
Pierre-Yves LAGRÉE



Laboratoire de Modélisation en Mécanique, U.M.R. CNRS 7607,
Université Pierre et Marie Curie,
Boîte 162, 4 place Jussieu,
75005 PARIS, FRANCE.
[http ://www.lmm.jussieu.fr/~lagree](http://www.lmm.jussieu.fr/~lagree)
mess.e. : pyl@ccr.jussieu.fr

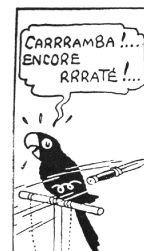


Ecoulements cisailés en couche mince, applications de la couche limite interactive

Mémoire présenté à l'Université Pierre et Marie Curie
en vue d'obtenir
l'Habilitation à Diriger des Recherches

oct 06

”every decoding is another encoding“
Morris Zapp



Mots clefs :
méthode asymptotique : corps élancé ($R/L \ll 1$), méthode de tir, mécanique
du vol (couche limite/ fluide parfait), biomécanique, méthode itérative..

Remerciements

Je tiens à remercier très chaleureusement toutes les personnes qui ont participé à toutes les activités de ce présent mémoire.

Plan

<u>Le problème</u>	1
1 <u>La couche limite interactive, <i>IBL</i></u>	3
1 La couche limite non interactive	5
1.1 Equations de Fluide Parfait et de Couche limite	5
1.2 Le problème de la séparation de la couche limite	6
1.3 Le problème de l'interaction de l'aval sur l'amont	6
1.4 La couche limite de second ordre.	9
2 Triple Couche	10
2.1 Echelles	10
2.2 Régimes particuliers : le tuyau et la "double couche"	11
3 Couche limite Instationnaire	12
3.1 triple couche instationnaire	12
3.2 Incursion dans la Couche limite instationnaire	12
4 "Interaction" :	13
4.1 Couche limite Interactive	13
4.2 Boîtes	14
4.3 "Méthodes intégrales"	15
5 Conclusion : Applications	15
2 <u>Thermique</u>	17
1 Hypersonique	19
2 Convection mixte	20
2.1 Dans un écoulement de Poiseuille	21
2.2 Sur une plaque plane horizontale froide	22
3 Cas des chambres à flux et de la MOCVD	25
3.1 Cas MOCVD	25
3.2 Cas Biacore	25
3 <u>Biomécanique</u>	27
1 Système initial	29
2 Stationnaire	30
2.1 Cas Axisymétrique	30
2.2 Cas 2D, Apnée du Sommeil	33

3	Instationnaire	36
3.1	Cas instationnaire axisymétrique, paroi rigide	36
3.2	Cas instationnaire 2D, paroi rigide, acoustique musicale	36
3.3	Cas inst. 2D, paroi localement remplacée par une masse/ressort	37
4	Instationnaire, paroi souple	38
4.1	Instationnaire, paroi souple Axi, petites déformations	38
4.1.1	RNSP	38
4.1.2	Méthode Intégrale IBL	38
4.1.3	Méthode inverse	38
5	Réacteurs Biochimiques	39
4	<u>Milieus Granulaires</u>	41
1	Sol érodable	43
1.1	Débit de matériaux	43
1.2	Dune dans un écoulement fluvial	43
1.3	Rides dans différents régimes	45
1.4	Dune dans un fluide parfait ou de Stokes	47
1.5	Rides dans un écoulement cisailé pur	48
1.6	Une dune dans un écoulement cisailé	49
2	Milieus Granulaires	53
2.1	Lacunes de l'approche précédente	50
2.2	Modélisation et Résultats	50
5	<u>Enseignement Diffusion de la Recherche</u>	53
	Encadrements	55
	Enseignement	55
	Diffusion	58
6	<u>CV</u>	63
	Publications	64

Le problème ?

Bien entendu il est très général et très ancien, puisque dans l'imaginaire de certains hommes, même si c'est l'électromagnétisme qui a été formulé le Premier Jour, la mécanique des fluides l'a été le Second, et les milieux granulaires le Troisième...

Plus sérieusement, il s'agit principalement de poser des équations simplifiées et de les résoudre dans le maximum de cas d'écoulements de fluide (air, eau, sang, grains) s'écoulant en couche mince au dessus d'une paroi.

Si les noms de Saint Venant 1871 et de Boussinesq (qui était en un sens l'élève du précédent) sont importants pour les applications que nous présenterons, la date fondatrice pour les problèmes de couche limite est bien sûr 1904 lorsque Prandtl eut l'intuition de la couche limite sur toute paroi baignée par un écoulement. La solution dans le cas de la plaque plane par Blasius date de 1908. Dans les années 30-40, la couche limite commençait à être bien connue grâce à Von Kármán, Pohlhausen, Falkner, Skan... et la version initiale du cours de Schlichting voyait le jour. Mais en 1948, catastrophe! Goldstein pointe le problème de la séparation. Dans ces mêmes années 40 Bagnold observait les dunes Sahariennes et posait les bases des milieux granulaires en mouvement. Si Van Dyke 1964 clarifiera les effets de second ordre de la couche limite et la technique des Développements Asymptotiques Raccordés, c'est Lighthill en 1953 qui a l'intuition de l'interaction qui donnera naissance à la "triple couche" (de même, Lighthill s'est intéressé aux écoulements pulsés dans les artères, eux mêmes déjà posés par Euler en 1775). La triple couche est finalement conjointement formulée par Neiland en 1969, Stewartson en 1969 et Messiter 1970. En URSS autour de Sychev et Neiland, en Grande Bretagne autour de Stewartson et Smith, aux Pays Bas autour de Veldman, aux États-Unis autour de Carter, Cebecchi, Keller..., de nombreuses avancées sont faites. Si j'en oublie dans ces pays et de par le monde, il ne faut pas non plus oublier les efforts français autour de Le Bailleur à partir de 1978, de Guiraud, de Cousteix et de Mauss. Le chapitre 1 de ce mémoire est uniquement introductif, il rappelle le rôle des auteurs qui viennent d'être cités. Il renvoie principalement à la bibliographie qui fournit les ouvrages récents sur le sujet de la couche limite interactive.

Ce qui sous-tend ce travail c'est l'utilité des méthodes asymptotiques pour simplifier des problèmes variés et obtenir des jeux d'équations plus simples contenant les phénomènes principaux. En suivant ainsi pas à pas les traces des auteurs précédemment évoqués, dans chaque cas, on pose le problème, puis on essaye de retrouver des équations de couche limite ou de couche mince.

On se place souvent à grand nombre de Reynolds, on décompose en une couche limite et une couche de fluide parfait (ou une autre couche). Ces deux couches sont en interaction forte, c'est à dire que la variation d'épaisseur de chaque couche est liée fortement à l'autre.

Souvent, des équations plus simples de type intégral portant sur une quantité

physique plus globale (tel qu'une épaisseur caractéristique) sont ensuite établies. Les problèmes obtenus sont ensuite résolus analytiquement et numériquement par des méthodes adaptées. Si possible, quelques comparaisons expérimentales ou quelques comparaisons numériques directes sont effectuées.

Comme déjà dit, des problèmes *a priori* variés seront traités. Mais cette variété n'est qu'apparente car les sujets sont quasiment tous identiques dans leur méthode. En effet, il s'agira toujours d'un couplage entre une couche limite et un fluide parfait (ou un équivalent). Le fluide parfait présente suivant les régimes des réponses différentes aux épaisissements de la couche limite. Parfois, le fluide parfait disparaîtra mais sera remplacé par un équivalent. C'est le cas en convection thermique mixte ou la température dans la couche limite interagit avec les variations de couche limite (chapitre Thermique). C'est le cas dans les artères ou les tuyaux élastiques où c'est la variation de rayon du tuyau sous l'action de la pression qui interagit avec les variations de la couche limite qui représente le tuyau (chapitre Biomécanique). Enfin, dans le cas des écoulements granulaires, là encore il s'agit d'écoulements en couches fines (de rhéologie à établir), et les équations de Saint Venant sont des équations qui ressemblent aux équations de von Kármán de la couche limite interactive (chapitre Milieux Granulaires).

Cette variété de champs d'études est très stimulante, elle me donne envie de continuer et d'approfondir chaque domaine qui présente de foisonnantes applications qui donneront elles mêmes de nouvelles idées de modélisation. Je présenterai enfin mes activités de diffusion de la Recherche et d'Enseignement qui me permettent de faire partager à divers publics l'intérêt que je porte à la Mécanique.

Introduction : la couche limite interactive, *Interactive Boundary Layer*

Résumé

Ce chapitre introductif sans apport personnel rappelle les éléments de couche limite et de triple couche qui seront utilisés dans toute la suite. On insiste sur la couche limite interactive (*IBL*) qui est étroitement liée à la triple couche et permet de calculer la séparation de la couche limite. Ces notions sont maintenant classiques et présentées dans des ouvrages récents indiqués en bibliographie.

1 Introduction : la couche limite non interactive

1.1 Equations de Fluide Parfait et de Couche limite

Le problème à résoudre est bien entendu le problème de la résolution des équations de Navier Stokes autour d'un profil donné. Nous allons poser des hypothèses très restrictives : nous resterons tout le temps en laminaire même si certaines des idées exposées sont très semblables en régime turbulent. Nous resterons en 2D, nous resterons aussi dans ce chapitre en incompressible. Nous serons en régime stationnaire puis en instationnaire. Le nombre de Reynolds Re construit avec une vitesse (U_0) et une longueur (L) caractéristique sera supposé très grand mais bien entendu sans que l'écoulement ne soit turbulent. La démarche classique commence donc à adimensionner les équations (avec L et U_0) et, puisque le nombre de Reynolds est grand, à faire apparaître les équations d'Euler (avec des variables avec des "barres" au dessus *i.e.* $\bar{x} = x/L$, $\bar{u} = u/U_\infty$).

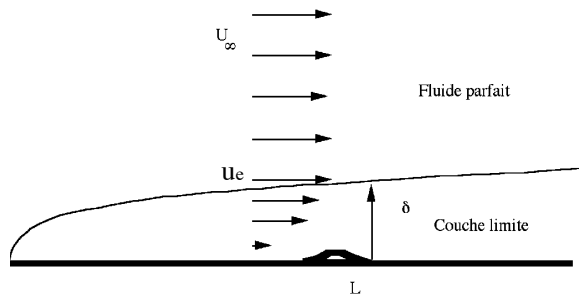


FIG. 1 – Le problème générique, on se donne une plaque plane avec une petite bosse, la plaque est plongée dans un écoulement uniforme.

On calcule ainsi l'écoulement extérieur, qui sera dans la suite très souvent un simple écoulement uniforme. Un des résultats est alors la valeur de la vitesse de glissement souvent notée \bar{u}_e . Près de la paroi, la description de fluide parfait n'est plus valide, il faut introduire une couche limite. L'établissement de son épaisseur relative passe par "le

principe de moindre dégénérescence” (Van Dyke [10], Darrozès & François [4] ”least degeneracy” principle) : on veut garder les termes convectifs et au moins un terme visqueux (on pose $\bar{y} = \tilde{y}\delta/L$) :

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \bar{x}} \propto \frac{1}{Re(\delta/L)^2} \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \bar{y}^2},$$

on dit alors que la couche limite est d’épaisseur relative $Re^{-1/2}$.

Le ”raccord asymptotique” nous donne que la vitesse au loin de la paroi dans la couche limite est égale à la vitesse de fluide parfait près de la paroi :

$$\tilde{u}(\bar{x}, \tilde{y} \rightarrow \infty) \rightarrow \bar{u}_e(\bar{x}, \bar{y} \rightarrow 0).$$

C’est cette vitesse qui fait se développer la couche limite. Un des résultats du calcul est le frottement pariétal, le second est l’épaisseur de déplacement :

$$\tilde{\tau} = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \bar{y}}, \quad \tilde{\delta}_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\tilde{u}}{\bar{u}_e}\right) d\bar{y}.$$

Cette quantité va être fondamentale pour nous. Elle représente la perturbation induite par la couche limite sur le fluide parfait.

1.2 Le problème de la séparation de la couche limite

Dans ce cadre classique, il n’est pas possible de passer le point de séparation, cette impossibilité est connue sous le nom de singularité de Goldstein (1948). Sur la figure 17, sont représentés des exemples de calculs de couche limite pour une vitesse extérieure \bar{u}_e donnée. Sur la première image la vitesse est constante, c’est la configuration de la plaque plane avec la solution de Blasius. Puis, sur les autres images, cette vitesse diminue jusqu’à la moitié du domaine de calcul, et augmente. Ce ralentissement provoque un épaississement de la couche limite et une diminution du frottement pariétal. Lorsque l’on arrive au point de frottement nul $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \bar{y}} = 0$, il y a une singularité. Le calcul s’arrête. Ce point est infranchissable.

1.3 Le problème de l’interaction de l’aval sur l’amont

Un autre problème observé dans les années 50 est celui de la ”remontée de l’information”. Une perturbation de l’écoulement provoque une réponse bien en amont de l’endroit où elle a été créée. L’aval peut donc avoir une forte rétroaction sur l’amont. Dans le cadre d’un écoulement décrit avec la théorie de fluide parfait/couche limite c’est complètement paradoxal. En effet, en régime supersonique, une perturbation n’influence le reste de l’écoulement que dans son cône de Mach (équation hyperbolique). D’autre part, la couche limite est telle qu’une perturbation a une influence uniquement à partir de l’endroit où elle

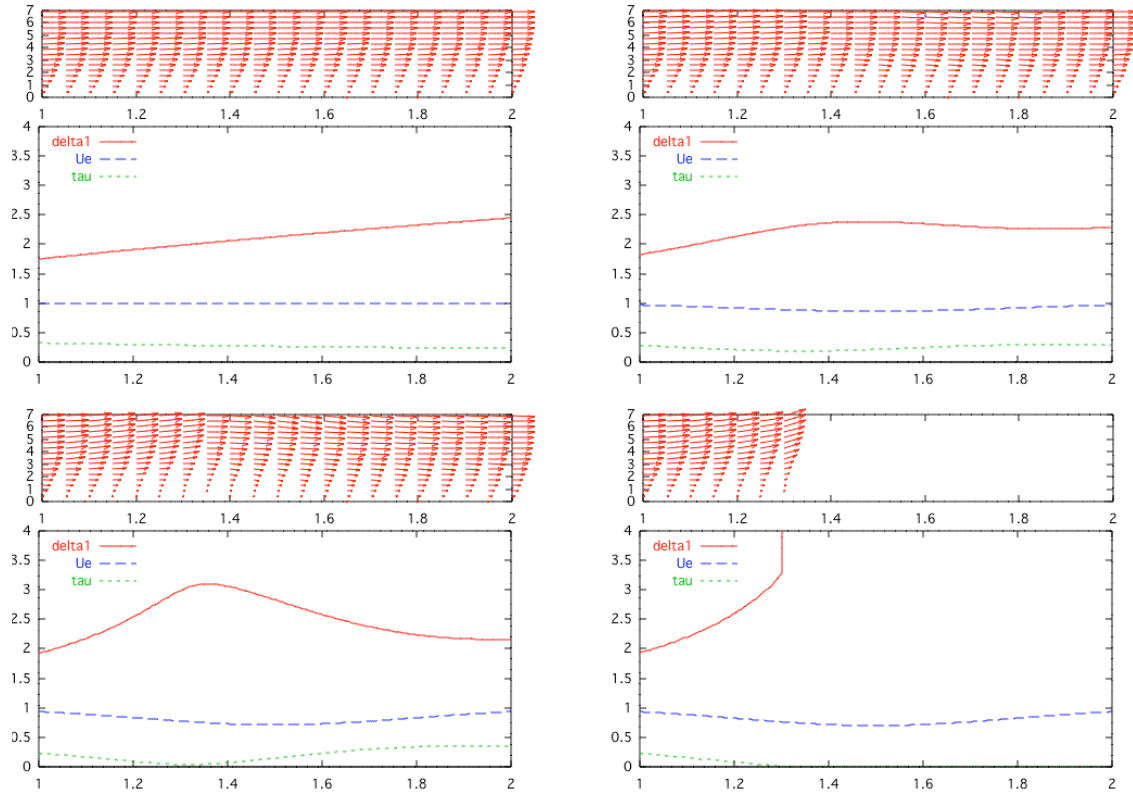


FIG. 2 – Calcul de la couche limite en mode direct vitesse extérieure donnée $\bar{u}_e = 1 - \alpha e^{-6(x-1.5)^2}$, en haut à gauche, couche limite de Blasius ($\alpha = 0$, en haut profils de vitesse, puis de haut en bas $\delta_1 = 1.73x^{1/2}$, $\bar{u}_e = 1$, frottement $0.33x^{-1/2}$), en haut à droite $\alpha = 0.03$, on observe que l'épaisseur de couche limite augmente lorsque la vitesse diminue et que le frottement diminue). Pour $\alpha = 0.06$ (bas gauche) il y a séparation naissante. Pour α plus grand, on ne peut pas passer le point de séparation, là où $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = 0$, la couche limite est singulière.

est créée (équation parabolique). Il y a un paradoxe de l'influence de l'aval sur l'amont.

Ce problème est fondamental pour la suite. C'est la triple couche qui permet d'expliquer cela. Nous verrons que l'influence de l'aval sur l'amont se comprend mathématiquement en supersonique par l'existence de solutions appelées "solutions propres" ou solutions "auto induites".

Ce problème existe en supersonique, mais aussi en écoulement en eau peu profonde dans le cas supercritique. En revanche, quand le nombre de Froude est inférieur à un, en écoulement fluvial, il n'y a pas de rétroaction de l'aval sur l'amont. De même, dans le cas des écoulements confinés de type tuyaux, il n'y a

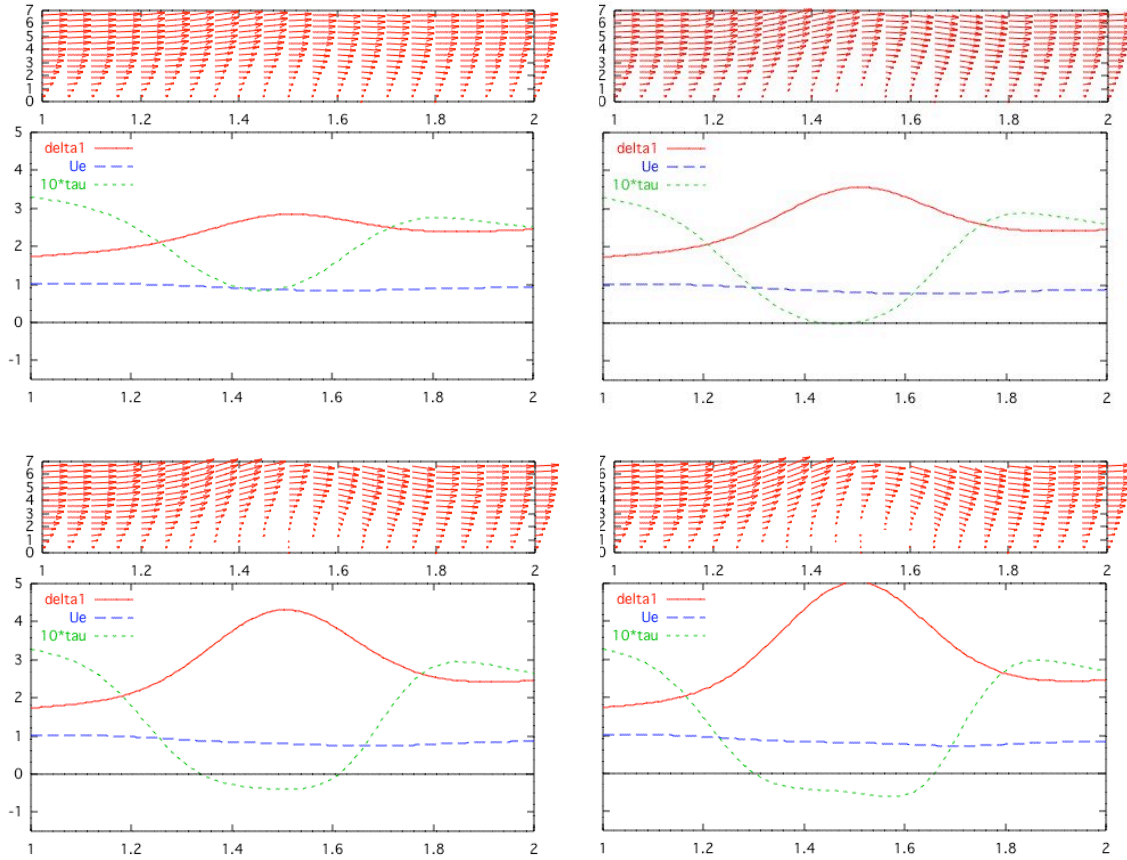


FIG. 3 – Calcul de la couche limite en mode inverse, la séparation se produit sans problème contrairement au cas où c'est la vitesse qui est imposée, on se donne $\delta_1 = 1.73x^{1/2} + \alpha e^{-25(x-1.5)^2}$. Pour $\alpha = 1.43$ (en haut à droite) il y a séparation naissante. Pour des valeurs supérieures de la perturbation de l'épaisseur de déplacement de Blasius, on obtient une séparation avec un courant de retour. La vitesse décroît et réaugmente.

pas ce phénomène. Par contre, il est présent dans les écoulements de convection thermique mixte lorsque la paroi sur laquelle se produit l'écoulement est plus froide.

Au cas par cas nous jouerons de cette difficulté ; l'exploitant, ou l'occultant.

