarité et des perturbations d'amplitude importantes sont nécessaires pour aboutir à la transition. L'effet de la DCE sur la transition by-pass est, pour des raisons similaires, significativement plus importante lorsqu'on augmente, ne serait-ce que légèrement le nombre de Reynolds.

Fig. 4 montre le rapport  $\frac{E_{tot}}{E_i}$  pour  $Re = 1875$ . On voit que la perturbation  $\varepsilon = 0.01$  résulte en une transition rapide en présence de la DCE, tandis que le macro-écoulement reste stable pour une perturbation  $\varepsilon = 0.1$  qui est un ordre de grandeur plus grande.

Le développement spatio temporel de la perturbation  $\varepsilon = 0.01$  à  $Re = 1875$  est fondamentalement différent comparé avec la formation des structures striées du cas  $\varepsilon = 0.14$ ,  $Re = 1500$ . Le paquet d'onde engendré par une instabilité exponentielle puissante et qui croit rapidement en temps domine la topologie. La formation d'un vortex forme  $\Lambda$  à  $40 \leq x \leq 80$  et  $-5 \leq z \leq 5$  est clairement perceptible dans les contours de  $u + u'$  montré dans la Fig. 5. Cette structure est plutôt classique dans la transition des écoulements en canal ou couche limite. La différence dans le cadre de la DCE cependant est qu'elle s'associe avec une part striée en amont. Le vortex est plutôt de type  $\Psi$  « renversé » que  $\Lambda$  dont la tête est étirée par le cisaillement. Par conséquent, la génération des structures striées (streaky structures) est encore présente en plus du développement rapide du paquet d'ondes dû au développement des ondes TS déclenché par la perturbation locale.

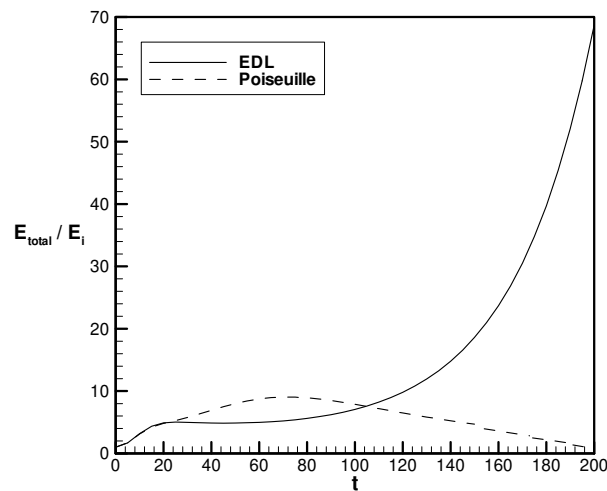


FIG. 4 Evolution temporelle de l'énergie à  $Re = 1875$  pour les micro et macro-écoulements. DCE:  $\varepsilon = 0.01$  ( $|v'|_0 = 0.004$ ), Poiseuille:  $\varepsilon = 0.1$  ( $|v'|_0 = 0.04$ ).

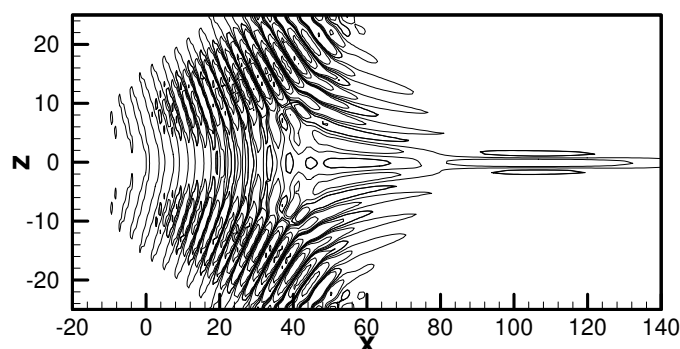


FIG. 5 Contours de vitesse longitudinale correspondant à l'écoulement DCE,  $Re = 1875$ ,  $\varepsilon = 0.01$ ,  $y = -0.56$  et  $t = 200$ .