1.4 La couche limite de second ordre.

1.4.1 L'interaction faible.

On pourrait penser que le second ordre de la couche limite permet d'arranger les choses. En fait il n'en n'est rien, mais le second ordre va nous donner des idées pour comprendre la suite. Par intégration de l'équation de conservation de la masse dans la couche limite, on obtient une expression intégrale de la vitesse transverse dans la couche limite. Par raccord avec le développement limité de la vitesse transverse de fluide parfait on obtient une relation fondamentale liant la vitesse de fluide parfait à l'épaississement de la couche limite :

$$\bar{v}(\bar{x}, \bar{y} = 0) = Re^{-1/2} \frac{d(\tilde{\delta}_1 \bar{u}_e)}{d\bar{x}}.$$

Le fluide parfait fait donc se développer la couche limite, la couche limite s'épaissit, cet épaississement provoque par l'effet de déplacement ($\tilde{\delta}_1 Re^{-1/2}$) une perturbation de fluide parfait. Cette perturbation va ensuite provoquer une perturbation de couche limite à l'ordre suivant, *etc.* On a une structure hiérarchisée constituée d'une séquence infinie de problèmes (figure 4).

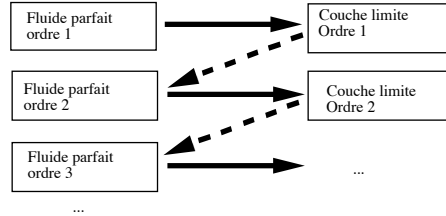


FIG. 4 – Séquence classique de la couche limite, appelée aussi "interaction faible".

Malheureusement, cette description ne permet toujours pas de passer le point de séparation de la couche limite. L'accident est trop fort.

1.4.2 Un exemple de calcul NS sur une plaque plane

Pour illustrer la plaque plane en interaction faible, nous présentons un calcul numérique illustratif de Navier Stokes complet à $Re = 500$ fait simplement avec FreeFem++ (figure 18 gauche). On constate que lorsque l'on trace la vitesse en fonction de la variable de similitude $\bar{y}(Re/\bar{x})^{1/2}$ les profils réduits sont tous les mêmes (figure 19 à gauche, valeurs de la variable réduite inférieures à 7).

Si on s'éloigne de la paroi, pour des valeurs de la variable réduite supérieures à 7, on observe qu'il y a un pic de survitesse longitudinale. Cet "overshoot" s'explique par la couche limite de second ordre. En effet, la solution de fluide parfait sur une plaque se développant en $1.7(Re)^{-1/2}\bar{x}^{1/2}$ présente un maximum à la paroi (figure 18 à droite et figure 19 à droite).

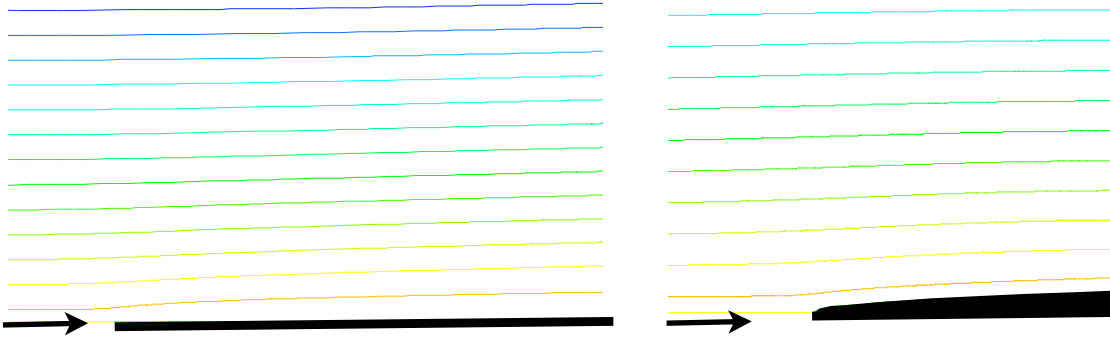


FIG. 5 – À gauche, calcul de Navier Stokes par FreeFem++ à $Re = 500$, tracé les lignes de courant. À droite, calcul de fluide parfait sur un corps en $1.7(Re)^{-1/2}\bar{x}^{3/2}$, on voit que les lignes de courant sont (presque) les mêmes, autrement dit on observe l'effet de soufflage de la couche limite sur le fluide parfait (effet de second ordre).

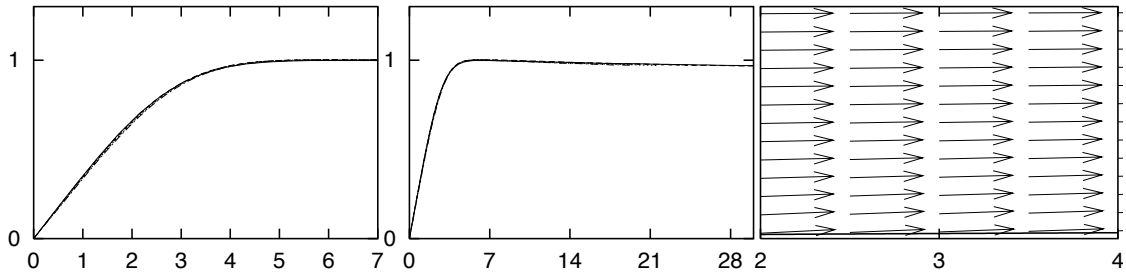


FIG. 6 – Calcul de Navier Stokes par FreeFem++ à $Re = 500$, à gauche on retrouve bien le profil autosemblable de Blasius (par superposition parfaite de différents profils tracés en fonction de la variable de similitude $\bar{y}(Re/\bar{x})^{1/2}$). Au centre, si on regarde plus loin "que la couche limite" ces mêmes profils, on observe qu'il y a une décroissance de la vitesse. A droite, la vitesse de fluide parfait sur un corps en $1.7(Re)^{-1/2}\bar{x}^{3/2}$, on voit que la vitesse de fluide parfait décroît de la valeur de glissement à la valeur à l'infini lorsque l'on s'éloigne de la paroi. La surcroissance de vitesse (observée au centre et à droite) s'interprète comme un effet de second ordre.

2 Triple Couche

2.1 Echelles

Dans les années 50/60, Lighthill, Landau entre autres ont commencé à entrevoir que la séparation de la couche passait par de nouvelles échelles et un déplacement fort de la couche limite. Simultanément, Neiland, Messiter et Stewartson ont proposé en 69 une structure en trois "ponts" (*Decks*, figure 7). Il y a d'abord la couche limite de départ, elle est dénommée maintenant "le pont

principal". Cette couche limite est perturbée près de la paroi, là où la vitesse est la plus faible. Les perturbations dues à cette sous couche, le "pont inférieur", sont transmises dans le "pont principal" (l'ancienne couche limite). Dans cette couche, la perturbation est en fait une déflexion des lignes de courant, on l'appelle $-A(x)$. Cette déflexion des lignes de courant se traduit par un déplacement du fluide parfait ("pont supérieur"). Ce déplacement provoque une variation de pression. Cette variation de pression est transmise de haut en bas, au travers du pont principal jusqu'au pont inférieur.

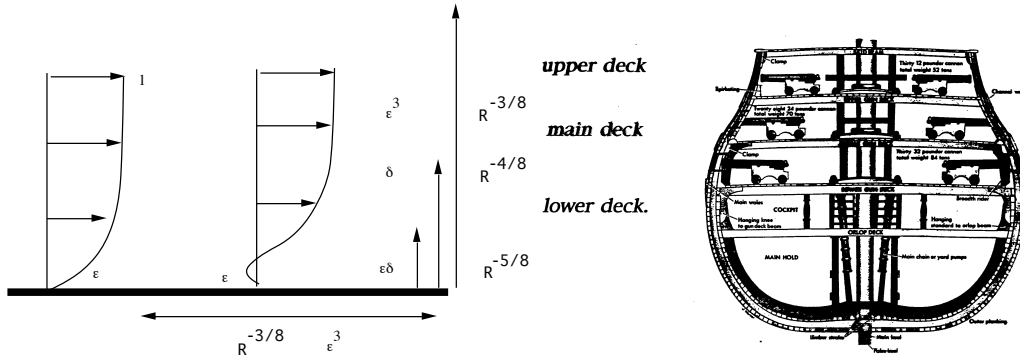


FIG. 7 – Gauche, les échelles du Triple Deck. Droite, la traduction française, le "Triple Pont" (vaisseau à trois ponts).

2.2 Régimes particulier : le tuyau et la "double couche"

Dans le pont inférieur, les équations sont en fait celles de Prandtl puisque l'on a toujours un équilibre entre les termes convectifs et visqueux :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}.$$

Les conditions aux limites sont l'adhérence à la paroi ($u = v = 0$), la donnée du profil initial de vitesse en entrée qui est simplement linéaire $u(\rightarrow -\infty, y) = y$, et en haut la condition de raccord avec le pont principal : $u(x, y \rightarrow \infty) = y + A$. Le pont supérieur réagit aux variations de $-A$ par

- $p = \frac{-1}{\pi} \int -\frac{dA}{x-\xi} d\xi$ dans le cas subsonique.
- on peut faire une extension transsonique liant p et $-A$.
- $p = -\frac{dA}{dx}$ dans le cas supersonique.
- $p + \frac{dp}{dx} = -\frac{dA}{dx}$ dans un cas hypersonique ("supercritique", cas couche d'entropie et paroi froide).
- $p = -\frac{dA}{dx} - \frac{d^2A}{dx^2}$ dans un autre cas hypersonique ("subcritique").
- $p = -A$ dans le cas hypersonique (forte interaction).
- $p = A$ dans le cas fluvial.

- $p = -A$ dans le cas torrentiel.
- $p = -A$ dans le cas thermique de convection mixte.
- $-A = 0$ dans les tuyaux avec des bosses très longues ou dans Couette.
- $p = -A''$ dans les tuyaux avec des bosses moins longues.

Un programme en différences finies permettant de calculer tous ces cas a été fait. Ce code numérique permet de résoudre par couplage "semi inverse" les équations de triple couche dans pratiquement tous les cas présentés dans la littérature en linéaire et en non linéaire...

Avec ces équations on peut calculer un courant de retour et donc la séparation de la couche limite est expliquée par la triple couche. En général, on se donne une forme générique de bosse, et on observe que la séparation se produit derrière la bosse dans les cas de tuyaux, de Couette, en fluvial et en subsonique.

En revanche, dans les cas supercritiques, supersoniques et hypersoniques la séparation se produit en amont. Par ailleurs dans ces derniers cas, l'interaction se fait sentir bien en amont de l'accident qui fait décoller la couche limite. La naissance de la perturbation est de la forme e^{kx} ; ceci explique le paradoxe de l'influence de l'aval sur l'amont que nous avons évoqué auparavant. En effet cette perturbation est une "solution propre" des équations. Cette influence se retrouve en thermique mixte, mais elle est absente en subsonique, fluvial et dans les tuyaux (du moins elle est beaucoup plus faible). Dans le cas des tuyaux ($A = 0$), il n'y a même absolument aucune remontée de l'information.

3 Couche limite Instationnaire, [12]

3.1 triple couche instationnaire

Pour l'instant, on n'a parlé que d'écoulement stationnaire, même si on peut montrer qu'introduire le temps dans les équations de couche limite permet de retrouver la branche inférieure de stabilité marginale de la couche limite (ondes de Tollmien Schlichting). Les équations de triple couche sont alors utiles pour l'étude de la "réceptivité". En forçant une perturbation harmonique dans le pont inférieur, on crée une onde TS. Celle ci peut évoluer en créant un train de solitons en pics.

En supersonique, l'introduction du terme de dérivée temporelle fait apparaître un soliton qui remonte l'écoulement dans le cas de l'interaction de dièdre et lorsque l'angle du dièdre devient trop fort.

3.2 Incursion dans la Couche limite instationnaire

Si l'introduction du terme instationnaire dans les équations de triple couche est intéressante, en revanche, la réintroduction du terme instationnaire dans les équations de couche limite est catastrophique.

En effet, depuis Van Dommeln, on sait que si on se donne un écoulement extérieur accéléré et décéléré au temps $t = 0$, la couche limite se développe, elle

produit une séparation avec un beau bulbe (contrairement au cas stationnaire). Ensuite, il se produit une singularité en temps fini. On observe sur la figure 8 le développement de la séparation et l'apparition de la singularité.

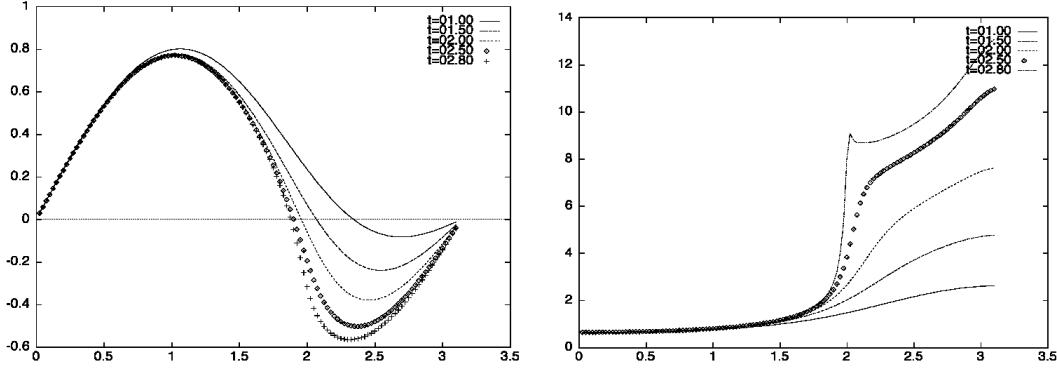


FIG. 8 – Séparation instationnaire sur un cylindre, $\bar{u}_e = \sin(\bar{x})$ aux temps $t = 1, 1.5, 2, 2.5$ et 2.8 . À gauche évolution du frottement pariétal, noter que la séparation se produit à $t = 0.65$ et qu'elle ne pose pas de problème de Goldstein. En revanche, pour $t \simeq 3$, il y a une singularité en temps. Cette singularité en temps se manifeste par un pincement de l'épaisseur de déplacement tracée à droite pour différents temps ($\delta_1 \simeq (t - 3)^{-1/4}$).

La séparation se produit pour un angle de 115 degrés (c'est l'angle de Goldstein) toute la partie avant $x = 2.01$ est la même que dans le cas stationnaire.

4 "Interaction" :

4.1 Couche limite Interactive

Une autre manière de contourner la catastrophe de Goldstein est d'adopter le point de vue de la couche limite interactive, il s'agit des équations de couche limite classiques :

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \bar{y}} = 0, \quad \tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \bar{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \bar{y}} = \bar{u}_e \frac{d\bar{u}_e}{d\bar{x}} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \bar{y}^2},$$

les conditions aux limites sont l'adhérence à la paroi ($\tilde{u} = \tilde{v} = 0$), la donnée du profil initial de vitesse en entrée qui est un profil de Blasius. La vitesse extérieure n'est plus donnée par $\bar{f}(\bar{x})$ la forme de la paroi, mais elle est "engraissée" par l'épaisseur de déplacement (par exemple en subsonique) :

$$\bar{u}_e = 1 + \frac{1}{\pi} \int \frac{\bar{f}(\bar{x}) + Re^{-1/2} \frac{d(\delta_1 \bar{u}_e)}{d\bar{x}}}{x - \xi} d\xi$$

Au lieu de garder le point de vue du couplage faible et sa hiérarchie de problèmes (figure 4), on fait directement rétroagir la couche limite sur le fluide parfait (figure 9). L'épaisseur de déplacement joue le rôle d'une paroi fictive (cf figure 18 et 19), elle perturbe le fluide parfait, et la pression perturbée (pression et $\bar{u}_e(\bar{x})$ sont liés) fait se développer la couche limite elle même.

En effet, l'épaisseur de déplacement devient grande lorsqu'il y a séparation, il est donc intuitif de penser que le fluide parfait va être modifié fortement et que la rétroaction sera forte. C'est effectivement ce qui se passe en triple couche, mais à une échelle plus petite. On montre facilement que les équations de Couche Limite Interactive (IBL *Interactive Boundary Layer Equations*) se décomposent effectivement à grand Reynolds en équations de triple couche. La fonction $-A$ s'identifie à la perturbation de l'épaisseur de déplacement.

Les équations IBL posaient problème par le mélange de termes de différents ordres. A partir de NS, Dechaume Mauss et Cousteix (Europ. J. Mech. B/Fluids 24 (2005) 439–447) et Cousteix & Mauss [3] ont montré que l'on pouvait aboutir aux équations IBL en utilisant une démarche différente.

Une grande partie des problèmes de séparation de la couche limite est alors résolue

4.2 Boîtes

Le problème est une interaction entre deux boîtes. Une des boîtes est la couche limite (ou le pont inférieur), l'autre est le fluide parfait (ou le pont supérieur). La boîte "Couche Limite" prend \bar{u}_e et donne une distribution d'épaisseur de déplacement $\tilde{\delta}_1$. La boîte "fluide parfait" prend $\tilde{\delta}_1$ et calcule une vitesse de glissement \bar{u}_e .

Pour résoudre ce problème couplé, il faut itérer par une méthode dite "semi inverse". Cette méthode est en trois étapes :

- La couche limite est résolue en mode inverse, on se donne $\tilde{\delta}_1$ et on calcule la vitesse extérieure correspondante \bar{u}_e^{CL} . Pourquoi calculer la couche limite en mode inverse? Parce que c'est la seule manière de calculer la séparation, en effet une distribution de vitesse \bar{u}_e quelconque n'est pas compatible avec la couche limite, on ne peut pas trouver l'épaisseur de déplacement. En revanche, en inverse, on peut se donner le déplacement et en déduire une vitesse à la lisière de la couche limite.

C'est ce qui est représenté sur les figures 17.

- Le fluide parfait est calculé en mode direct, on se donne $\tilde{\delta}_1$ et on calcule la vitesse de glissement correspondante \bar{u}_e^{FP}
- Ensuite, il faut corriger le déplacement par une étape de relaxation : la nouvelle distribution de déplacement est obtenue à partir de l'ancienne et de l'écart des vitesses \bar{u}_e^{FP} et \bar{u}_e^{CL} . Le coefficient de relaxation est à choisir judicieusement.

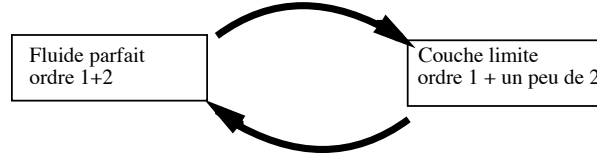


FIG. 9 – La couche limite interactive, interaction forte. On a en fait deux boîtes à coupler, une boîte de couche limite $\delta_1 \rightarrow \bar{u}_e^{CL}$ et une boîte de fluide parfait $\delta_1 \rightarrow \bar{u}_e^{FP}$ de manière à avoir $\bar{u}_e^{CL} = \bar{u}_e^{FP}$.

4.3 ”Méthodes intégrales”

Bien qu’aillant développé différents codes en différences finies de résolution des équations de Prandtl stationnaires ou instationnaires, nous avons aussi examiné des solutions intégrales simplifiées. En effet, les équations de Prandtl peuvent être intégrées sur l’épaisseur de couche limite et donner les équations de Von Kàrmàn. L’originalité de notre démarche intégrale est d’utiliser δ_1 et non δ_2 comme il est habituel classiquement.

Il faut ensuite se donner une fermeture que l’on construit à partir des solutions semblables, ou de Pohlhausen. Dans le cas biomécanique, on aussi construit des équations de fermetures à partir des profils de Womersley.

5 Conclusion : Applications

Nous allons présenter des applications de ces différents points dans les chapitres suivants.

En thermique, au chapitre II, il s’agira d’une extension de la triple couche en hypersonique (dans ce cas particulier, l’équation de la chaleur est découplée), puis d’une extension de la double couche entre deux plaques chauffées (application de la section ”Triple Couche”) avec un couplage thermique dynamique fort. Ces cas sont avec séparation et influence de l’aval (application des sections ”problème de séparation couche limite et ”interaction de l’aval sur l’amont”).

Ensuite, le cas de la convection thermique mixte sera abordé. Dans ce cas on montrera que la singularité observée dans la littérature est levée par les idées de la triple couche. On montrera qu’une adaptation des méthodes intégrales permet aussi de comprendre le problème et on fera une résolution instationnaire qui lève la singularité par une interaction qui reste confinée dans la couche limite (application des sections ”Triple Couche”, ”Couche limite Instationnaire”, ”Interaction”, sous-section ”méthodes intégrales”). Ce cas est un cas avec séparation et influence de l’aval (application des sections ”problème de séparation couche limite” et ”interaction de l’aval sur l’amont”). Le transfert de masse est aussi abordé (application de la sous-section ”méthodes intégrales”) dans ce chapitre.

Ensuite, chapitre III, prétextant des applications en biomécanique, nous examinons des écoulements stationnaires dans les tuyaux rigides avec rétrécissement

(cas des sténoses) en montrant comment les différentes descriptions asymptotiques de couche limite interactive et de triple couche s'enchevêtrent (application des sections "Triple Couche", "problème de séparation couche limite", "Interaction", soussection "méthodes intégrales"). Nous appellerons RNSP ("Reduced Navier Stokes/ Prandtl ") les équations de couche limite que nous résolvons dans le tuyau complet. Nous comparons les solutions de ces équations RNSP avec des calculs numériques directs. Les cas instationnaires pulsé avec ou sans paroi élastique sont aussi envisagés (application des mêmes sections plus "Couche limite Instationnaire"). Dans ces cas d'écoulement dans les artères, le caractère pulsé et la faible nonlinéarité ne font pas apparaître la singularité en temps. Une application à l'apnée du sommeil est aussi présentée.

Enfin, dans le chapitre IV, les problèmes de sols érodables et de milieux granulaires sont évoqués. Là encore il s'agira d'application de "Couche Limite Interactive" (*IBL*) puisqu'il faudra calculer le cisaillement du fluide près de la paroi. En effet celui ci est responsable de l'érosion du sol. L'incursion dans les lois de comportement de milieux granulaires nous fait enfin toujours rester dans ce cadre général d'écoulements cisailés et de problèmes de fermeture (application de la sous section "méthodes intégrales").

Références

- [1] J. Cousteix : Couche limite laminaire, ed. Cepadues (1988)
- [2] Cebeci T. & Cousteix J. (1999) : "Modeling and computation of boundary layer flows", Springer Verlag.
- [3] Cousteix J., & Mauss J. (2006) : "Analyse asymptotique et couche limite", Mathématiques et Applications, Vol. 56 2006, XII, 396 p.
- [4] Darrozès J.S. et François C. "Mécanique des fluides incompressibles". Berlin : Springer Verlag, 1982. 461 p. Lecture notes in Physics 163. ISBN 3-540-11578-1
- [5] Gersten, K. and Hervig, H. (1992) : "Strömungsmechanik : Grundlagen der Impuls-Wärme-und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht", Vieweg, Wiesbaden.
- [6] H. Schlichting (1987) : "Boundary layer theory" , 7th ed Mc Graw Hill.
- [7] Stewartson K. "The theory of laminar compressible boundary layer in compressible fluids", Oxford University Press 1964.
- [8] I.J. Sobey (2000) : "Introduction to interactive boundary layer theory", Oxford applied and engineering mathematics, 256 p.
- [9] Sychev V. V. , Ruban A. I. , Sychev V. V. & Korolev G. L. (1998) : "Asymptotic theory of separated flows", Cambridge University Press.
- [10] Van Dyke M. (1975) : "Perturbation Methods in Fluid Mechanics" Parabolic Press.

Rapports

- [11] P.-Y. Lagrée (1992) : "Structures interactives Fluide Parfait/ Couche limite en hypersonique, Variations autour du thème de la triple couche", Thèse de l'Université Paris VI, janvier 92, Contrat BDI Aéronautique.
- [12] P.-Y. Lagrée (1997) : "Résolution des équations de couche limite interactive instationnaire et applications", rapport DSPT 8, fév 97. Chapitre 2, "couche limite instationnaire" (Rapport de Contrat)

Thermique

Résumé

Dans ce chapitre, nous présentons rapidement le résultat de notre travail de thèse sur les écoulements hypersoniques sur une plaque émoussée. Ensuite, d'autres problèmes de convection thermiques sont abordés. Notamment, le problème de la singularité dans les équations de la convection thermique mixte sur une plaque plane a été résolu, levant ainsi la singularité en espace obtenue par précédents auteurs. La convection massique est aussi abordée dans le cas des réacteurs chimiques utilisés pour faire des matériaux semi conducteurs.

1 Hypersonique, [16], [1], [2], [17], [7]

Fin des années 80 il était prévu de lancer une navette spatiale (européenne) Hermès. Un des nombreux problèmes de l'époque et toujours actuel est l'efficacité des gouvernes lors de la phase de rentrée dans l'atmosphère. L'écoulement après un premier régime moléculaire libre dans les hautes couches devient un écoulement relevant de la mécanique des milieux continus dans les couches plus basses. La vitesse est très élevée, les effets compressibles sont très forts : le régime largement supersonique est dit "hypersonique". Le nombre de Mach M_∞ est très supérieur à un.

Le paramètre M_∞^{-1} est alors très petit ainsi que l'épaisseur de l'engin θ (si c'est une aile). Cette petitesse de deux paramètres permet des développements spécifiques pour l'aérodynamique hypersonique (par exemple comme $M_\infty \rightarrow \infty$ et $\theta \rightarrow 0$ on peut construire une limite à $M_\infty \theta$ fixé, ou petit ou grand...). L'étude du fluide parfait est donc déjà très intéressante. Elle conduit à une analogie entre les explosions fortes (bombe atomique) et l'écoulement autour d'une aile émoussée.

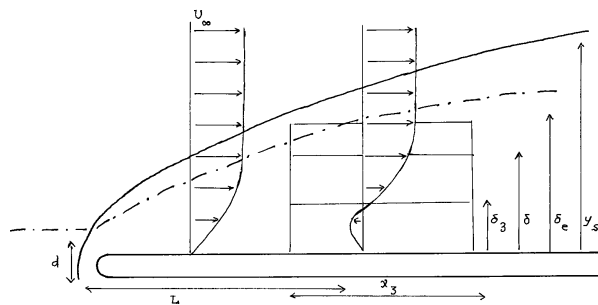


FIG. 10 – Une plaque plane avec quatre couches : les deux couches visqueuses : le pont inférieur δ_3 , le pont principal δ , le fluide parfait est découpé un pont intermédiaire venant de la couche d'entropie δ_e et le pont supérieur sous le choc y_s .

En effet, le bord d'attaque des ailes (ainsi que le nez) de la navette sont très arrondis. On dit que l'aile est émoussée. Le problème générique de l'aile est en fait celui d'une plaque plane épaisse, l'épaisseur du nez étant petite, mais pas trop! Guiraud Vallée et Zolver 65 avaient identifié un effet de fluide parfait lié au bord d'attaque émoussé de la plaque. En effet près du bord d'attaque arrondi, l'écoulement présente une onde de choc forte et droite, tandis que loin du bord d'attaque, l'onde de choc, si elle est encore éventuellement forte, est maintenant très inclinée. Or les lignes de courant proches de la plaque sont passées par le choc fort près du bord d'attaque. Elles ont donc des caractéristiques de température et de densité très différentes des lignes de courant un peu plus éloignées de la plaque mais sous l'onde de choc. Cette couche est appelée couche d'entropie.

Résultat

On a donc mis en oeuvre une méthode de triple couche pour étudier l'effet de l'émoussement d'une plaque plane avec un dièdre sur la taille du bulbe de recirculation. Le pont supérieur est en fait découpé en deux couches, un pont supérieur classique en haut et un pont intermédiaire en bas qui provient de la couche d'entropie et qui est moins dense. On observe que le bulbe croît puis décroît en fonction de l'épaisseur du nez, ce comportement, conforme très qualitativement aux observations expérimentales, a été obtenu analytiquement (dans un certain cas) et numériquement.

2 Convection mixte

Lorsqu'un fluide s'écoule sur une plaque horizontale refroidie ou chauffée par rapport au flux incident, il y a des échanges de chaleur entre la plaque et le fluide. En général, dans un souci de simplification, les effets de température sont découplés des effets dynamiques. L'équation de la chaleur se résout après l'équation de la dynamique. Ce cas est celui de la convection forcée (c'était aussi vrai en hypersonique). Cette description ne permet pas d'expliquer la mise en mouvement d'un fluide par une plaque chauffée. Pour expliquer ce régime de convection naturelle, il faut introduire un couplage entre les effets thermiques et dynamiques via le terme de force d'Archimède. L'approximation retenue est celle de Boussinesq, et comme il le dit : "grâce aux simplifications alors obtenues, la question, encore très difficile et presque toujours rebelle à l'intégration n'est plus inabordable".

Les solutions de convections forcée sur plaque plane (Blasius) ou dans des tuyaux (Poiseuille donnant Lévêque et Graetz) sont très classiques. En revanche lorsque les deux effets sont présents : convection forcée et effet de force d'Archimède (ou ce qui est la même chose convection libre avec un écoulement imposé au loin), il n'y a plus de résultats classiques. Ce régime où l'on mélange la convection naturelle et la convection forcée par l'écoulement extérieur est celui de la "convection thermique mixte" laminaire.

2.1 Convection mixte dans un écoulement de Poiseuille, [18], [4]

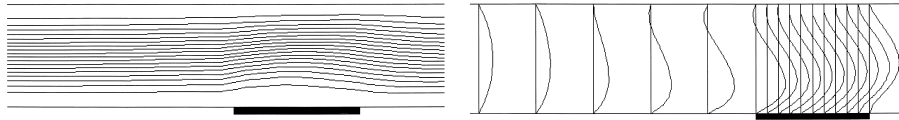


FIG. 11 – Ecoulement de Poiseuille de gauche à droite entre deux plaques dont une est chauffée localement : trait noir. À gauche sans effet de gravité, effet d'expansion du chauffage de la plaque du bas. À droite, à cause de l'effet de la gravité et donc de la convection, les profils de vitesse sont perturbés et une séparation est induite sur la paroi du haut au dessus de la partie chauffée).

Un premier cas de convection mixte laminaire stationnaire a été abordé dans le cadre de l'écoulement entre deux plaques, la plaque du bas étant chauffée à partir d'une certaine abscisse. Cette configuration est typique d'un réacteur chimique tel que celui d'épithaxie en phase gazeuse ou "MOCVD" (Metal Oxyd Chemical Vapor Deposition) était utilisé au CNET de France Télécom (figure 11).

L'écoulement de base est un simple Poiseuille isotherme. Très près de la paroi du bas là où l'écoulement rencontre la partie chauffée de la plaque, la solution de base pour la température est en fait celle de Lévêque (diffusion dans un écoulement cisaillé). La perturbation induite par les effets de gravité et de compressibilité par cette solution a été calculée. L'analyse passe par la triple couche (en fait double couche, cas des tuyaux) linéarisée avec effet de rétroaction du chauffage sur l'écoulement. Dans ce cas la convection mixte est locale puisqu'elle n'apparaît que là où il y a chauffage, mais les perturbations induites se transmettent à la plaque supérieure : deux couches visqueuses pariétales sont alors en interaction forte.

Résultat

Intuitivement on aurait pu penser que le gaz chauffé induit un déplacement vers le haut des lignes de courant. C'est juste quand il n'y a pas de gravité, mais si elle est présente, il n'en est rien, et les résultats de l'analyse linéaire (par transformation de Fourier) montrent en fait que le gaz froid "tombe". Ce déplacement vers le bas des lignes de courant diminue le frottement pariétal de l'écoulement sur la paroi supérieure (et pourrait favoriser la séparation). Cette tendance a été observée par résolution numérique directe avec le code commercial FLUENT. C'est ce que l'on observe sur la figure 11. À gauche sans effet de gravité, l'effet d'expansion du chauffage de la plaque du bas défléchit les lignes de courant vers le haut. À droite, l'effet de la gravité et donc de la convection mixte fait tomber le fluide froid, on observe les profils de vitesse et la séparation (courant de retour) induite sur la paroi du haut.

2.2 Convection thermique mixte sur une plaque plane horizontale froide [3], [4], [5], [10], [11], [8]

Le cas de convection thermique mixte académique est examiné. Comme on l'a déjà dit, lorsqu'un fluide s'écoule sur une plaque plane hori-

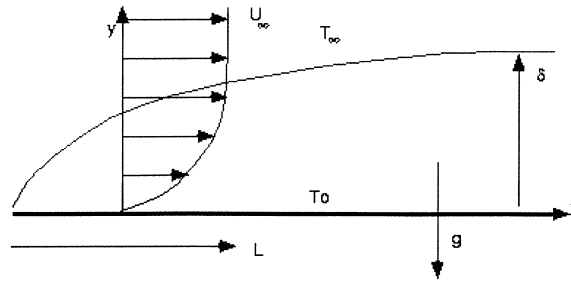


FIG. 12 – Le problème de la convection thermique mixte; une plaque plane semi infinie à température T_0 plongée dans un écoulement à température différente T_∞ . Il y a superposition des effets de convection forcée et de convection naturelle.

zontale à température différente, il y a un couplage entre les effets thermiques et dynamiques via le terme de force d'Archimède. Ce régime est celui de la "convection thermique mixte" laminaire.

Lorsqu'un fluide s'écoule sur une plaque plane semi- infinie refroidie, le couplage par le terme d'Archimède rend la description de couche limite classique singulière (Daniels & Gargaro JFM 93 vol 250 p233-251). En fait, le refroidissement, en alourdissant le fluide crée une contre pression qui freine le fluide et provoque une séparation de la couche limite.

De nombreux auteurs s'y sont cassé les dents, ils ont montré que la théorie de la couche limite classique stationnaire conduisait à une singularité lorsque l'on intégrait les équations en suivant le flot et lorsque la plaque est froide (le cas de la plaque chauffée ne présente pas de difficulté numérique). Par ailleurs, les résultats numériques pour la prédiction du point de séparation dépendaient des auteurs. Steinrück (J. Fluid Mech., vol 278, pp. 251-265, 1994) a ensuite montré que l'on pouvait en fait obtenir une infinité de positions du point de singularité, tout dépend des perturbations que l'on introduit dans la résolution (figure 14, on voit le frottement pariétal réduit f_0'' en fonction de la distance au bord d'attaque.

Ce problème est quasi identique à ce qui se produit dans les couches limites hypersoniques de convection forcée (le mécanisme est différent mais les équations finales sont identiques). On appelait alors ces solutions des "solutions de branchement". Dans le cas supersonique, expérimentalement, il avait été vu que l'écoulement présentait une forte remontée de l'information. Des perturbations en aval remontent en amont. Or, les équations de fluide parfait sont hyperboliques et les équations de couche limite paraboliques, les calculs numériques étaient faits en marchant d'amont en aval en suivant l'écoulement.

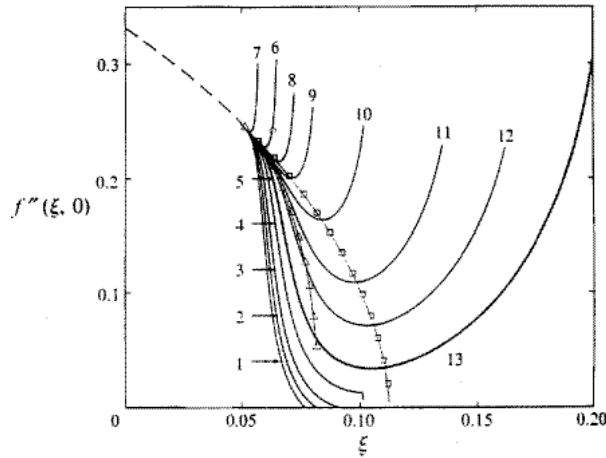


FIG. 13 – Résultat de Steinrück, tracé du frottement pariétal réduit $f''(\xi, 0) = \bar{x}^{1/2} \partial u / \partial y$ en fonction de $\xi = |J| \sqrt{\bar{x}}$; le calcul se fait en marchant d'amont en aval, il observe une infinité de solutions correspondant à des solutions propres. La courbe pointillée est un calcul précédent issu d'une résolution des équations en marchant en x (elle est noté "marching" sur la figure 14). Il est impossible de passer le point de séparation $f'' = 0$.

Numériquement alors, on observait des solutions explosives (en croissance exponentielle). On les appelait donc des solutions de branchement. C'est la triple couche supersonique qui a expliqué ce phénomène en introduisant une interaction qui casse ce caractère amont / aval en le rendant global. Des solutions propres linéarisées en e^{kx} apparaissent alors naturellement lors de la résolution, ces solutions sont la naissance des branches que l'on observe sur la figure 13.

On ne peut pas résoudre les équations de couche limite de convection thermique mixte stationnaire en suivant l'écoulement (les équations ne sont plus paraboliques contrairement aux apparences), mais il faut les résoudre de manière globale (l'aval a une influence sur l'amont).

Résultat

En fait la technique de la triple couche permet de lever le problème et d'expliquer la remontée de l'information par un processus interactif, il faut introduire un nouveau petit paramètre qui caractérise le couplage thermique : le nombre de Richardson $J = \frac{g\alpha(T_0 - T_\infty)LRe^{-1/2}}{U_0^2}$ (dans le cas de la paroi froide, il est négatif). Lorsqu'il est infiniment petit, il apparaît près de la paroi une couche qui peut s'épaissir sous l'effet de variations de pression, cet épaississement provoque une variation de pression par le terme de poussée d'Archimède, la pression re-modifie alors le développement de la couche pariétale... Cette interaction se traduit par l'apparition de solutions auto induites ("eigen solutions") en exponentielle crois-

sante d'amont en aval, prouvant la "non-parabolicité" de l'interaction, l'échelle est très petite : elle est en $|J|^3$.

Nous interprétons ces solutions d'une part comme l'effet de "blocage" observé dans les écoulements stratifiés (un accident influence l'écoulement très en amont de sa position). D'autre part, ce comportement exponentiel est la naissance de la singularité.

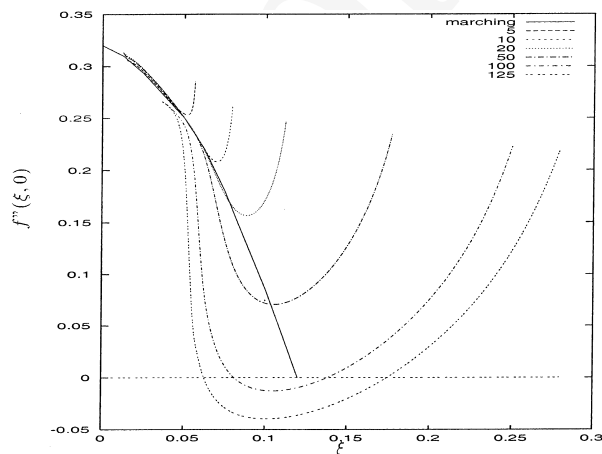


FIG. 14 – Calcul montrant la levée de la singularité (résultat final de [5]), tracé du frottement pariétal réduit $f''(\xi, 0) = \bar{x}^{1/2} \partial u / \partial y$ en fonction de $\xi = |J|\sqrt{\bar{x}}$, le frottement pariétal peut être négatif, le refroidissement provoque un séparation de la couche limite. Chaque branche de la figure 13 correspond à une position différente de la condition de sortie sur cette figure, mais certaines des branches de la figure 13 buttent sur la séparation de la couche limite.

A nombre de Richardson modéré, le problème non linéaire de couche limite thermique a été résolu numériquement par différences finies en passant par une formulation instationnaire. Le résultat à stationnarisation est bien que le couplage thermique brise la caractère "de marche en avant en x " des équations (prouvé par l'analyse de triple couche à J infinitésimal) et induit la séparation de la couche limite (résultat numérique). La position et la taille du bulbe de courant de retour dépendent des conditions de sortie. C'est ce que l'on voit sur la figure 14, le frottement pariétal devient négatif, puis il y a réattachement. A cette séparation est associée un épaissement de la couche limite, figure 15, on pourrait interpréter ce brusque épaissement comme un ressaut hydrodynamique. Il y a en effet possibilité de faire une analogie entre les deux problèmes.

Ce phénomène fondamental est donc maintenant compris, damant le pion à H. Steinrück de l'université de Vienne (qui eut un prix académique Autrichien pour ses travaux sur ce sujet !). Mon travail permet d'englober ce qu'il a fait et de passer la singularité et les solutions de branchement qu'il a observées sans

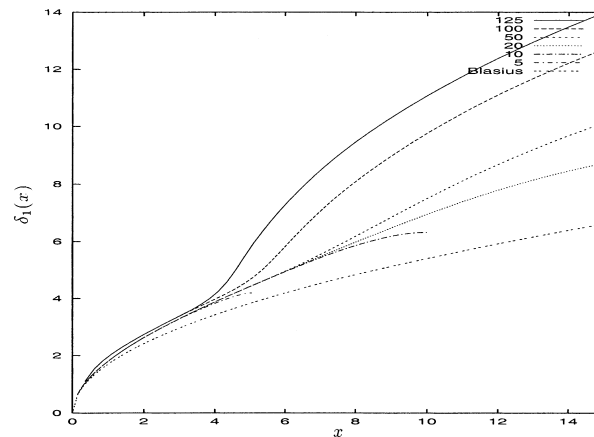


FIG. 15 – Calcul, on observe l'épaississement de l'épaisseur de déplacement. Il y a un ressaut "thermique" exactement comparable à un ressaut hydrodynamique dans une couche mince visqueuse d'eau.

comprendre, en effet il a fait une analyse en perturbation des équations de couche limite qui comme je l'ai montré se révèlent être la description en triple couche. J'ai rajouté que les équations n'étaient pas paraboliques mais avaient besoin d'une condition en aval. Elles peuvent ainsi être résolues numériquement et la contre pression due au refroidissement peut provoquer une zone de recirculation.

3 Cas des chambres à flux et de la MOCVD

Par analogie classique entre les phénomènes de transferts thermiques ou massiques, nous avons joué avec l'analogie. Nous nous sommes donc intéressés au problème de la couche limite de réaction chimique dans un écoulement simple donné. L'écoulement de base est en général un « Poiseuille » simple. Il transporte un réactif qui va réagir avec un autre constituant qui adhère à la paroi. Par rapport au cas thermique, la condition sur la paroi est donc très différente.

3.1 Cas MOCVD, [13], [14], [15], [19]

Cette configuration correspond aux réacteurs chimiques utilisés dans l'industrie des semiconducteurs MOCVD déjà évoqués.

Dans le cas où la région réactive est très très petite, on a une équation de Fick à résoudre. La difficulté porte sur la forme de la région réactive qui peut avoir une forme plus ou moins compliquée.

Résultat

Un code de calcul du taux de croissance surfacique pour ces réactions à été développé, il est utilisé pour prédire un type de croissance de semi conducteurs

chez Alcatel. Les prédictions du code sont en excellent accord avec les mesures expérimentales. L'utilisation du code permet alors de tester des géométries compliquées avant de les réaliser.

3.2 Cas Biacore, [6], [17], [13]

C'est aussi par exemple ce qui se produit dans réacteur biochimique de type BIACORE (chambres à flux de taille micrométrique).

Lorsque la longueur de la région réactive est assez grande, un équilibre convectif diffusif peut s'établir, et on obtient des équations de type Lévêque ou Graetz pour la concentration. Il existe alors une couche limite de réaction chimique à la paroi (à haut nombre de Péclet).

Le flux à la paroi correspond aux composants qui réagissent suivant une réaction chimique pariétale.

Résultat

Une méthode intégrale a encore une fois été construite et comparée à une résolution complète et une solution de type couche limite ainsi qu'avec des solutions asymptotiques analytiques.

4 Conclusion

La couche limite interactive, la triple couche et les méthodes intégrales ont été utilisées pour résoudre des problèmes couplés ou non avec l'équation de la thermique (ou de la convection massique) dans le fluide. Principalement, le problème de la convection thermique mixte a été résolu. Un ressaut thermique analogue au ressaut hydrodynamique se crée.