Nous avons curieusement observé le même type de structure de forme  $\Psi$  dans le cas d'une perturbation de type paquet d'onde (PO). La Fig. 6 montre les contours de  $u + u'$  pour une perturbation à

$Re=1000$  où le vortex  $\Psi$  se fait remarquer en couleur foncée. Le macro-écoulement de Poiseuille est bien évidemment encore une fois stable dans ces conditions.

## 4 Conclusion

Des perturbations (tourbillons contrarotatifs perturbation axisymétrique sans vorticité normale, et paquet d'onde) de faibles, moyennes et grandes amplitudes sont superposés au profil de vitesse DCE et suivis dans le temps et l'espace par l'intermédiaire des simulations numériques directes de haute résolution. Les résultats montrent un effet profond de la DCE sur le mécanisme non-linéaire de transition localisée. Un spot turbulent se développe rapidement sous la DCE à des temps courts et à des nombres de Reynolds significativement faibles. Il y a un facteur 10 d'amplitude de perturbation qui déclenche la transition dans un micro-écoulement sous l'effet de la double couche diffusive et un macro-écoulement classique de Poiseuille lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment élevé pour transiter l'étape de la stabilité algébrique. Nouvelles formes de structures de type différent sont observées sous l'influence de la DCE. Globalement l'effet de la double couche électrique est similaire à l'effet d'un gradient de pression adverse avec pourtant certaines différences topologiques et structurelles.

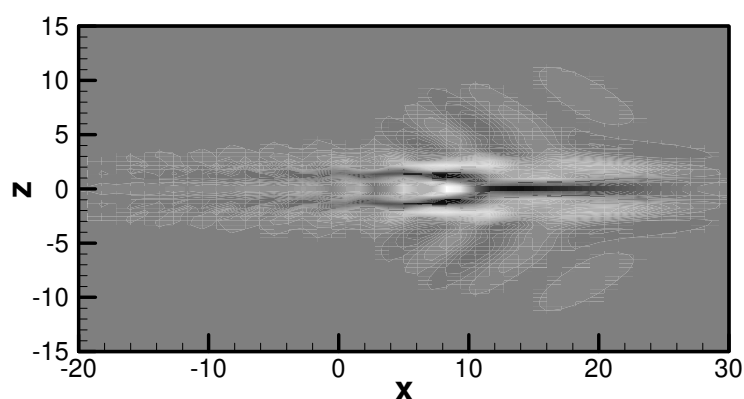


FIG. 6 Contour de vitesse longitudinale pour l'écoulement DCE avec une perturbation de type paquet d'onde.  $Re=1000$ ,  $\varepsilon = 0.5$ ,  $t=50$  et  $y = -0.56$ .

## Références

- [1] K.H., Bech, D.S. Henningson, R. Henkes, 1998 "Linear and nonlinear development of localized disturbances in zero and adverse pressure gradient boundary layers" *Phys. Fluids* 10 (6), pp. 1405-1418.
- [2] Sandham N.D., Kleiser L., 1992 "The late stages of transition to turbulence in channel flow" *J. Fluid Mech.*, 245, 319.
- [3] 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.
- [4] Orlandi P., 2001 *Fluid Flow Phenomena, A numerical Toolkit*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht-Boston-London.
- [5] Tardu, S. 2004 a "Interfacial Electrokinetic Effect on the Microchannel Flow Linear Stability", *J. Fluid Eng.*, **126**, 10-13
- [6] Tardu, S. 2004 b "Analysis of the electric double layer effect on the microchannel flow stability" *Microscale Thermophysical Engineering*, **8**, 383-401.
- [7] Tardu S. 2004 c "The electric double layer effect on the microchannel flow stability and heat transfer" *Superlattices and Microstructures*, **35**, 513-529.
- [8] Yethiraj A., van Blaaderen A., 2003 "A colloidal model system with an interaction tunable from hard sphere to soft and dipolar" *Nature*, 421, pp. 513-517.