Références

- [1] Lagrée P.-Y. (1990) : "Influence de la couche d'entropie sur l'échelle de la région séparée en aérodynamique hypersonique", C.R. Acad Sci Paris, t 311, Série II, p. 1129- 1134, 1990.
- [2] Lagrée P.-Y. (1991) : "Influence de la couche d'entropie sur la longueur de séparation en aérodynamique hypersonique, dans le cadre de la triple couche II", C.R. Acad Sci Paris, t 313, Série II, p. 999-1004, 1991.
- [3] P.-Y. Lagrée (1994) : "Convection thermique mixte à faible nombre de Richardson dans le cadre de la triple couche", C. R. Acad. Sci. Paris, t. 318, Série II, pp. 1167- 1173, 1994.
- [4] P.-Y. Lagrée (1999) : "Thermal mixed convection induced locally by a step in surface temperature in a Poiseuille Flow in the framework of Triple Deck", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol 42, pp. 2509-2524.
- [5] P.-Y. Lagrée (2001) : "Removing the marching breakdown of the boundary layer equations for mixed convection above a horizontal plate", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol 44/17, pp. 3359-3372.
- [6] P.-Y. Lagrée & A. Ivan-Fernolendt (2004) : "Direct comparison of simplified models of surface reacting flows in flow chambers", Eur. Phys. J./AP vol 26, pp 133- 143.

Actes de Congrès

- [7] P.-Y. Lagrée (1992) : "Influence of the entropy layer on viscous triple deck hypersonic scales", IUTAM symposium Marseille France Sept 1-4, Aerothermochemistry of spacecraft and associated hypersonic flows, pp. 358-361.
- [8] P.-Y. Lagrée (1994) : "Upstream influence in mixed convection at small Richardson Number on triple, double and single deck scales", symp. : Asymptotic Modelling in Fluid Mechanics, Bois, Dériat, Gatignol & Rigolot (Eds.), Lecture Notes in Physics, Springer, pp. 229-238.
- [9] Lagrée P.-Y, Ivan- Fernolendt A. (2001) : "The chemistry in the BIACORE cell." Journée spéciale chambres à flux 12/09/01, Congrès S. B. Marseille, paru dans la lettre de la Société de Biomécanique no4, p 56-57.
- [10] P.-Y. Lagrée (2001) : "Effets d'entrée dans les panaches plans", Congrès français de Thermique, SFT 2001, Nantes, 29-31 mai 2001, 5 pages
- [11] P.-Y. Lagrée (2001) : "Disparition de la singularité de convection thermique mixte sur une plaque horizontale refroidie", Congrès français de Thermique, SFT 2001, Nantes, 29-31 mai 2001, 5 pages.
- [12] P.-Y. Lagrée & A. Ivan-Fernolendt (2004) : "the chemistry in a flow cell", Archives of Physiology and Biochemistry, vol 112, 09/2004 p 81. Congrès S. F. B. Créteil

- [13] J. Décobert, P.Y. Lagrée, N. Lagay, N. Dupuis, F. Poingt, C. Cuisin, C. Kazmierski (2005) : MOVPE Selective Area Growth applied to the integration of a AlGaInAs based Electroabsorption Modulator with a spot-size converter. 11th European Workshop on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (EW-MOVPE XI), F10, p 313. Lausanne, Switzerland, 5-8th June 2005.
- [14] N. Dupuis, J. Décobert, P.-Y. Lagrée, N. Lagay, A. Ramdane, F. Poingt, C. Cuisin and C. Kazmierski, " Simulation and Characterization of AlGaInAs layers selectively grown by LP-MOVPE" SIOE '06, Semiconductore and integrated optoelectronics, Cardiff 10-12 April 2006.
- [15] J. Décobert, N. Dupuis, P.Y. Lagrée, N. Lagay, F. A. Ramdane, Poingt, C. Cuisin, C. Kazmierski (2006) : "Modelling and characterization of AlGaInAs and related materials using Selective Area Growth by Metal Organic Vapor Phase Epitaxy", ICMOVPE - XIII, 22-26 mai, Miyazaki Japan,

Rapports

- [16] P.-Y. Lagrée (1987) : "Hypersonique", juin 87, DEA de Mécanique option fluide de l'Université Paris VI,
- [17] P.-Y. Lagrée (1992) : "Structures interactives Fluide Parfait/ Couche limite en hypersonique, Variations autour du thème de la triple couche", Thèse de l'Université Paris VI, janvier 92, Contrat BDI Aérospatiale.
- [18] P. Arighi, C. Capitant, B. Petit & P.-Y. Lagrée (1997) : "Écoulements dans les réacteurs MOCVD", Rapport CNET France Télécom
- [19] P.-Y. Lagrée (01/06) "Résolution numérique des équations SAG, Epitaxie Sélective", Rapport Alcatel

Résumé

Nous présentons ici un système d'équations réduit issu des équations complètes de Navier Stokes que nous appelons RNSP. Il est valable dans un tuyau lorsque les termes de viscosité sont assez faibles, que la géométrie est élancée et que l'écoulement va globalement dans un sens.

Le système obtenu, qui est en fait le système de Prandtl dans tout le tuyau, est plus rapide à résoudre que les équations complètes. Il est moins général, mais il permet de comprendre les phénomènes en leur donnant une échelle et en montrant que seuls certains termes sont dominants.

Ce système est donc adapté à une utilisation en biomécanique si on veut avoir un système rapide à résoudre pour pouvoir faire des applications cliniques lors d'une consultation ou des simulations en temps réel.

Des comparaisons avec des modèles de type intégral, des calculs complets Navier Stokes et des mesures expérimentales ont été faites.

1 Système initial

La méthode consiste à écrire les équations de Navier Stokes en supposant que l'écoulement est de densité homogène dans une géométrie présentant des symétries axi ou plan. La dimension transverse est supposée plus petite que la dimension longitudinale. Par exemple un tuyau avec un rétrécissement (voir figure 18 gauche ou droite, et la figure 19 qui montre la distribution de pression le long des parois et le frottement pariétal).

Il s'agit donc de l'écoulement générique dans un tuyau. Ce tuyau sera une artère sténosée ou une artère avec un anévrisme dans le cas axi, parcourue d'un écoulement sanguin quasi-stationnaire ou instationnaire. Le cas 2D plan sera plus représentatif d'un écoulement de l'air dans les voies aériennes supérieures, par exemple l'écoulement dans la glotte (entre les cordes vocales) ou dans le pharynx.

On commence donc par présenter les approximations de type couche mince. Se donnant une vitesse caractéristique, U_0 , un diamètre caractéristique R_0 une longueur caractéristique λ , les équations de Navier Stokes peuvent se réécrire compte tenu du fait que $R_0/\lambda \ll 1$. Les termes de dérivée seconde $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ sont clairement négligeables. La prise en compte des termes d'incompressibilité et la partie spatiale de la dérivée totale conduisent alors à l'ordre de grandeur suivant pour la vitesse transverse : $U_0 R_0/\lambda$.

En 2D plan x, y , il ne nous reste pour l'instant que les termes dominants (en axi les équations sont quasi identiques en (x, r)) :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\rho \partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \text{et} \quad 0 = -\frac{\partial p}{\rho \partial y}.$$

Les conditions aux limites varient avec les différents cas que nous avons traités et que nous allons maintenant résumer.

2 Stationnaire, paroi rigide

2.1 Cas Axisymétrique

2.1.1 Cas Axisymétrique : équations, [8]

Le cas axisymétrique a été examiné dans un premier temps. On choisit de rester en stationnaire, et on choisit la longueur $\lambda = ReR_0$ où Re est le nombre de Reynolds construit sur le rayon R_0 .

En rendant sans dimension le système de Navier Stokes avec :
 $x \rightarrow xR_0Re$, $r \rightarrow rR_0$, $u \rightarrow U_0u$, $v \rightarrow \frac{U_0}{Re}v$, $p \rightarrow p_0 + \rho_0U_0^2$ Navier-Stokes pour $Re \rightarrow \infty$ devient :

$$\frac{\partial}{\partial x}u + \frac{\partial rv}{r\partial r} = 0, \quad u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{r\partial r}\left(r \frac{\partial u}{\partial r}\right), \quad 0 = -\frac{\partial p}{\partial r}. \quad (1)$$

Les conditions aux limites sont :

- la condition de symétrie : $\partial_r u = 0$ and $v = 0$ at $r = 0$,
- l'adhérence à la paroi : $u = v = 0$ at $r = 1 - f(x)$.
- les profils d'entrée($u(0, r)$ and $v(0, r)$) sont donnés : profil plat ou Poiseuille
- il n'y a *pas* de condition de sortie car le système est "parabolique".

Le résultat du calcul est bien entendu le champ de vitesses mais surtout le cisaillement à la paroi (*Wall Shear Stress* et la distribution de pression dans chaque section le long de l'axe.

On appelle ce système RNSP (*Reduced Navier Stokes/ Prandtl*), car il s'agit d'équations de Navier Stokes réduites et que ce système d'équations est en fait le système de Prandtl de couche limite bien connu, mais avec des conditions aux limites différentes.

2.1.2 Résolution numérique de ce système

Il s'agit en fait d'une résolution en mode inverse. On se donne un rayon $R(x)$, on cherche itérativement le bon gradient de pression $-\partial p/\partial x$ qui permet de satisfaire les conditions aux limites. En effet, le gradient de pression nous donne une vitesse u . Par intégration de l'équation de conservation de la masse on obtient v la vitesse transverse dont la valeur à la paroi doit être nulle, mais si le gradient de pression n'est pas le bon, la vitesse n'est pas nulle. Il faut donc faire une boucle pour trouver le bon gradient de pression.

Avec cette méthode, on peut calculer la séparation et un courant de retour en utilisant l'approximation FLARE qui consiste à annuler $u\partial_x u$ lorsque u est négatif.

Avec cette approximation, la résolution se fait en marchant en x , partant de l'entrée, on calcule chaque profil un à un, un peu comme l'équation de la chaleur se résout en "marchant" en temps (la température T est u et t est x).

2.1.3 Cas Axisymétrique : effet d'entrée [8]

On montre alors que ce système permet de calculer numériquement l'effet d'entrée (c.f. Schlichting et Cebeci & Cousteix). C'est à dire que partant d'un profil de vitesse plat à l'entrée du domaine, ce profil de vitesse diffuse et on arrive au profil de vitesse de Poiseuille à une certaine distance de l'entrée (avant la sortie du domaine).

Résultat

On calcule ainsi l'effet d'entrée, la distance à laquelle un profil de vitesse est établi à Poiseuille.

2.1.4 Cas Axisymétrique : profil plat, triple couche [8]

Partant toujours d'un profil plat, si on met près de l'entrée (mais pas trop près!) une petite constriction, on perturbe légèrement un écoulement de type Blasius (car on est avant la fusion des deux couches limites donnant Poiseuille). Il y a encore une région de fluide parfait entre les deux couches limites. Si la constriction est assez petite en hauteur et en longueur, on montre ensuite que le système (1) contient une des descriptions asymptotiques de la "triple couche" (figure 16, la couche pariétale, la couche limite et la couche de fluide parfait).

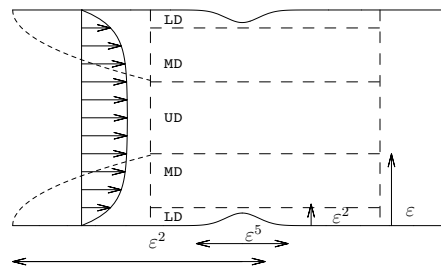


FIG. 16 – Une petite bosse dans un écoulement d'entrée ([8]). Triple couche confinée, LD pont inférieur, MD pont principal, UD pont supérieur.

Résultat

On montre que le système RNSP contient une première description asymptotique, on le vérifie numériquement sur la prédiction de la séparation naissante.

2.1.5 Cas Axisymétrique : profil Poiseuille, double couche [8]

Partant maintenant d'un profil de Poiseuille (ou étant assez loin de l'entrée), on montre asymptotiquement que le système (1) contient la description asymptotique de la "double couche" (figure 17). Cette fois ci, il n'y a pas de fluide

parfait, les perturbations des couches pariétales se compensent dans le coeur de l'écoulement. On a vérifié numériquement qu'en mettant une petite bosse dans RNSP on retrouvait les résultats de la double couche.

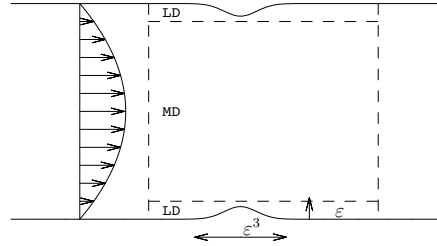


FIG. 17 – Une petite bosse dans un écoulement établi ([8]). Double couche, LD, pont inférieur, MD pont principal.

Résultat

On montre que le système RNSP contient une seconde description asymptotique : la "double couche", on le vérifie numériquement sur la prédiction de la séparation naissante.

2.1.6 Cas Axisymétrique : profil quelconque, couche limite interactive, [8], [1], [4], [24], [25], [12], [23], [18], [16]

Si maintenant la constriction est de plus grande hauteur, et peut obstruer à plus de 90 % le tuyau, alors le profil initial n'a pas beaucoup d'importance. Il y a une accélération très forte dans le rétrécissement, la couche limite s'amincit le long du tuyau. Si on part d'un écoulement plat, il reste plat, et la couche limite s'amincit dans le convergent. Si on part d'un écoulement de Poiseuille, l'accélération provoquée par le convergent recrée une couche de fluide parfait avec un profil plat et une couche limite très fines près de la paroi. On peut alors montrer que les équations (1) se décomposent en une partie de fluide parfait au centre du tuyau avec une couche limite près de la paroi. La couche limite et le fluide parfait sont en interaction forte, cela veut dire qu'en fait le fluide parfait ressent l'épaisseur de la couche limite.

Dans cette configuration particulière, on a retrouvé les résultats numériques de calculs de Navier Stokes en montrant que les résultats de la littérature se rescalaient tous en utilisant les ordres de grandeur de la couche limite.

On remarque que les systèmes obtenus sont tous paraboliques (sans influence de l'aval sur l'amont, sauf s'il y a séparation, mais en pratique cette influence est négligeable, c.f. le point suivant). Dans les cas axi, on a calculé des écoulements avant séparation car on était plus intéressé par la valeur maximale du frottement pariétal. On peut quand même calculer des écoulements avec un courant

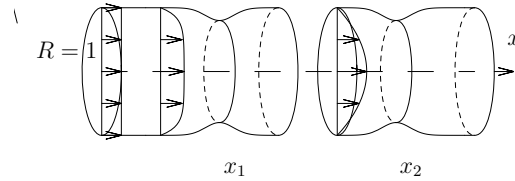


FIG. 18 – Le détail du profil d’entrée n’a pas d’importance ([8]).

de retour (en annulant $u\partial_x u$ lorsque u est négatif).

Résultat

On montre que le système RNSP recrée un système de couche limite interactive dans le cas d’un rétrécissement important. On retrouve exactement des résultats de trois calculs Navier Stokes complets de Siegel et coll., en montrant que leurs calculs se positionnaient sur une même courbe prédite par la couche limite interactive.

2.2 Cas 2D, [5], [7], [9] [10]

2.2.1 Cas 2D plan, parois rigides [5], [7], [9]

On s’intéresse à un écoulement d’air dans la glotte ou dans le pharynx. Dans ces cas, la géométrie est plutôt écrasée, ce qui justifie le choix 2D. On travaille en premier temps en stationnaire pour d’une part valider des mesures faites sur un modèle expérimental à paroi rigides fixes et lentement variables. Et, d’autre part, dans le cas de l’apnée du sommeil, le problème est effectivement quasistationnaire.

Le cas 2D plan est exactement semblable au précédent, dans le cas axi on avait insisté sur le calcul de la valeur maximale du coefficient de frottement. Ici, on trouve une valeur modifiée dans le cas 2D plan et on examine particulièrement les variations de pression. L’accent est mis sur la distribution de pression car on veut déterminer l’aspiration de la paroi. On montre que la forme de la distribution de pression ne dépend que de la valeur du rétrécissement ;

Dans les cas 2D, on a calculé des écoulements avec séparation massive car celle ci se produit juste derrière le point de constriction maximale. Ces écoulements avec un courant de retour sont calculés en utilisant l’approximation FLARE en annulant $u\partial_x u$ lorsque u est négatif. Les comparaisons avec des calculs Navier Stokes nous montrent que cela marche bien car la vitesse dans le jet formé est très importante.

Le système obtenu reste toujours parabolique sans influence de l’aval sur l’amont, et même s’il y a séparation car on néglige la vitesse dans le courant de retour. On résout en une seule marche de gauche à droite.

Le système intégral permet de retrouver les mêmes résultats.

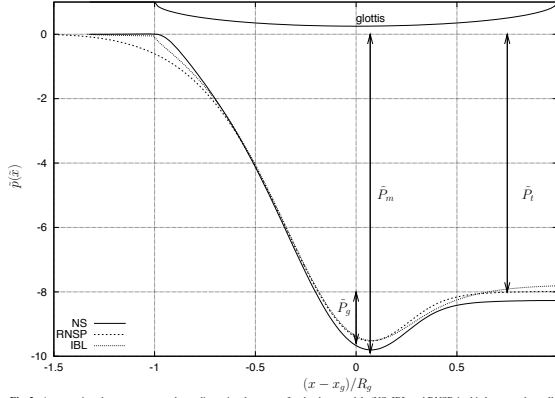


Fig. 2 A comparison between computed non-dimensional pressure for the three models (NS, IBL, and RNSP, in this last case the wall has been smoothed in $x = \pm 1$ to avoid an infinite slope, this was not the case for NS and IBL), here $\alpha = 0.75$, $Re = 500$. The upper half geometry is plotted as well (the smoothed one is not plotted). It is observed that the ratio: pressure at the glottis divided by maximum pressure drop is nearly constant ($K_0 = \bar{P}_g/\bar{P}_m \simeq 0.82$). Likewise, the ratio: pressure at the output divided by the pressure drop between the output and the glottis is nearly constant ($K_1 = \bar{P}_t/(\bar{P}_t - \bar{P}_g) \simeq 0.86$).

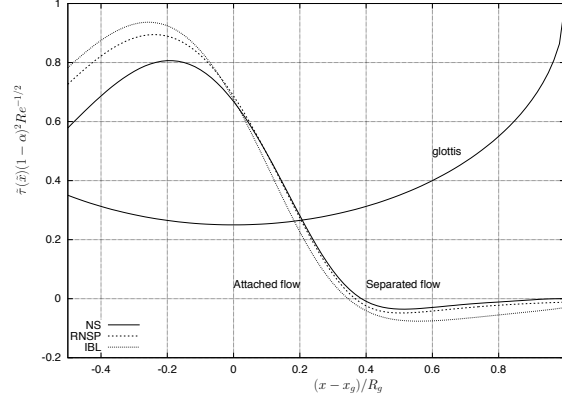


Fig. 4 A comparison between computed skin friction divided by $(0.47 * 2.07)^{1-\alpha} / \delta_w \simeq (1-\alpha)^{-2} Re^{1/2}$ for the three models (NS, IBL, and RNSP, in this last case the wall has been smoothed in $(x-x_g)/R_g = \pm 1$ to avoid an infinite slope, this was not the case for NS and IBL), here $\alpha = 0.75$, $Re = 500$. The upper half geometry is plotted as well (the smoothed one is not plotted). The position of the point of separation (where $\tau = 0$) is nearly the same in the three models.

FIG. 19 – Cas 2D symétrique [7], à gauche on observe la distribution caractéristique de pression diminuant de l'entrée à la sortie. On remarque le minimum de pression après le col et l'apparition d'un plateau ensuite qui est relié à l'endroit où se forme le jet séparé. À gauche, le frottement pariétal, il est maximal avant le sommet, puis devient négatif, c'est là qu'il y a séparation de la couche limite et courant de retour.

Résultat

On montre que le système RNSP permet de retrouver des hypothèses posées par Pelorson et coll de recréation d'un système de couche limite interactive dans le cas d'un rétrécissement important. On compare favorablement RNSP, IBL et les résultats obtenus par le calcul Navier Stokes complet fait avec CASTEM, on montre que les mesures expérimentales sont cohérentes.

2.2.2 Cas 2D plan non symétrique, parois rigides [10]

Les équations RNSP donnent de bons résultats en canal symétrique. Si on rend le canal dissymétrique, la pression va varier transversalement. Pour tenir compte de cet effet dû à la courbure des lignes de courant, on met en oeuvre une méthode de type IBL avec deux couches limites distinctes en haut et en bas qui interagissent par l'intermédiaire de la couche de fluide parfait.

Dans ce cas le système n'est plus parabolique. Il y a influence de l'aval sur l'amont. On le voit par exemple sur la pression qui augmente graduellement avant la bosse sur la paroi bombée. On peut donc avoir une petite séparation de la couche limite avant la bosse, ce qui est impossible dans le cas symétrique (cette séparation est observée aussi en simulation directe).

Résultat

On montre que le système IBL doit être modifié pour tenir compte de la dis-

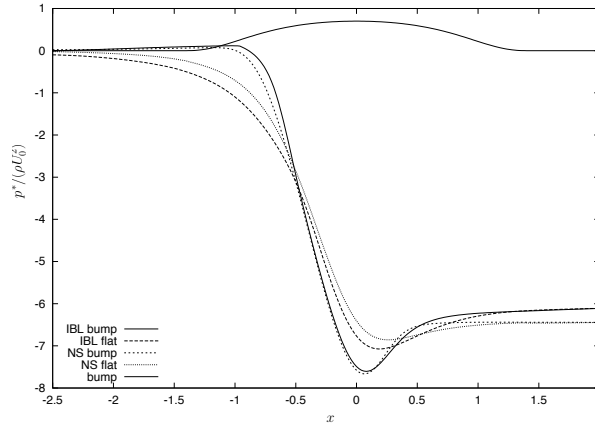


FIG. 20 – Comparaison ([10]) de la distribution de pression pour les approches IBL et NS dans le cas non symétrique, bosse d’un côté et paroi plane de l’autre. Remarquer que la pression est plus appuyée sur la paroi courbe et qu’elle présente sur cette même paroi courbe une remontée avant la bosse. Il y a influence de l’aval sur l’amont.

symétrie du canal. On compare favorablement des résultats numériques Castem (et FreeFem++) avec des résultats IBL intégral (modifié par l’interaction des deux couches limites).

2.2.3 Cas 2D plan, paroi souple, Apnée du Sommeil [15] ; [12] ; [11]

On modélise le problème de l’apnée du sommeil, l’écoulement de l’air lors de la respiration provoque une dépression dans la constriction qu’est le pharynx. Dans certains cas (sommeil sur le dos, excès de graisse, mollesse excessive des tissus) cette dépression peut provoquer une fermeture du canal coupant la respiration. Il s’agit en fait du problème du tuyau collable. On utilise pour le calcul de l’écoulement les équations RNSP, pour les tissus on fait une modélisation éléments finis en élasticité linéaire à petits déplacements à l’aide du logiciel de calcul de structures ANSYS.

Des validations expérimentales pour RNSP on été faites sur une géométrie rigide dans un premier temps, puis sur une géométrie élastique dans un second temps. Cette dernière est un tube en latex rempli d’eau. Ces expériences ont été réalisées à l’Institut de la Communication Parlée à Grenoble ainsi qu’à la Technische Universiteit Eindhoven.

Résultat

Les simulations permettent de prédire un collapsus partiel pour cette interaction simplifiée fluide structure. Sur la figure 21 on a un exemple de calcul sur une géométrie ”réelle” montrant la géométrie initiale et finale de la langue qui se déforme jusqu’à la fermeture ainsi que la courbe débit pression associée au système élastique.

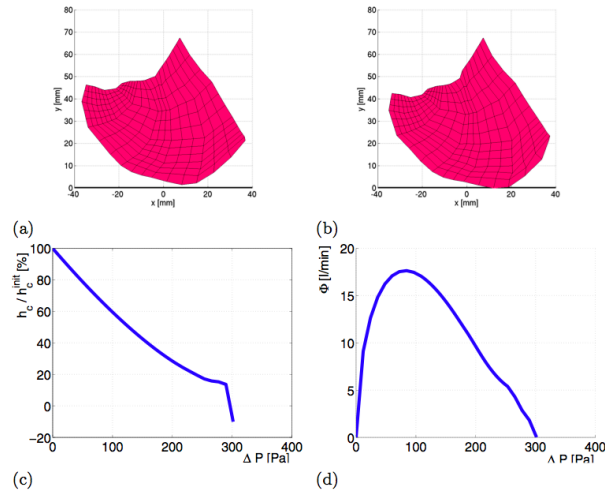


FIG. 21 – Simulations ([11]) de l’obstruction des voies aériennes supérieures (sous la langue), données préopératoires avant une chirurgie visant à traiter l’apnée du sommeil. (a) configuration initiale, (b) configuration finale, (c) hauteur de constriction (d) débit en fonction de la chute de pression.

3 Instationnaire

3.1 Cas instationnaire axisymétrique, paroi rigide

Ayant fortement confiance dans les équations RNSP en stationnaire, il est tout naturel d’examiner l’influence du temps. On constate qu’il n’y a pas de singularité lors de la formation du bulbe de séparation. Est ce dû au fait que les équations sont résolues en mode inverse ? En effet dans le cas où ([31]) la vitesse extérieure est donnée, on a vu qu’il y avait une singularité en temps.

Sur l’image initiale de l’animation de la figure 22 on observe que même en instationnaire, la forme de la distribution de pression et de frottement est presque la même qu’en stationnaire.

Résultat

Sur l’animation de la figure 22 on voit la réponse d’un tuyau sténosé à un profil d’entrée donné oscillant (à flux toujours strictement positif). On observe le cisaillement pariétal ainsi que la distribution de pression qui est croissante lorsque l’écoulement diminue.

3.2 Cas instationnaire 2D, paroi rigide, acoustique musicale [21], [22]

En fait la méthode à été employée pour calculer l’écoulement dans une embouchure de flûte à bec. Cet écoulement n’a rien de biomécanique, mais il s’agit

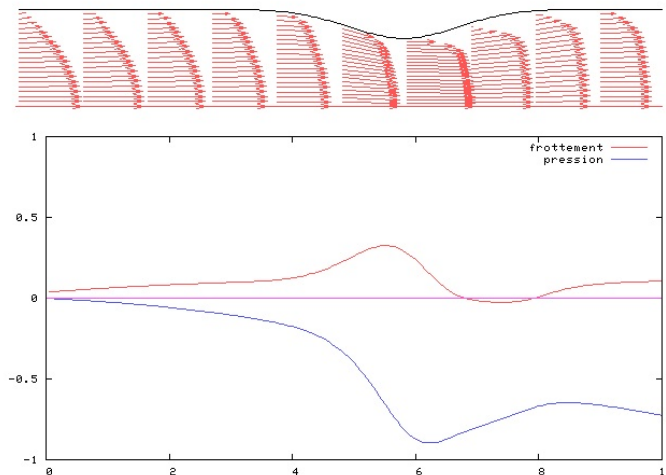


FIG. 22 – Animation (utiliser Acrobat). Ecoulement instationnaire axi dans une sténose à paroi rigide.

d'écoulement dans un tuyau.

Les profils dans l'embouchure ont été calculés par RNSP. Le dernier profil sert de premier profil pour le jet qui se développe ensuite. En toute rigueur, c'est faux car il y a un petit ajustement avant la fin du tuyau, mais on le néglige. Le jet se développe ensuite dans un espace libre, il est calculé aussi avec les équations RNSP (à pression constante), il se développe ensuite avant le biseau (mais on ne tient pas compte du biseau). Le résultat a été comparé favorablement à des simulations de Fluent.

Une analyse de stabilité linéaire non visqueuse a été faite sur chacun des profils du jet qui évolue, il s'agit bien d'une simplification forte puisque c'est la viscosité qui fait évoluer le profil de base mais qu'elle est négligée dans la perturbation.

Résultat

Un modèle simplifié de perturbation non visqueuse d'un jet a été fait. La courbe de stabilité temporelle a été précisée. En effet, habituellement soit des profils "chapeau" soit des profils de Bickley étaient utilisés, or le jet est très dépendant de la forme du dernier profil de vitesse sortant du canal. Le profil de Bickley n'est obtenu que très loin de la sortie du tuyau.

3.3 Cas instationnaire 2D, paroi localement remplacée par une masse/ressort [19]

L'application lointaine est celle du mouvement de la glotte qui est une paroi élastique qui fait une constriction dans l'écoulement de l'air.

Nous avons donc examiné l'écoulement dans une sténose 2D dont les parois peuvent bouger sous l'action des contraintes exercées par le fluide sur le solide. La paroi est modélisée par un système masse ressort, le fluide est résolu avec la méthode RNSP instationnaire. Cette modélisation de la paroi par une ou deux masses est classique dans la littérature de la glotte. En général l'écoulement est simplifié par une relation de Bernoulli avec une relation plus ou moins empirique pour la localisation du point de séparation.

On a utilisé notre description RNSP instationnaire (le terme instationnaire est présent, les parois bougent).

Comme pour de faibles constrictions on peut faire une analyse de type double couche, on a comparé RNSP instationnaire avec la "double couche" instationnaire. On a pu faire une analyse de stabilité linéaire, qui montre que dans le cas d'un flux imposé, le système est instable.

Résultat

On a constaté analytiquement et numériquement que dans le cas d'un flux imposé, le système est instable, l'oscillation devenant de plus en plus grande. En revanche, à chute de pression imposée donnée, des auto oscillations d'amplitude finie peuvent être obtenues numériquement.

4 Instationnaire, paroi souple [1] [31], [3], [27], [28] ,[29]

4.1 Instationnaire, paroi souple Axi, petites déformations

4.1.1 RNSP

L'écoulement du sang dans une artère élastique droite correspond à la réécriture du système instationnaire en petites perturbations avec une paroi souple. Les termes principaux sont la dérivée temporelle de l'accélération et le terme de gradient de pression. Les termes non linéaires, bien que gardés dans l'équation sont assez faibles. De même le terme visqueux est lui aussi assez faible, il est aussi gardé dans les équations. Nous avons donc résolu ce système avec en plus une relation liant le déplacement de la paroi à la variation de pression pour modéliser la paroi élastique.

Les variations de rayon sont alors analogues aux variations d'épaisseur de couche limite, la loi d'élasticité de la paroi joue le rôle du fluide parfait qui rétroagit en modifiant la pression lorsque le déplacement varie.

Il faut ici noter que pour cette résolution on se donne à l'instant t un rayon $R(x, t)$, puis on en déduit le gradient de pression par la relation élastique $-\partial p/\partial x = k\partial R/\partial x$. Ce gradient de pression nous donne la nouvelle vitesse u au temps $t + \Delta t$. Par intégration de l'équation de conservation de la masse on obtient v la vitesse transverse dont la valeur à la paroi est $\partial R/\partial t$. Cela nous donne l'incrément de rayon et ainsi $R(x, t + \Delta t)$.

Avec cette méthode, on n'a pas exploré les cas où il y a de grands gradients de vitesse (sténose) car il est vraisemblable que l'on risque de se heurter à une singularité en temps que l'on a déjà évoquée dans le chapitre d'introduction.

4.1.2 Méthode Intégrale IBL

Une deuxième approximation a été faite, elle consiste à passer au modèle unidirectionnel (Saint Venant, 1D). Par rapport à la démarche habituelle 1D, une équation supplémentaire a été ajoutée. En fait, une sorte de section de déplacement, analogue à l'épaisseur de déplacement (le fameux δ_1) a été introduite. Des profils de type Womersley ont été choisis de manière à obtenir une fermeture de la méthode intégrale proposée.

4.1.3 Méthode inverse

D'une part, on a un système complet de type couche mince interactive en différences finies. D'autre part, on a une méthode intégrale à résoudre en différences finies.

La comparaison des deux méthodes montre qu'en plus de sa rapidité la méthode intégrale est en excellent accord avec la résolution complète des équations de type couche mince retenues. L'étape suivante a été la mise en oeuvre d'une "méthode inverse" sur les équations (dans un cadre intégral).

Le but du jeu, si l'on pouvait appliquer cette méthode dans le cadre hospitalier, serait de confronter les pressions calculées par la modélisation à des mesures expérimentales de pressions artérielles effectuées sur un patient. La méthode inverse consiste à faire varier rationnellement tous les paramètres du modèle numérique de manière à trouver les paramètres optimaux qui ajustent au mieux le calcul et l'expérience. Les équations de fluide sont traitées sous la forme intégrale pour des raisons de rapidité car un grand nombre de calculs est à faire pour mener à bien cette méthode issue de la sismologie. Pour commencer, des données "expérimentales" sont simulées par le code de type couche mince instationnaire axi.

Les bons paramètres sont effectivement retrouvés à une erreur assez faible près (viscosité et élasticité pour l'instant) par la méthode de rétropropagation.

Résultat

Des données sont générées par un code RNSP. Les paramètres du programme sont ensuite retrouvés par une méthode inverse de rétropropagation avec un modèle numérique 1D simplifié.

4.1.4 Modélisation d'anévrisme fusilforme, [29]

Dans le cadre du projet ENDOCOM le laboratoire d'électronique LISIF et le service de cardiologie de la Pitié Saplétrière développent une endo prothèse communicante. Il s'agit d'un stent qui sera inséré pour rectifier les anévrismes. Ce stent est muni de capteurs de pression ce qui permettra un suivi médical

ultérieur non invasif. Nous avons appliqué nos jeux 1D, RNSP (mais aussi FreeFem++ et CASTEM solide) à une géométrie de tuyau dilaté. Le projet est en cours.

5 Réacteurs Biochimiques, [6], [17], [13]

Nous nous sommes aussi intéressés à l'écoulement réactif dans un réacteur biochimique de type BIACORE. Ces dispositifs sont des chambres à flux de taille micrométrique.

Il s'agit encore d'une retombée des écoulements laminaires à haut nombre de Reynolds, même si l'écoulement lui-même est à Reynolds infinitésimal. L'écoulement est un « Poiseuille » simple, mais il existe une couche limite de réaction chimique à la paroi (à haut nombre de Péclet). Cette couche limite de concentration peut être résolue par l'équivalent "massique" des équations RNSP (équations du problème de Graetz). Une méthode intégrale a encore une fois été construite. L'application future en vue serait celle des problèmes athérosclérose. On couplerait alors l'aspect réactif à l'écoulement RNSP que l'on calcule.

Résultat

Il a été établi une sorte de coefficient d'échange (plus précis que celui de la littérature) pour calculer la réaction chimique à la paroi. On compare favorablement un calcul complet avec FreeFem, un calcul de type RNSP, un calcul intégral et des formules asymptotiques analytiques de la littérature pour l'équation de transport-diffusion de la masse avec réaction chimique à la paroi.

6 Perspectives

Le système RNSP utilisé présente de nombreux avantages. D'abord il contient les phénomènes simples de longueur d'entrée, la solution de Poiseuille, mais aussi en instationnaire les solutions de Womersley. Puis, nous avons vu qu'elles contenaient des descriptions asymptotiques comme la double, la triple couche et la couche limite interactive. Enfin, nous avons souvent vérifié qu'il donnait des résultats comparables à ceux d'une résolution complète de Navier Stokes par Castem ou FreeFem++ ainsi que des distributions de pression comparables sur des dispositifs expérimentaux.

Il peut servir de conditions aux limites pour des résolutions complètes, ou permet de dimensionner le problème, ou encore permet de faire des calculs en temps réel pour un simulateur.

Références

- [1] Lagrée P-Y and Rossi M. (1996) : "Etude de l'écoulement du sang dans les artères : effets nonlinéaires et dissipatifs", C. R. Acad. Sci. Paris, t322, Série II b, p401- 408, 1996.
- [2] Lorthois S. & Lagrée P.-Y. (2000) : "Écoulement dans un convergent axisymétrique : calcul de la contrainte de cisaillement pariétal maximale/ Flow in a axisymmetric convergent : evaluation of maximum wall shear stress", C. R. Acad. Sci. Paris, t328, Série II b, p33-40, 2000
- [3] P.-Y. Lagrée (2000) : "An inverse technique to deduce the elasticity of a large artery ", European Physical Journal, Applied Physics 9, pp. 153-163
- [4] S. Lorthois, P.-Y. Lagrée, J.-P. Marc-Vergnes & F. Cassot. (2000) : "Maximal wall shear stress in arterial stenoses : Application to the internal carotid arteries", Journal of Biomechanical Engineering, Volume 122, Issue 6, pp. 661-666.
- [5] M. Deverge, X. Pelorson, C. Vilain, P.-Y. Lagrée, F. Chentouf, J. Willems & A. Hirschberg (2003) : "Influence of the collision on the flow through in-vitro rigid models of the vocal folds". J. Acoust. Soc. Am. 114 , pp. 3354 - 3362.
- [6] P.-Y. Lagrée & A. Ivan-Fernolendt (2004) : "Direct comparison of simplified models of surface reacting flows in flow chambers", Eur. Phys. J./AP vol 26, pp 133- 143.
- [7] Lagrée P.-Y., Berger E., Deverge M., Vilain C. & Hirschberg A. (2004) : "Characterization of the pressure drop in a 2D symmetrical pipe : some asymptotical, numerical and experimental comparisons", ZAMM 85 (2) 141-146
- [8] Pierre-Yves Lagrée and Sylvie Lorthois (2005) : "The RNS/Prandtl equations and their link with other asymptotic descriptions : Application to the wall shear stress scaling in a constricted pipe", International Journal of Engineering Science, Volume 43, Issues 3-4, February 2005, Pages 352-378
- [9] A. Van Hirtum, X. Pelorson & P.-Y. Lagrée (2005) : "In-vitro validation of some flow assumptions for the prediction of the pressure distribution during obstructive sleep apnea", Medical & Biological Engineering & Computing, no 43(1) pp. 162-171.
- [10] Pierre-Yves Lagrée and A. Van Hirtum & X. Pelorson (à paraître 2006) : "Asymmetrical effects in a 2D stenosis", European Journal of Mechanics, B/ Fluids
- [11] F. Chouly, A. Van Hirtum, X. Pelorson, Y. Payan, and P.-Y. Lagrée : "An attempt to model Obstructive Sleep Apnea Syndrome : preliminary study" SOUMIS

Actes de Congrès

- [12] Chouly F., Van Hirtum A., Lagrée P.-Y., Paoli J.R., Pelorson X. & Payan Y. (2006) : "Simulation of the Retroglossal Fluid-Structure Interaction During Obstructive Sleep Apnea." Lecture Notes in Computer Science. Vol. 4072, pp. 48-57.
- [13] P.-Y. Lagrée & A. Ivan-Fernolendt (2004) : "the chemistry in a flow cell", Archives of Physiology and Biochemistry, vol 112, 09/2004 p 81. Congrès S. F. B. Créteil
- [14] P.-Y. Lagrée & A. Van Hirtum (2004) : "Asymmetrical effects in a 2D flow, application to Pharyngeal fluid flow in obstructive sleep apnea channel", Archives of Physiology and Biochemistry, vol 112, 09/2004 p 119. Actes du Congrès de la Société Française de Biomécanique de Créteil
- [15] F.Chouly, A.Van Hirtum, P.-Y. Lagrée, X.Pelorson, Y.Payan (2004) : "Physical and Numerical Model for Obstructive Sleep Apnea Syndrome." "Computer Methods in Biomechanics and in Biomedical Engineering" 25/28 fév 2004 Madrid Espagne
- [16] P.-Y. Lagrée (2002) : "Equations de Navier Stokes Réduites pour les écoulements biomécaniques, échelles caractéristiques et conditions aux limites", Conférence sur la modélisation et la simulation pour la médecine et la chirurgie assistées par ordinateur, MS4CMS'02, INRIA Rocquencourt, 12-15 nov 2002.
- [17] Lagrée P-Y, Ivan- Fernolendt A. (2001) : "The chemistry in the BIACORE cell." Journée spéciale chambres à flux 12/09/01, Congrès S. B. Marseille, paru dans la lettre de la Société de Biomécanique no4, p 56-57.
- [18] de Bruin, P.-Y. Lagrée, Lorthois S, Vilain C, Veldman AEP (2001) : "Comparison of Navier Stokes and Reduced Navier Stokes unsteady computation in a stenosis", Archives of Physiology and Biochemistry V109, 09/2001 p79 Actes du Congrès de la Société Française de Biomécanique de Marseille
- [19] P.-Y. Lagrée & K. Goorman, (2001) : "The flow in the glottis : self oscillation of a 2D elastic stenosis", Archives of Physiology and Biochemistry V109, 09/2001 p 80. Actes du Congrès de la Société Française de Biomécanique de Marseille
- [20] P.-Y. Lagrée & Sylvie Lorthois (2000) : "Reduced Navier Stokes in axisymetrical stenoses". 4th EUROMECH Fluid Mechanics Conference (EFMC2000), Eindhoven 19-23 November 2000, p 128.
- [21] K. Goorman, P.-Y. Lagrée, C. Ségoufin & B. Fabre (2000) : "Inviscid stability of a jet, application to sound production in a recorder". 4th EUROMECH Fluid Mechanics Conference (EFMC2000), Eindhoven 19-23 November 2000, p 277.
- [22] C. Ségoufin, B. Fabre, P.-Y. Lagré, K. Goorman & J. van den Tillart (2000) : "Estimation de profils de vitesses", congrès SFA Lausanne, septembre 2000

- [23] S. Lorthois, F. Cassot, J.P. Marc-Vergnes & P.-Y. Lagrée (2000) : "Maximal wall shear stress in carotid stenoses and functionality of the circle of Willis", ICTAM 2000, Chicago, 2 pages
- [24] P.-Y. Lagrée & S. Lorthois (1999) : "Interacting Boundary layer flow in a stenosis", Congrès de biomécanique de Beaune 15-17 sept 98 dans Archives of Physiology and Biochemistry Vol 107 sept 99, p 51. Actes du Congrès de la Société Française de Biomécanique de Beaune
- [25] S. Lorthois, P.-Y. Lagrée, J.-P. Marc-Vergnes & F. Cassot (1999) : "Contrainte de cisaillement pariétale maximale dans une sténose artérielle", Congrès Français de Mécanique ; Toulouse 30/08 - 03/09 99
- [26] P.-Y. Lagrée (1998) : "Écoulement dans un anévrisme : comparaison de différentes méthodes de type couche limite", Congrès de biomécanique de Lyon 17-18 sept 98 dans Archives of Physiology and Biochemistry Vol 106 supp B, septemb 98, p 42. Actes du Congrès de la Société Française de Biomécanique de Lyon
- [27] P.-Y. Lagrée (1998) : "Modélisation de l'écoulement sanguin : mise en oeuvre d'une méthode inverse non invasive pour déterminer la viscosité et la compliance", Congrès de biomécanique de Lyon 17-18 sept 98 dans Archives of Physiology and Biochemistry Vol 106 supp B, septemb 98, p 110. Actes du Congrès de la Société Française de Biomécanique de Lyon
- [28] P.-Y. Lagrée & Rossi M. (1996) : "Modélisation de l'écoulement sanguin et son utilisation dans le cadre d'une méthode inverse, aspects théoriques", dans Archives of Physiology and Biochemistry Vol 103 Numb 3 July 95, p 68. Actes du Congrès de la Société Française de Biomécanique de Lausanne.

Brevet

- [29] P. Garda, M. Karouia, H. Kokabi, P.-Y. Lagrée, P Leprince, J. Mazeyrat et O Romain, "ENDOCOM : Endoprothèse communicante et procédé de fabrication d'une endoprothèse communicante dédiée aux suivis post-opératoire du traitement des anévrismes." X05024 - BFF 06P0044, en cours de dépôt.

Rapports

- [30] P.-Y. Lagrée (1997) : "Résolution des équations de couche limite interactive instationnaire et applications", rapport DSPT 8, fév 97. (Rapport de Contrat, chap 1, "Equations de couche limite instationnaire")
- [31] P.-Y. Lagrée (1997) : "Résolution des équations de couche limite interactive instationnaire et applications", rapport DSPT 8, fév 97. (Rapport de Contrat, chap 3, "Modélisation de l'écoulement sanguin par une méthode de couche limite instationnaire, mise en oeuvre d'une méthode inverse)

Sols Érodables, Milieux Granulaires

Résumé

Tout naturellement la couche limite permet l'évaluation du frottement pariétal, or, lors de la formation de rides, c'est celui ci qui provoque le mouvement des grains, l'application des méthodes de couche limite est donc indiquée pour étudier la stabilité de fonds érodables. Dans la deuxième partie, on présente une modélisation des milieux granulaires en mouvement en couche mince.

1 Sol érodable

1.1 Débit de matériaux

Dans un premier temps, nous négligeons complètement le détail de ce qui se passe dans le milieu granulaire.

Ce dernier, qu'il soit sec ou mouillé est caractérisé par une hauteur $f(x, t)$ hauteur au dessus de laquelle un fluide s'écoule et en dessous de laquelle se trouve le milieu granulaire. Il faut donc calculer l'écoulement au dessus de ce fond donné, on obtient par exemple le profil de vitesse près du fond et particulièrement le frottement pariétal. Dans la suite on néglige aussi tout écoulement dans le milieu granulaire. La vitesse du fluide est nulle à sa surface.

Ce milieu granulaire est lui même divisé en une couche mobile surmontant une couche fixe. Pour les temps assez long liés au déplacement lent des rides sur le sol érodable ou de la dune, nous pouvons négliger le temps court de déclenchement des avalanches et oublier cette épaisseur de grains mobiles.

On a alors une relation fondamentale entre la variation de la hauteur du fond f et le flux q de matériaux emportés :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x}. \quad (2)$$

Tout le problème réside alors dans la relation entre le flux de matériaux q et l'écoulement, ensuite ayant le frottement en fonction de la forme du sol lui même, on peut faire évoluer le fond.

1.2 Dune dans un écoulement fluvial, [1], [12]

Il faut d'abord calculer l'écoulement. Nous adoptons le point de vue de la couche limite et du fluide parfait en eau peu profonde dans [1]. Ce point de vue est tout à fait naturel puis que le nombre de Reynolds est assez grand. Nous restons dans le cadre laminaire par commodité. On suppose un écoulement de type fluvial (car le cas torrentiel induit des subtilités de calcul et d'influence de l'aval sur l'amont comme dans le cas du ressaut thermique). On adopte le point de vue de la couche limite interactive (*Interactive Boundary Layer*), c'est à dire que le fluide parfait qui surmonte la couche limite est influencé non seulement par l'épaisseur du fond mais en plus par l'épaississement de la couche limite.

Cette approximation est à notre avis bien meilleure que celle de Saint Venant dans ce type de configuration.

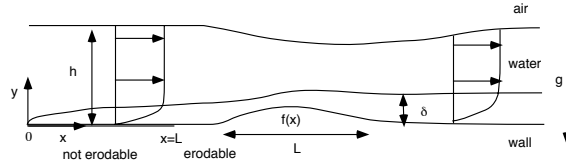


FIG. 23 – Écoulement fluvial sur un fond érodable en couche limite interactive.

Dans [1] nous proposons une approche de type "milieu continu" pour la loi entre q et le frottement. On suppose que des sédiments sont en suspension et que leur concentration c reste toujours faible, q est donc le flux complet $\int ucdy$ sur toute la profondeur. On écrit ainsi une équation de conservation pour les sédiments en suspension avec un terme de type loi de Fick et un terme de sédimentation (une vitesse de chute constante dirigée vers le bas).

Le point clef est la condition à la paroi, on suppose que si le frottement pariétal est supérieur à un certain seuil donné alors un flux perpendiculaire au sol est créé. C'est le terme d'érosion. Ce flux normal à la paroi est supposé proportionnel à l'écart au seuil $(\tau - \tau_s)$ élevé à une certaine puissance. Ce type de loi est une réinterprétation de la littérature.

Cette démarche a été en fait reprise (sans sédimentation) et mieux comprise dans la thèse de Brivois 05 ; il propose la même relation de flux normal en lui donnant une interprétation en terme de discontinuité.

La variation de hauteur de la bosse dépend de la sédimentation (par la vitesse de chute) et de l'érosion par l'écart au seuil. On remarque que cette variation est bien exactement égale à la variation du flux total.

On présente ensuite une application : écoulement fluvial dirigé de gauche à droite sur une bosse érodable donnée. Le résultat est que la bosse se déforme jusqu'à aboutir à une forme finale fixe telle que le frottement sur la partie gauche est constant (égal à τ_s). La "dune" ne bouge plus car dans le cadre laminaire, le frottement diminue de gauche à droite. Cette diminution fait passer l'écoulement sous le seuil et favorise l'arrêt de l'érosion.

On pourrait faire la même chose en turbulent, dans ce cas le frottement diminue moins et on pourrait faire progresser la "dune" sur de plus grandes distances.

Résultat

Une méthode de type couche limite interactive dans un écoulement fluvial (à surface libre) permet de calculer le frottement pariétal. L'accent est mis sur l'équation de conservation de la masse qui est écrite en variables de couche limite avec une distribution continue de sédiments en écoulement. Elle est résolue numériquement. Les sédiments sont en suspension, ils chutent avec une vitesse de chute constante, ils sont diffusés et convectés. Une condition de flux particulière, liant le flux au frottement pariétal a été introduite. Cela permet de calculer le déplacement d'une "dune". Celle-ci ne va pas loin car le frottement pariétal

décroit le long de l'écoulement !

1.3 Rides dans différents régimes, [3]

La représentation précédente est en fait simplifiée. Premièrement, le fluide est simplifié. En effet, une bosse petite en longueur et en rapport d'aspect placée dans une couche limite la perturbe selon le schéma de la triple couche (qui est donc une perturbation de la "couche limite interactive"). Nous étudions donc l'écoulement précédent (de [1]) mais avec une bosse plus petite. Nous en profitons pour dépasser le cadre fluvial et donner la réponse de perturbation de frottement induite par une petite topographie dans un écoulement fluvial, torrentiel et à surface libre rejetée à l'infini (appelé cas "Hilbert"). Le cas particulier des bosses assez longues, où la perturbation reste confinée dans la sous couche limite est aussi abordé (cas appelé "A = 0", ou appelé aussi "double couche", ou cas "sans déplacement"). Ce cas est alors indépendant du régime. Ce cas correspond aussi aux écoulements cisailés que nous étudierons ensuite (cf [4], [5]).

Le résultat est que si l'on se donne une forme de fond f , on peut calculer simplement le frottement associé par les méthodes asymptotiques pour chaque mode de Fourier.

La relation de transport des sédiments présentée dans [1] est ensuite encore simplifiée : on suppose que la diffusion se fait sur une épaisseur très faible. On obtient ainsi une loi de type Kroy et coll. ou Andreotti et coll. :

$$l_s \frac{\partial q}{\partial x} + q = \varpi(\tau - \tau_s - \Lambda \frac{\partial f}{\partial x}).$$

où on note $\varpi(x) = \frac{(x+|x|)}{2}$ (fonction nulle si $x < 0$ égale à x si $x > 0$).

Cette loi s'interprète comme suit :

- tant que le frottement pariétal ne dépasse pas un certain seuil, il n'y a pas de matériaux entraînés, en revanche si le seuil de frottement est dépassé, les matériaux sont entraînés (terme avec τ_s).
- il y a un effet de pente, il est plus facile de faire bouger des grains lorsque la pente est négative (à écoulement de gauche à droite), (terme avec Λ).
- l'entraînement nécessite une longueur d'adaptation (terme avec l_s). Cette longueur l_s que nous introduisons dans [4], [5] est notée $1/V$ dans [3]. C'est en effet l'inverse de la vitesse de sédimentation qui s'introduit naturellement (c.f. Charru et Hinch qui introduisent cet effet).

Dans la littérature les équations sont du type général :

$$q = \tau - \tau_s, \text{ si } \tau > \tau_s \text{ et sinon } q = 0 \text{ soit } q = \varpi(\tau - \tau_s).$$

Dans la thèse de Kouakou (chapitre 2), un tour d'horizon assez large est effectué. Un grand nombre d'exemples de lois liant le flux et le frottement sont présentés.

Ayant tous les éléments, on envisage la stabilité linéaire du fond érodable. On remarque que le frottement est en déphasage en avance avec la bosse dans les cas fluviaux, sans déplacement, et dans le cas profondeur infinie. Ce frottement

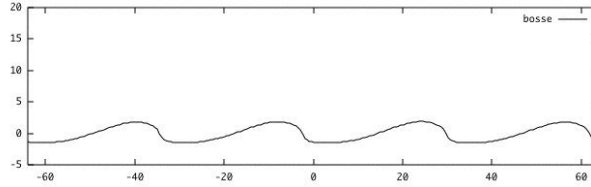


FIG. 24 – Animation (utiliser Acrobat). En général, à l’issue de l’appariement des rides il n’en reste qu’une. Dans un cas précis avec à la fois un effet d’inertie, un effet de gravité et en écoulement libre, on peut obtenir une série de rides avec une taille indépendante de la taille du domaine de calcul.

maximal avant le sommet de la ride fait que la configuration est instable pour toutes les longueurs d’onde (dans cas linéarisé $q = \tau$ tout simplement).

Si on ajoute le terme de pente Λ ou le terme de convection l_s , il y a stabilisation des petites longueurs d’ondes. Les grandes longueurs d’onde (k petit) sont toujours instables. Très curieusement dans une plage particulière des paramètres Λ et l_s (noté $1/V$ dans cet article), les grands longueurs d’onde (k petit) sont stabilisées uniquement pour le cas de la profondeur infinie (cas ”Hilbert”).

Après cette étude linéarisée une étude de l’évolution au temps long est effectuée par simulation numérique directe des équations (avec résolution en FFT). Dans ce cas, l’effet non linéaire est uniquement dû à l’effet de seuil.

On observe le phénomène de ”*coarsening*” : partant d’un fond plat avec un léger bruit, on observe l’amplification du mode le plus instable conformément à la théorie linéaire. Ensuite, les rides sinusoïdales se déforment et absorbent leur voisine sous le vent (car celle ci subit une érosion moindre). Il y a de moins en moins de rides. Comme le calcul est périodique car effectué en modes de Fourier dans une boîte de longueur finie, au bout d’un temps assez long il ne reste plus qu’une seule ride. Elle continue à se déplacer sans changer de forme.

Ce phénomène est identique dans les cas fluviaux, sans déplacement et profondeur infinie. Très curieusement, dans ce dernier cas cependant, et dans la plage de paramètres évoqués plus haut pour Λ et l_s (noté $1/V$), on obtient un nombre final de rides différent de l’unité. La fin du ”*coarsening*” n’est donc possible que dans ce cas précis, elle est liée à la plage faible de fréquences stabilisées à petit k .

Résultat

On étudie l’écoulement avec des échelles de triple couche. La conservation de la masse des sédiments en suspensions de [1] a été simplifiée près de la paroi, elle permet de retrouver une relation entre le débit de matériaux (q) et le cisaillement pariétal (τ) présentant un effet d’inertie (∂_x). La stabilité linéaire est étudiée, cet effet d’inertie permet de stabiliser les courtes longueurs d’ondes. Des simulations numériques en temps long montrent l’appariement continu des rides.

1.4 Dune dans un fluide parfait ou dune dans un fluide un écoulement de Stokes, [2], [11]

On revient ici sur la description de Exner lui même telle qu'elle est abordée dans les ouvrages ou articles de revue lorsqu'il considère un écoulement uniforme au dessus d'un tas. Il part de l'équation de conservation de la masse (équ. 2), puis il se donne un flux fonction du cisaillement. Comme l'analyse est faite en fluide parfait, il n'y a pas de cisaillement pariétal. La vitesse glisse sur la paroi. Une théorie de couche limite hyper simplifiée consiste à dire que le frottement est simplement proportionnel à la vitesse.

Or en fluide parfait linéarisé autour d'un écoulement uniforme, on obtient facilement la vitesse en fonction de la forme de la bosse par l'intermédiaire d'une intégrale en partie finie de convolution (appelée transformée de Hilbert). On remarque à cette occasion que la réponse de perturbation de vitesse à une bosse symétrique est aussi symétrique. C'est la perte de symétrie induite par un traitement correct de la couche limite qui donne l'instabilité comme nous l'avons vu au point précédent, cet effet est vraiment un effet pur de couche limite.

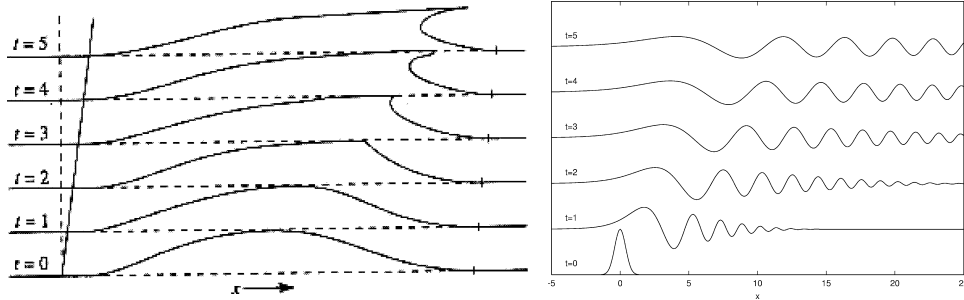


FIG. 25 – Écoulement simplifié, vision d'Exner à gauche, résolution effective des équations qu'il a posées à droite.

Le résultat amusant obtenu, est que l'on obtient au final une équation dite de "Benjamin-Ono" linéarisée. Le comportement d'un tas initialement donné sur un fond érodable est, non pas comme on l'attend, un déplacement simple mais en fait une dispersion du tas par formation de rides.

On donne même une solution autosemblable aux temps longs qui ajuste bien la solution numérique (obtenue ici en différences finies en temps et espace).

Par ailleurs, on remarque aussi qu'un écoulement incident purement cisailé et très visqueux donne une perturbation de frottement pariétal en fonction de la forme de la bosse par l'intermédiaire d'une intégrale en partie finie de convolution (on retrouve la transformée de Hilbert!!!). On a donc formellement la même équation de Benjamin-Ono linéaire pour un cas à Reynolds infini dans un écoulement uniforme et dans le cas à Reynolds quasi nul pour un écoulement cisailé.

Résultat

Un écoulement de fluide parfait ou un écoulement de Stokes permettent d'obtenir une même équation modèle pour l'évolution d'une "dune". Ce type d'écoulement présente la particularité (par la symétrie de la réponse du frottement pariétal par rapport à la bosse, le maximum du cisaillement est au sommet de la bosse) de disperser la dune.

1.5 Rides dans un écoulement cisailé pur [4]

Ici on s'est focalisé sur le cas où le profil de vitesse initial est linéaire. En fait c'est aussi un profil quelconque mais on suppose que l'effet de déplacement est nul (cas double couche).

On perd de la généralité par rapport à [3] mais on en regagne en supposant que le profil cisailé donné peut varier au cours du temps. C'est ce qui arrive lorsque l'écoulement est freiné ou lorsque l'écoulement est oscillant.

On fait une analyse de stabilité linéaire et on montre comme dans [3] qu'un lit érodable soumis à un écoulement cisailé pur est stable aux grands nombres d'ondes et instable aux petits nombres d'onde. La stabilisation est induite par l'effet de pente ou l'effet de convection.

Dans le cas de l'écoulement oscillant on fait une moyenne sur un aller et retour de l'écoulement car on suppose que le lit varie peu lors d'un aller et retour. On a aussi une déstabilisation des petits k . En revanche, dans ce cas, il n'y a pas propagation des rides, elles grandissent sur place. Cette moyenne sur un cycle sera abandonnée pour la résolution numérique que nous faisons ensuite, car elle ne permettrait pas le rapprochement des rides et leur fusion.

Enfin, dans le cas de l'écoulement freiné, le temps de freinage est le même que celui de croissance des rides. On ne peut pas faire de stabilité classique mais on a l'expression analytique de chaque mode en fonction du temps. On a toujours stabilisation des grands k par l'effet de pente ou l'effet de convection.

Tout comme dans [3] on fait une étude numérique aux temps longs. On résout le système complet en Fourier (avec retour dans l'espace réel pour la non linéarité due au seuil). Le domaine d'étude est donc périodique.

Dans le cas cisailé pur, on observe encore le murissement (*coarsening*). Partant d'un fond plat avec un léger bruit numérique, on observe l'amplification du mode le plus instable conformément à la théorie linéaire. Ensuite, les rides sinusoïdales se déforment et absorbent leur voisine en aval. De moins en moins de rides sont présentes, au bout d'un temps assez long il ne reste plus qu'une seule ride. Elle continue à se déplacer sans changer de forme.

Le cas oscillant est calculé de la même manière, on observe aussi les premières rides de la stabilité linéaire. Les rides se regroupent ensuite deux à deux, en s'attirant l'une l'autre.

Enfin le cas de l'écoulement freiné est tel que rapidement en partant d'un fond plat avec un léger bruit numérique, on observe des rides. Celles ci finissent par être figées car le fluide étant décéléré, le cisaillement finit par devenir inférieur au seuil.

Résultat

On s'est focalisé sur la cas de l'écoulement cisaillé, et on a examiné différents cas d'écoulements cisaillés (continu, oscillant freiné). La stabilité du fond érodable a été étudiée avec différents hypothèses de lois de transport. Des simulations numériques en temps long montrent l'appariement continu des rides et des lois d'échelles ont été données. Une seule ride reste dans le domaine de calcul (en Fourier).

1.6 Une dune dans un écoulement cisaillé, [5]

On s'est intéressé particulièrement à l'évolution d'un tas érodable sur un sol dur non érodable. L'écoulement étant stationnaire et étant un écoulement cisaillé pur. On appelle cet objet "dune", mais bien entendu c'est un modèle éloigné de la réalité.

On revient en fait sur les résultats de [4] où on a observé le murissement et la formation d'une "dune" unique dans la boîte de Fourier. On a constaté que la "dune" obtenue aux temps longs sur un sol complètement érodable est la même que celle qui se déplace sans changer de forme sur un sol dur.

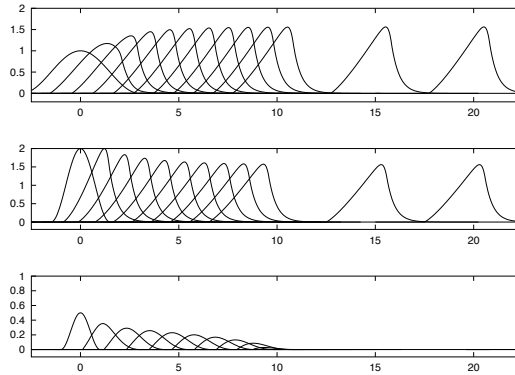


FIG. 26 – Évolution de trois "dunes" modèles, pour $t = 0, 1, 2, \dots, 10, t = 15$, et $t = 20$. Pour les deux courbes supérieures, la masse est conservée, deux formes initiales ont une même forme finale. En dessous, ma masse est trop faible, elle perd de la masse et disparaît...

On a vérifié numériquement, à l'aide du code CASTEM, l'approximation asymptotique (linéaire mais aussi non linéaire) pour estimer le frottement pariétal. On a observé qu'elle est bien correcte même pour des nombres de Reynolds pas trop élevés. Que la théorie linéarisée permet d'avoir une bonne description qualitative de l'écoulement. La théorie asymptotique non linéaire étant bien sûr meilleure.

On a montré que le problème de la "dune" sur un sol présentait un caractère autosemblable. On a ainsi trouvé une solution de "similitude". On a montré qu'il existe une masse minimale en dessous de laquelle la dune disparaissait. Pour des

masses plus grandes, une "dune" se propage. On obtient ainsi par exemple que la vitesse de propagation de la "dune" est en $(masse)^{-1/4}$ (une "vraie" dune a une vitesse en $(masse)^{-1/2}$).

Résultat

Une solution de similitude pour une dune modèle dans un écoulement cisailé a été proposée. Les effets non linéaires visqueux la font se propager avec une célérité en raison inverse de la racine quatrième de sa masse.

2 Milieus Granulaires

2.1 Lacunes de l'approche précédente

Dans un second temps, nous abandonnons complètement cette représentation simplifiée. Nous essayons de proposer une représentation de type milieu continu pour décrire le milieu granulaire.

Ce dernier, qu'il soit sec ou mouillé est caractérisé par une hauteur $f(x, t)$ hauteur au dessus de laquelle un fluide s'écoule et en dessous de laquelle se trouve le milieu granulaire.

Nous sommes conscients des erreurs commises dans la section précédente en confondant la hauteur de grains roulants et la hauteur de grains fixes. Dans le chapitre de la thèse de Kouakou nous avons examiné plus en détail les écoulements de type "BCRE" ou encore "Saint Venant" dans le cas des écoulements secs (équations BRdG, DAD...). Dans cette description on voit bien que la différence entre ces deux hauteurs est fondamentale aux temps courts de l'avalanche. Nous avons construit plusieurs codes numériques de résolution ([13]).

Le gros problème est aussi la loi de transport $q(\tau)$ qui était supposée donnée.

2.2 Modélisation

Nous simplifions fortement le problème en supposant un écoulement stationnaire 2D plan d'un milieu sec sans cohésion. Nous supposons aussi qu'un régime stationnaire est atteint. L'écoulement des grains se fait dans une direction x et leur vitesse moyenne V varie suivant une direction z . Les grains agissent entre eux par des contacts et des impacts représentés par un tenseur des contraintes τ .

Le premier point important de notre description est le rôle important de la fraction volumique de grain qui varie peu dans les milieux granulaires (ϕ varie de 0.5 à 0.64 environ). Mais cette faible variation n'est cependant pas négligeable.

Nous proposons dans ce cadre simplifié des équations constitutives pour le tenseur des contraintes en fonction du cisaillement de vitesse et de la compaction.

Pour cela nous introduisons dans [6] une fonction de la compaction $F(\phi)$. Cette fonction est en fait une sorte de pression, c'est pourquoi nous préférons

l'appeler P maintenant. Sa dérivée par rapport à ϕ représente la rigidité du milieu. On lui postule une forme du genre :

$$P(\phi) = P_0 \text{Log}\left(\frac{\phi_M - \phi_m}{\phi_M - \phi}\right),$$

où la constante P_0 est d'ordre de grandeur de "quelques" $\rho g D$ avec D est le diamètre du grain. Cette forme simple permet de tenir compte de la très grande raideur du milieu lorsque l'on se rapproche de la compaction maximale.

On revient dans [7] sur cette hypothèse. Lors d'une avalanche, il y beaucoup de mouvements des grains et ceux ci peuvent explorer le maximum de micro états. On peut alors penser définir une "entropie de configuration" et la pression qui est sa dérivée par rapport à ϕ pourrait bien s'écrire sous la forme précédente.

L'ingrédient suivant est que le taux de déformation de la vitesse doit intervenir dans une modélisation à la "Bagnold", la "viscosité" du milieu est construite avec le carré de la longueur caractéristique (taille du grain) multiplié par le cisaillement de vitesse. Le terme visqueux est proportionnel alors au carré du cisaillement. La composante τ_{zz} du tenseur de déformation est alors :

$$\tau_{zz} = P(\phi) + \rho D^2 \mu_N(\phi) \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2,$$

le premier terme représente notre "pression d'entropie" et le second représente en fait la "dilatance de Reynolds".

L'ingrédient final est que la contrainte de cisaillement est en deux parties. L'une proportionnelle encore au carré du cisaillement (Bagnold). L'autre est en fait la partie de friction solide de "Coulomb", c'est un terme proportionnel à la contrainte normale. Les contraintes de cisaillement se présentent donc sous la forme :

$$\tau_{xz} = -\rho D^2 \mu_T(\phi) \left|\frac{\partial V}{\partial z}\right| \frac{\partial V}{\partial z} - \text{signe}\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right) \mu(\phi) \tau_{zz}.$$

On se donne enfin des coefficients $\mu_N, \mu_T...$ les plus simples possibles.

2.2.1 Résultats de [6]

Partant de cette modélisation on résout ces équations pour des cas simples : écoulement sur un tas, cisailé pur (vertical ou horizontal)... Dans chaque cas on peut calculer le profil de compaction et le profil des vitesses. Les résultats obtenus sont qualitativement ceux que l'on observe expérimentalement. On observe par exemple des bandes de cisaillement...

2.2.2 Résultats de [7]

On revient ici sur la forme de $P(\phi)$ lors de l'arrêt des avalanches. On introduit aussi le fait que le coefficient de friction diminue avec la compaction.

On obtient alors l'expression de la hauteur h_{stop} hauteur d'arrêt de l'avalanche fine sur une paroi rugueuse en fonction de l'angle θ d'avalanche. Cette expression est reliée simplement à l'expression de $P(\phi)$. Elle est proche des "fits"

expérimentaux et nous l'avons testée sur quelques cas expérimentaux. On trouve ainsi que $P_0 \simeq 5\rho gD$.

2.2.3 Résultats de [8]

Une configuration de type Couette (deux cylindres coaxiaux) est ici étudiée. La cellule est remplie d'un milieu granulaire saturé en eau. La modélisation proposée s'enrichit donc d'un terme de pression du fluide dans la contrainte normale et d'un terme de viscosité dans la contrainte tangentielle.

Les profils obtenus correspondent qualitativement à ceux obtenus expérimentalement, modulo le fait qu'il est difficile expérimentalement d'obtenir un vrai profil stationnaire pour la compaction. Le modèle prédit l'existence d'un cisaillement minimal pour entraîner le mouvement, il prédit qu'au dessus de ce seuil, le mouvement est localisé et que la fraction solide décroît lorsque l'on s'approche du cylindre intérieur. Plus on tourne, plus la bande de cisaillement augmente, mais dans le même temps, la fraction solide diminuant, les hypothèses du modèle sont prise en défaut lorsque la fraction solide devient plus petite que la densité minimale. On observe aussi que la largeur de la bande de cisaillement est proportionnelle au rayon interne avec un coefficient proportionnel à la viscosité du fluide et décroissant avec la pression de confinement.

Quand le fluide est très visqueux la largeur de la bande de cisaillement peut devenir plus grande que l'entrefer ce qui donne la fausse impression que la localisation a disparu.

3 Perspectives

Pour la partie création de structures, il y a encore de nombreuses applications amusantes à développer, notamment comparer au différents expériences existantes, terminer l'analyse 3D, examiner les méandres des rivières... Pour la partie modélisation, une loi de transport est en cours de modélisation, l'analyse Saint Venant doit être terminée et des comparaisons avec la simulation numérique d'ensembles de particules sont à envisager...

Références

- [1] Lagrée P.-Y. (2000) : " Erosion and sedimentation of a bump in fluvial flow", C. R. Acad. Sci. Paris, t328, Série II b, p869-874, 2000
- [2] Pierre-Yves Lagrée, Kouamé Kan Jacques Kouakou, Émile Danho (2003) : Exner's law dispersive effects leading to Benjamin-Ono equation : waves over an erodible bed, C. R. Mécanique 331 (2003) 231–235.
- [3] P.-Y. Lagrée (2003) : "A Triple Deck model of ripple formation and evolution", Physics of Fluids, Vol 15 n 8, pp. 2355-2368.
- [4] K.K.J. Kouakou & P.-Y. Lagrée (2005) : "Stability of an erodible bed in various shear flow". European Physical Journal B - Condensed Matter, Volume 47, Issue 1, Sep 2005, Pages 115 - 125
- [5] K.K.J. Kouakou & P.-Y. Lagrée (2006) : "Evolution of a model dune in a shear flow". European Journal of Mechanics B/ Fluids. Vol 25 (2006) pp 348-359.
- [6] C. Josserand, P.-Y. Lagrée , and D. Lhuillier (2004) : Stationary shear flows of dense granular materials : A tentative continuum modelling , Eur. Phys. J. E 14, 127–135 (2004)
- [7] C. Josserand, P.-Y. Lagrée , and D. Lhuillier (2006) : "Granular pressure and the thickness of a layer jamming on a rough incline", Europhys. Lett., 73 (3), pp. 363–369 (2006)
- [8] P.-Y. Lagrée & D. Lhuillier : "The Couette flow of dense and fluid-saturated granular media". To appear in European Journal of Mechanics B/ Fluids.

Actes de Congrès

- [9] C. Josserand*, P.-Y. Lagrée & Daniel Lhuillier (2005) : "Un nouveau modèle pour les milieux granulaires denses en écoulement", Congrès Français de Mécanique, Troyes 09/2005.
- [10] C. Josserand, P.-Y. Lagrée & Daniel Lhuillier* (2004) : "Couette flow of dry granular materials", Darmstadt STAMM 08/2004.
- [11] K.K.J. Kouakou*, H. Caps & P.-Y. Lagrée (2003) : " Comparaisons numériques, analytiques et asymptotiques pour l'écoulement sur une dune sous marine.", Congrès Français de Mécanique ; Nice 01-05 sept. 2003
- [12] P.-Y. Lagrée (2000) : "Erosion and sedimentation of a bump in fluvial flow". 4th EUROMECH Fluid Mechanics Conference (EFMC2000), Eindhoven 19-23 November 2000, p 238.

Pages Ouaibe

- [13] Lagrée P.-Y., page web
<http://www.lmm.jussieu.fr/~lagree/TEXTES/SEDIM/AVALANCHE/avalanches.html>

Enseignement, Diffusion de la Recherche

Résumé

Il s'agit de la liste des divers étudiants que j'ai encadrés de près ou de plus loin, des cours et travaux dirigés que j'ai faits, des participations à l'administration de la recherche et des actions de diffusion de la science....

1 Encadrements

1.1 Thèses

09/05 : Kouamé Kan Jacques Kouakou (LMM) (100%)

Participation à des thèses :

12/99 : Sylvie Lorthois (UPS Toulouse) (10%)

12/00 : Claire Ségoufin (LAM P6) (10%)

12/05 : Franz Chouly (ICP Grenoble) (10%)

../.. : Olivier Devauchelle (LMM) (10%)

../.. : François Blanc (LAM/LMM) (50%)

1.2 Niveau M1

95 : Edouard Kammerer (P6) (100%)

95 : Edith Coenen (Gröningen) (100%)

96 : Bradut Ugurtas & Christophe Rutgers (P6) (100%)

96 : Benjamin Petit (P6 pour CNET) (90%)

97 : Delphine Parent (P6 avec Palais Découverte) (50%)

99 : Thomas Petitet (P6 pour MICHELIN) (100%)

02 : Ludovic Dufay & Marc Gueniot (P6 avec Palais Découverte) (30%)

03 : Vincent-Pierre Avons & Nicolas de Champvallins (P6 Palais Découv.) (30%)

1.3 Niveau M2

02 : Mikael Deverge (DEA Université du Mans, Technische Universiteit Eindhoven) (20%)

05 : Pierre Cixous (M2 Orsay/ P6) (50%)

05 : Adrien Bon (M2 P6) (50%)

05 : Tahar Cherigui (DEA Biomécanique Créteil) (80%)

05 : Nicolas Dupuis (M2 OME Université Blaise Pascal Clermont Ferrand) (25%)

1.4 Deuxième Année d'école d'Ingénieur

Polytechnique :

94 : Ghidersa Bradut (50%)

PPL ENSTA :

- 97 : Pascal Arrighi et Christophe Capitant (100%)
- 98 : Cédric Le Pöezeller (100%)
- 99 : Pierre Ollier (100%)
- 99 : Oriane Etienne & Anne Sophie Coince (50%)
- 01 : Wolfgang Berger & Bruno Guillaume (50%)
- 02 : Emmanuel Berger (100%)
- 04 : Sébastien Péarron (100%)
- 04 : Lionel Fiabane (100%)
- 05 : Pierre Trochet (100%)

1.5 Etudiants étrangers, M2

- 00 : Koen Goorman (diplôme de fin d'études d'Ingénieur Technische Universiteit Eindhoven Pays Bas) (90%)
- 00 : Alice Ivan- Fernolendt (Stage de DEA Université Est de Timisoara Roumanie) (100%)
- 00 : Bram de Bruin (Stage de DEA Rijks Universiteit Groningen) (95%)

2 Jury

2.1 Jury de Thèse

- 02/94 Olivier Rouzaud (CERT/UPS)
- 10/96 Cyril Rouger (CERT/UPS)
- 11/96 Roel Bosh (TUE, Pays Bas)
- 07/97 Laurent Plantier (UPS) Rapporteur
- 09/98 Andrei Andrei (UPS) Rapporteur
- 12/98 Régis Msallam (IRCAM)
- 12/00 Claire Ségoufin (LAM)
- 12/02 Coriandre Vilain (TUE/ Univ Le Mans)
- 10/04 Roger Djue (Cocody Côte d'Ivoire) Rapporteur représenté sur place
- 05/05 Olivier Brivois (CEMAGREF)
- 12/05 Delphine Doppler (FAST)
- 12/05 Franz Chouly (ICP)
- 11/06 Guillaume Pellerin (LAM)

2.2 Jury divers

Jurys de DEA, PPL ENSTA, diplômes de fin d'étude ENSTA.

3 Enseignement

3.1 Niveau L1

88-95 Colles de Physique en Mathématiques Supérieures au Lycée Michelet à Vanves (88 remplacement de 1 mois aux Lycées Charlemagne et Condorcet)
91 ATER P6 : TD Mécanique du solide

3.2 Niveau L2

88-95 Colles de Physique en Mathématiques Spéciales P au Lycée Michelet de Vanves
91 ATER P6 : option Mécanique de Daniel Euvrard (fluide parfait, couche limite mécanique du vol)

3.3 Niveau L3

93-06 PC ENSTA 1 ère année (couche limite)
91 ATER P6 : TP de mécanique des fluides (turbines, portance...)

3.4 Niveau M1

91-95 TD de Maîtrise MMC2 (ondes de choc, couche limite)
93-06 PC ENSTA 2 ème année (thermique, couche limite thermique)
99-06 Cours ENSTA 2 ème année (thermique, couche limite thermique)
01-06 SICS/ TMS : TP de modélisation numérique (Castem, Freefem) à l'X

3.5 Niveau M2

92 TD du DEA de Mécanique (thermomécanique cours de R. Gatignol)
95-97 Cours de spécialité DEA Méca sur la Triple Couche (cf chapitre I)
96-98 Cours de Stabilité hydrodynamique avec M. Rossi (avec une partie multimedia : films de manips tournés dans différents labos (ENS, ESPCI, X), simulations numériques en direct d'équations modèles (Ginzburg Landau Vortex singuliers, Kuramoto Sivashinsky), animations de simulations complètes, manips sur place.
98 Cours de propagation des vagues et de couche limite à Cocody Abidjan Côte d'Ivoire
99 Cours de Méthodes asymptotiques (Timishoara Roumanie)
05 Cours de Méthodes asymptotiques, Méthodes Multiéchelles avec D. Baltean (Master Sciences de L'ingénieur, parcours fluide M2 P6)

3.6 Niveau +

"Boundary layer flows in large vessels : or Simplified sets of Navier Stokes equations, application to Biomechanics." Ecole CEA-EDF-INRIA & HaeMOdel school on the "Numerical Simulation of Blood Flows", December 2005 INRIA Rocquencourt.

4 Commission de Spécialiste

96-00 Commission de spécialistes de Caen
03 Commission recrutement ENSTA

5 Recension

Expertise d'une vingtaine d'articles et 2 livres :
Compte Rendu de l'Académie des Sciences, Journal of Fluid Mechanics, Physics of Fluids, La Recherche Aérospatiale, International Journal of Heat and Mass Transfer, European Journal of Mechanics B/Fluids, European Journal of Physics, Journal of American Acoustical Society, Journal of Computational and Applied Mathematics, Afrika Matematika, Advances in Water Resources, Journal Mécanique et Industries.

Livres pour Elsevier et pour Addison Wesley
Conférences, Congrès Français de Mécanique 90 ; Computational Techniques and Applications Conference 04

6 Diffusion

6.1 En liaison avec l'école Lamartine Gentilly

96-97 Atelier informatique de l'école Lamartine
97 Plan interactif de Gentilly avec "Hypercard"
01 page web classe de mer CM2

6.2 Fête de le Science

Grâce à Alain Bioget du Palais de la Découverte puis à l'équipe de l'Action Sociale et Culturelle de P6, j'ai pu organiser divers fêtes de la science.

- La science en fête au Palais de la Découverte
11/ 12/ 13 Octobre 1996
"Gouttes vagues ! etc"
- La science en fête au Palais de la Découverte
0/ 11/ Octobre 1997
"Vagues, effets non linéaires et dispersifs ! ... le Soliton, le Mascaret... "

- La fête de la science au Palais de la Découverte
14/ 15/ 18 Octobre 2003
"Gravitation : Rendez Vous Spatial..."
- La fête de la science à la médiathèque de Corbeil Essone
17 Octobre 2003 conférence
"L'air..."
- La fête de la science à l'espace Anglemont aux Lilas
13 Octobre 2004 conférence
"Les instruments à vent"
- La fête de la science au LMM avec le Palais de la Découverte
13/ 15 Octobre 2004
"Gravitation : Rendez Vous Spatial..."
- La fête de la science au LMM avec le LAM
12 , 14 et 15 Octobre 2005
"du modèle physique au son musical..."
- La fête de la science au LMM avec le LAM
Octobre 2006
"du modèle physique au son musical..."

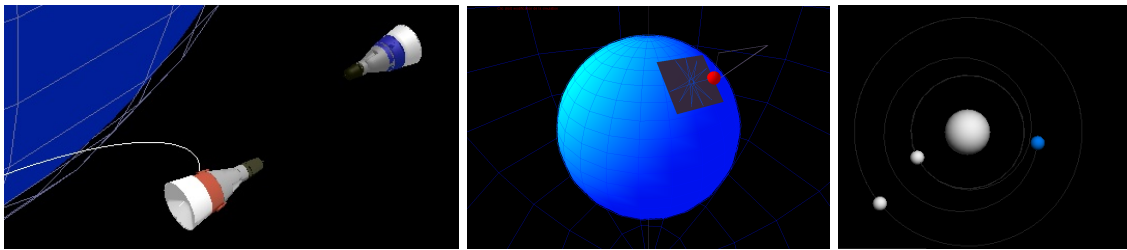


FIG. 27 – Programmes développés en OpenGL (Glut, en C, présentés au Palais). Simulations interactives. Rendez Vous Spatial. Pendule de Foucault. Simulations d'orbites, corps soumis à la gravité.

6.3 En liaison avec le(s) Café(s) des Sciences

Je participe à l'aventure du Café des Sciences de Gentilly depuis sa création en 99 :

- 06/99 "Présentation, les échelles de l'Univers"
- 03/00 : "Les ondes"
- 05/00 : "Les ondes" (édition spéciale de télévision expérimentale et éphémère à Gentilly : "Chaperon Vert TV FMR")
- 06/00 "La Musique"
- 10/00 : "Les Mathématiques"
- 02/03 : "Pigeon vole ? de l'aile d'Icare à l'aile delta, comment vole-t-on?"
- 02/05 : "les colères de la terre"

01/05 Conférence à la médiathèque d'Issy les Moulineaux, "Souffles d'air"

6.4 En liaison avec le Palais de la Découverte (hors science en fête)

- Exposés sur le mouvement dans un champ de gravitation et le Rendez Vous Spatial (2003 et 2004)
- suivi de stagiaires pour la réalisation d'un logiciel de visualisation 2D puis 3D montrant les orbites de Kepler et les trajectoires de satellites (l'Odyssée de la Gravitation)
- Conférence avec installation de la cuve à vague : "Houle, vagues et Tsunami" (le 17 et 23 février 05) au Palais de la Découverte
- Exposition/conférence "Un Chercheur une Manip (1c1m)" (mise en oeuvre et conférences les 13 et 16 avril 05) au Palais de la Découverte
- Réalisation d'un Poster pour le LMM

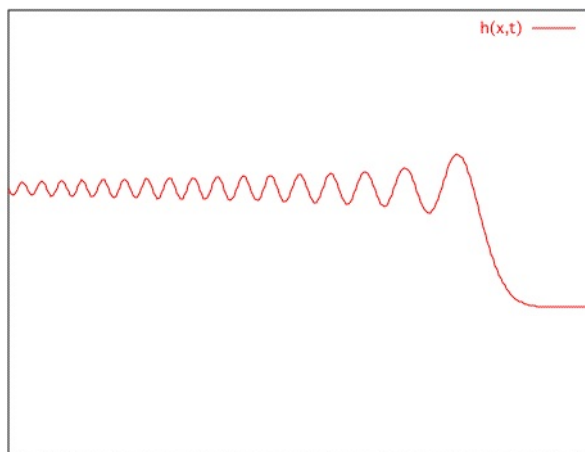


FIG. 28 – Formation d'un mascaret. (utiliser Acrobat Reader pour voir l'animation).

6.5 Media

- 05/00 "Les ondes" (édition spéciale de télévision "Chaperon Vert TV FMR")
- 05 03 Interview "mascaret" pour VSD
- 03 03 Interview "mascaret" pour Science & Vie Junior
- 03/03 tournage pour E=M6 sur le mascaret, prises de vues de mascarets, de vagues dans la salle de TP de l'ENSTA Palaiseau

05/04 tournage avec Patrick Viale réalisateur d'un projet documentaire sur le mascaret

07/04 Interview l'Équipe : allumage de la flamme olympique

6.6 Page Web

Depuis 1997 je maintiens ma page ouaibe.

Les groupements de mots suivants sont référencés en première page (voire première ligne, au pire pour deux d'entre eux en deuxième page) de Google :

antidune, avalanche sous marine, avalanche BCRE, biacore, Clausius Du-hem, convection forcée, convection libre, convection mixte, couche limite, couche limite interactive, couplage couche limite fluide parfait, écoulement womersley, érosion sédimentation dunes, fermeture de pohlhausen, interactive boundary layer, jangada, lagrée, mascaret, mécanique de la flûte, poiseuille turbulent, propagation de vagues, problème de graetz, problème de lévêque, rendez vous spatial, séparation de la couche limite, stabilité d'un fond érodable, triple couche, triple deck.

Références

<http://www.lmm.jussieu.fr/~lagree>

<http://www.gentilly.fr>

<http://www.palais-decouverte.fr/discip/physique/ariane/index.htm>

<http://www.reseau-bds.com/modules/agenda/lettre5.html>

Curriculum Vitae

Pierre-Yves LAGRÉE

Cité Verte

30 Avenue Pasteur

94250 GENTILLY

<http://www.lmm.jussieu.fr/~lagree>

mess.e. : pyl@ccr.jussieu.fr

1 Etat Civil

Né le 22/05/1965 à Courrières, Pas de Calais,
marié (2000), deux enfants (1991, 1995)

2 Diplômes, Formation

2004	Certificat Restreint de Radiotéléphonie	
1992	Concours CNRS section 10	7ème/7
1992	Concours Maître de Conférences Université Paris XI Orsay	1er
1992	Doctorat de l'Université Paris 6 Directeur J.-P. Guiraud	M.T.H.
1990/91	Aviateur	1ère classe
1989	Magistère Interuniversitaire de Physique MIP, E.N.S. rue d'Ulm, Paris 6,	M.B.
1988	Agrégation de Sciences Physiques	49ème/105.
1986/87	2 ème année de Magistère DEA de Mécanique option mécanique des fluides, Paris 6, éq. Maîtrise de Physique	M.T.B. (1er ex aequo) M.P.
1985/86	1ère année de Magistère éq. Licence Physique	M.P.
1985	entrée E.N.S. St Cloud,	rang 2nd/15
1984/85	Math Spé P'	
1984	α X, admissible Centrale/ Mines/ Ulm. classé SupElec	
1983/84	Math Spé P'	
1983	Permis de conduire	
1982/83	Math Sup Lycée Faidherbe (Lille)	1er au Khâl Physique
1982	Bac C, Lille Prix du Rallye de Mathématiques	M.B. 2nd

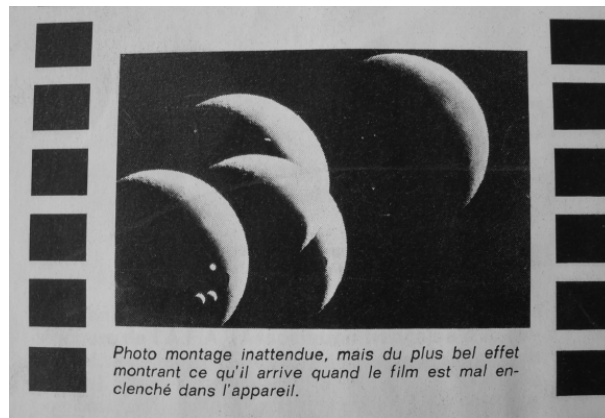


FIG. 29 – "Ciel et Espace", 1981 n° 119 p 40, première publication ; photo au Zenit E derrière une lunette de 80.

3 Postes

octobre 1996	CR CNRS 1ère classe	
septembre 1992	entrée CNRS	LMM
1991-92	Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche	Paris 6.
1990-91	Scientifique du Contingent	ONERA service OAT3.
1989/90	Boursier BDI	CNRS/ Aérospatiale.
1985-1989	Élève Professeur	ENS St Cloud.

4 Publications

(<http://www.lmm.jussieu.fr/~lagree/TEXTES/pub.html> liste complète à jour en ligne)

Revue à comité de lecture,

(21) K.K.J. Kouakou & P.-Y. Lagrée (2006) "Evolution of a model dune in a shear flow". European Journal of Mechanics B/ Fluids Vol 25 (2006) pp 348-359.

(20) C. Jossierand, P.-Y. Lagrée, D. Lhuillier (2006) : " Granular pressure and the thickness of a layer jamming on a rough incline" Europhys. Lett., 73 (3), pp. 363-369 (2006)

(19) K.K.J. Kouakou & P.-Y. Lagrée (2005) : "Stability of an erodible bed in various shear flow". European Physical Journal B - Condensed Matter, Volume 47, Issue 1, Sep 2005, Pages 115 - 125

(18) P.-Y. Lagrée & S. Lorthois (2005) : "The RNS/Prandtl equations and their link with other asymptotic descriptions. Application to the computation of the maximum value of the Wall Shear Stress in a pipe", Int. J. Eng Sci., Vol 43/3-4 pp 352-378.

(17) A. Van Hirtum, X. Pelorson & P.-Y. Lagrée (2005) : "In-vitro validation of some flow assumptions for the prediction of the pressure distribution during obstructive

- sleep apnea”, *Medical & biological engineering & computing*, no 43(1) pp. 162-171.
- (16) P.-Y. Lagrée, E. Berger, M. Deverge, C. Vilain & A. Hirschberg (2005) : ”Characterization of the pressure drop in a 2D symmetrical pipe : some asymptotical, numerical and experimental comparisons”, *ZAMM : Z. Angew. Math. Mech.* 85, No. 2, pp. 141-146.
- (15) C. Josserand, P.-Y. Lagrée, D. Lhuillier (2004) : ”Stationary shear flows of dense granular materials : a tentative continuum modelling”, *Eur. Phys. J. E.* vol 14, pp. 127-135.
- (14) P.-Y. Lagrée & A. Ivan-Fernolendt (2004) : ”Direct comparison of simplified models of surface reacting flows in flow chambers”, *Eur. Phys. J./AP* vol 26, pp 133-143.
- (13) P.-Y. Lagrée, K.K.J. Kouakou & E. Danho (2003) : ”Effet dispersif de la loi d’Exner menant à l’équation de Benjamin-Ono : formation de rides sur un sol meuble”, *C. R. Acad. Sci. Paris*, vol 331/3 pp 231 - 235
- (12) M. Deverge, X. Pelorson, C. Vilain, P.-Y. Lagrée, F. Chentouf, J. Willems & A. Hirschberg (2003) : ”Influence of the collision on the flow through in-vitro rigid models of the vocal folds”. *J. Acoust. Soc. Am.* 114 , pp. 3354 - 3362.
- (11) P.-Y. Lagrée (2003) : ”A Triple Deck model of ripple formation and evolution”, *Physics of Fluids*, Vol 15 n 8, pp. 2355-2368.
- (10) P.-Y. Lagrée (2001) : ”Removing the marching breakdown of the boundary layer equations for mixed convection above a horizontal plate”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol 44/17, pp. 3359-3372.
- (9) Lagrée P.-Y. (2000) : ” Erosion and sedimentation of a bump in fluvial flow”, *C. R. Acad. Sci. Paris*, t328, Série II b, p869-874, 2000
- (8) S. Lorthois, P.-Y. Lagrée, J.-P. Marc-Vergnes & F. Cassot. (2000) : ”Maximal wall shear stress in arterial stenoses : Application to the internal carotid arteries”, *Journal of Biomechanical Engineering*, Volume 122, Issue 6, pp. 661-666.
- (7) Lorthois S. & Lagrée P.-Y. (2000) : ”Écoulement dans un convergent axisymétrique : calcul de la contrainte de cisaillement pariétal maximale/ Flow in a axisymmetric convergent : evaluation of maximum wall shear stress”, *C. R. Acad. Sci. Paris*, t328, Série II b, p33-40, 2000
- (6) P.-Y. Lagrée (2000) : ”An inverse technique to deduce the elasticity of a large artery ”, *European Physical Journal, Applied Physics* 9, pp. 153-163
- (5) P.-Y. Lagrée (1999) : ”Thermal mixed convection induced locally by a step in surface temperature in a Poiseuille Flow in the framework of Triple Deck”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol 42, pp. 2509-2524.
- (3) Lagrée P-Y and Rossi M. (1996) : ”Etude de l’écoulement du sang dans les artères : effets nonlinéaires et dissipatifs”, *C. R. Acad. Sci. Paris*, t322, Série II b, p401- 408, 1996.
- (3) P.-Y. Lagrée (1994) : ”Convection thermique mixte à faible nombre de Richardson dans le cadre de la triple couche”, *C. R. Acad. Sci. Paris*, t. 318, Série II, pp. 1167-1173, 1994.
- (2) Lagrée P.-Y. (1991) : ”Influence de la couche d’entropie sur la longueur de séparation en aérodynamique hypersonique, dans le cadre de la triple couche II”, *C.R. Acad Sci Paris*, t 313, Série II, p. 999-1004, 1991.
- (1) Lagrée P.-Y. (1990) : ”Influence de la couche d’entropie sur l’échelle de la région séparée en aérodynamique hypersonique”, *C.R. Acad Sci Paris*, t 311, Série II, p. 1129-1134, 1990.

Congrès avec actes dans des revues ou dans des livres

Chouly F., Van Hirtum A., Lagrée P.Y., Paoli J.R., Pelorson X. & Payan Y. (2006) : Simulation of the Retroglossal Fluid-Structure Interaction During Obstructive Sleep Apnea. Lecture Notes in Computer Science. Vol. 4072, pp. 48-57.

P.-Y. Lagrée & A. Van Hirtum (2004) : "Asymmetrical effects in a 2D flow, application to Pharyngeal fluid flow in obstructive sleep apnea channel", Archives of Physiology and Biochemistry, vol 112, 09/2004 p 119. Créteil pres. pdf

P.-Y. Lagrée & A. Ivan-Fernolendt (2004) : "the chemistry in a flow cell", Archives of Physiology and Biochemistry, vol 112, 09/2004 p 81. Créteil pres. pdf

de Bruin, P.-Y. Lagrée, Lorthois S, Vilain C, Veldman AEP (2001) : "Comparison of Navier Stokes and Reduced Navier Stokes unsteady computation in a stenosis", Archives of Physiology and Biochemistry V109, 09/2001 p79 Marseille Poster en pdf

P.-Y. Lagrée & K. Goorman, (2001) : "The flow in the glottis : self oscillation of a 2D elastic stenosis", Archives of Physiology and Biochemistry V109, 09/2001 p 80. Marseille Poster en pdf

P.-Y. Lagrée & S. Lorthois (1999) : "Interacting Boundary layer flow in a stenosis", Congrès de biomécanique de Beaune 15-17 sept 98 dans Archives of Physiology and Biochemistry Vol 107 sept 99, p 51. Actes du congrès de Beaune

P.-Y. Lagrée (1998) : "Écoulement dans un anévrisme : comparaison de différentes méthodes de type couche limite", Congrès de biomécanique de Lyon 17-18 sept 98 dans Archives of Physiology and Biochemistry Vol 106 supp B, septemb 98, p 42. Actes du congrès de Lyon

P.-Y. Lagrée (1998) : "Modélisation de l'écoulement sanguin : mise en oeuvre d'une méthode inverse non invasive pour déterminer la viscosité et la compliance", Congrès de biomécanique de Lyon 17-18 sept 98 dans Archives of Physiology and Biochemistry Vol 106 supp B, septemb 98, p 110. Actes du congrès de Lyon

P.-Y. Lagrée & Rossi M. (1996) : "Modélisation de l'écoulement sanguin et son utilisation dans le cadre d'une méthode inverse, aspects théoriques", dans Archives of Physiology and Biochemistry Vol 103 Numb 3 July 95, p 68. Actes du congrès de Lausanne.

P.-Y. Lagrée (1994) : "Upstream influence in mixed convection at small Richardson Number on triple, double and single deck scales", symp. : Asymptotic Modelling in Fluid Mechanics, Bois, Dériat, Gatignol & Rigolot (Eds.), Lecture Notes in Physics, Springer, pp. 229-238.

Congrès avec actes

Franz Chouly, Annemie Van Hirtum, P.-Y. Lagrée, Jean-Roch Paoli, Xavier Pelorson, and Yohan Payan (2006) : "Simulation of the Retroglossal Fluid-Structure Interaction During Obstructive Sleep Apnea", 3rd International Symposium on Biomedical Simulation, Zurich, July 10-11, 2006

J. Décobert, N. Dupuis, P.-Y. Lagrée, N. Lagay, F. A. Ramdane, Poingt, C. Cuisin, C. Kazmierski (2006) : "Modelling and characterization of AlGaInAs and related materials using Selective Area Growth by Metal Organic Vapor Phase Epitaxy", IC-MOVPE - XIII, 22-26 mai, Miyazaki Japan,

N Dupuis, J Decobert, P.-Y. Lagrée, N. Lagay, A. Ramdane, F. Poingt, C. Cuisin and C. Kazmierski (2006) : " Simulation and Characterization of AlGaInAs layers selectively grown by LP-MOVPE" SIOE '06, Semiconductore and integrated optoelectronics, Cardiff 10-12 April 2006.

C. Jossierand*, P.-Y. Lagrée & Daniel Lhuillier (2005) : "Un nouveau modèle pour

les milieux granulaires denses en écoulement”, Congrès Français de Mécanique, Troyes 09/2005.

J. Décobert*, P.Y. Lagrée, N. Lagay, N. Dupuis, F. Poingt, C. Cuisin, C. Kazmierski (2005) : MOVPE Selective Area Growth applied to the integration of a Al-GaInAs based Electroabsorption Modulator with a spot-size converter. 11th European Workshop on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (EW-MOVPE XI), F10, p 313. Lausanne, Switzerland, 5-8th June 2005.

C. Josserand, P.-Y. Lagrée & Daniel Lhuillier* (2004) : ”Couette flow of dry granular materials”, Darmstadt STAMM 08/2004.

F.Chouly*, A.Van Hirtum, P.-Y. Lagrée, X.Pelorsen, Y.Payan (2004) : ”Physical and Numerical Model for Obstructive Sleep Apnea Syndrome.” ”Computer Methods in Biomechanics and in Biomedical Engineering” 25/28 feb 2004 Madrid Espagne

K.K.J. Kouakou*, H. Caps & P.-Y. Lagrée (2003) : ” Comparaisons numériques, analytiques et asymptotiques pour l’écoulement sur une dune sous marine.”, Congrès Français de Mécanique ; Nice 01-05 sept. 2003

P.-Y. Lagrée (2002) : ’Equations de Navier Stokes Réduites pour les écoulements biomécaniques, échelles caractéristiques et conditions aux limites”, Conférence sur la modélisation et la simulation pour la médecine et la chirurgie assistées par ordinateur, MS4CMS’02, INRIA Rocquencourt, 12-15 nov 2002. Transparents en pdf

P.-Y. Lagrée (2001) : ”Effets d’entrée dans les panaches plans”, Congrès français de Thermique, SFT 2001, Nantes, 29-31 mai 2001, 5 pages Poster

P.-Y. Lagrée (2001) : ”Disparition de la singularité de convection thermique mixte sur une plaque horizontale refroidie”, Congrès français de Thermique, SFT 2001, Nantes, 29-31 mai 2001, 5 pages. Poster

P.-Y. Lagrée & Sylvie Lorthois (2000) : ”Reduced Navier Stokes in axisymetrical stenoses”. 4th EUROMECH Fluid Mechanics Conference (EFMC2000), Eindhoven 19-23 November 2000, p 128.

P.-Y. Lagrée (2000) : ”Erosion and sedimentation of a bump in fluvial flow”. 4th EUROMECH Fluid Mechanics Conference (EFMC2000), Eindhoven 19-23 November 2000, p 238.

K. Goorman, P.-Y. Lagrée, C. Ségoufin* & B. Fabre (2000) : ”Inviscid stability of a jet, application to sound production in a recorder”. 4th EUROMECH Fluid Mechanics Conference (EFMC2000), Eindhoven 19-23 November 2000, p 277.

C. Ségoufin*, B. Fabre, P.-Y. Lagrée, K. Goorman & J. van den Tillart (2000) : ”Estimation de profils de vitesses”. congrès SFA Lausanne, septembre 2000, 4 pages

S. Lorthois*, F. Cassot, J.P. Marc-Vergnes & P.-Y. Lagrée (2000) : ”Maximal wall shear stress in carotid stenoses and functionality of the circle of Willis”, ICTAM 2000, Chicago, 2 pages

S. Lorthois*, P.-Y. Lagrée, J.-P. Marc-Vergnes & F. Cassot (1999) : ”Contrainte de cisaillement pariétale maximale dans une sténose artérielle”, Congrès Français de Mécanique ; Toulouse 30/08 - 03/09 99

P.-Y. Lagrée (1992) : ”Influence of the entropy layer on viscous triple deck hypersonic scales”, IUTAM symposium Marseille France Sept 1-4, Aerothermochemistry of spacecraft and associated hypersonic flows, pp. 358- 361.

Congrès sans actes, Workshops...

P.-Y. Lagrée (25/09/06) : ”Boundary layer methods in Biomechanics” Second European Workshop SCAT 25-29/09 Paris

- P.-Y. Lagrée and Lydie Staron (29/09/06) : "Stability of erodible beds and collapse of column of grains" Second European Workshop SCAT 25-29/09 Paris
- P.-Y. Lagrée & K.K.J Kouakou (2006) : "Stability of an erodible bed in a shear flow", Dygram 2006, Rennes 19-23 juin.
- C. Josserand, P.-Y. Lagrée & D. Lhuillier (2006) : "Entropic pressure in granular liquids", Dygram 2006, Rennes 19-23 juin.
- D. Lhuillier & P.-Y. Lagrée (2006) : "On steady avalanches of dense granular media, role of wall friction", Workshop GDR Midi, Carry le Rouet 13-15 juin.
- M. Azzami, T. Cherigui, J. Frelat, M. Karouia & P.-Y. Lagrée (17/01/06) : "Déformation de la valve Aortique : première approche mécanique", exposé à la journée GDR2760 Marseille.
- P.-Y. Lagrée & K.K.J Kouakou (2005) : "Stabilité d'un fond érodable sous un écoulement cisailé", Workshop GDR Midi, Carry le Rouet 13-15 juin.
- K.K.J Kouakou* & P.-Y. Lagrée (2004) : "Stability of an erodible bed in a shear flow", Workshop on dunes and sand transport, Carry le Rouet 9-11 juin.
- P.-Y. Lagrée & K.K.J Kouakou (2004) : "Displacement of a 2D/ 3D dune in a shear flow", Workshop on dunes and sand transport, Carry le Rouet 9-11 juin.
- C. Josserand, P.-Y. Lagrée & Daniel Lhuillier (2004) : "Stationary Shear Flow of Granular Matter, a tentative continuum modelling", GDR Midi, rencontres du 7-9 juin.
- C. Josserand*, K. Kouakou, P.-Y. Lagrée & Daniel Lhuillier (2003) : "Continuum-mechanical description of a dense, sheared, granular matter", Granular and Particle-Laden Flows, Cambridge, 21-26 Sep 2003.
- C. Josserand, Lagrée P-Y & D. Lhuillier* (2003) : "Continuum-mechanical description of a dense, sheared, granular matter", GDR MiDi le 10-11-12/03/03 à Roscoff.
- C. Josserand, K.K.J Kouakou*, Lagrée P-Y & D. Lhuillier (2003) : "Equations de couche mince pour les avalanches", GDR MiDi le 10-11-12/03/03 à Roscoff.
- C. Josserand, K.K.J Kouakou, Lagrée P-Y & D. Lhuillier* (2003) : "Equations de couche mince pour les avalanches GDR MiDi 14/01/03 à l'ESPCI.
- Lagrée P-Y, Ivan- Fernolendt A. (2001) : "The chemistry in the BIACORE cell." Journée spéciale chambres à flux 12/09/01, Congrès S. B. Marseille, paru dans la lettre de la Société de Biomécanique no4, p 56-57.
- P.-Y. Lagrée (2001) : "An Interacting Boundary Layer and a Triple Deck model of dune movement and ripple formation in water", Workshop, "Discussions on the formation and dynamics of ripples, dunes and related systems", ESPCI, 02-05 mai 2001.
- Lagrée P.-Y (2001) : "Erosion and sedimentation of a bump in various régimes", GDR MiDi Transport de sédiments, 02/03/01 à l'ESPCI.
- P.-Y. Lagrée & S. Lorthois (2000) : "Les équations RNS/Prandtl, leur lien avec la double et la triple couche", Journées de Metz, 04-05 mai 2000.
- P.-Y. Lagrée (2000) : "Convection thermique mixte sur une plaque horizontale refroidie : disparition de la singularité", Journées de Metz, 04-05 mai 2000.
- Lagrée P.-Y & S. Lorthois (1999) : "Contrainte pariétale maximale dans les sténoses d'artères carotidiennes", Rencontres de la Mécanique le 31 05 99 à Jussieu.
- Lagrée P.-Y (1999) : "Méthode inverse pour la mesure de la compliance d'une artère", Rencontres de la Mécanique le 31 05 99 à Jussieu.
- P.-Y. Lagrée (1994) : "Influence amont dans un écoulement de convection thermique mixte à faible nombre de Richardson dans le cadre de la théorie de la triple couche", journée d'étude sur "les phénomènes chaotiques et la transition en convection thermique" du 16 mars 1994 de la Société Française des Thermiciens.

Lagrée P.-Y (1994) : "Mixed convection at small Richardson number on triple deck scales", Communication à "International Conference on Asymptotics in Mechanics St Petersburg 14-17 August 94."

P.-Y. Lagrée (1993) : "Influence of the entropy layer on triple deck structure in hypersonic régime", dans "International workshop on advances in analytical methods in aerodynamics", Miedzzyzdrodje, Pologne 12-14 juillet 93.

P.-Y. Lagrée (1992) : "Influence de la couche d'entropie sur la longueur de séparation en aérodynamique hypersonique", 5-7 oct 1992 Colloque sur les écoulements hypersoniques, Garchy, France. pp. 36- 37.

P.-Y. Lagrée (1990) : "Influence de la couche d'entropie sur l'échelle de la région séparée en aérodynamique hypersonique", 22-24 oct 1990 Journées d'études sur les écoulements hypersoniques. Roscoff France pp. 26.1- 26.8

Contrats, Rapports de contrats

BQR UPMC 2006 "ENDCOM, Conception d'une endoprothèse communicante dédiée au suivi post-opératoire intelligent des anévrismes de l'aorte abdominale.", resp Olivier Romain.

ANR 2005 "PIGE Physique Instabilités Gravitaires et Erodibles", resp. Olivier Pouliquen.

ACI Jeunes chercheurs 2000 "Dynamique des interfaces sable/liquide : application à la morphologie des fonds sous marins" resp. Thomas Loiseleux

P.-Y. Lagrée (01/06) "Résolution numérique des équations SAG, Epitaxie Sélective", Rapport Contrat Alcatel

T. Petit & P.-Y. Lagrée (1999) : "Hydroplaning effect", Rapport Contrat Michelin

P. Arighi, C. Capitant, B. Petit & P.-Y. Lagrée (1997) : "Écoulements dans les réacteurs MOCVD", Rapport Contrat CNET France Télécom

P.-Y. Lagrée (1997) : "Résolution des équations de couche limite interactive instationnaire et applications", rapport Contrat DSPT 8, fév 97.

P.-Y. Lagrée (1992) : "Structures interactives Fluide Parfait/ Couche limite en hypersonique, Variations autour du thème de la triple couche", Thèse de l'Université Paris VI, Contrat BDI Aérospatiale.

Brevet

P. Garda, M. Karouia, H. Kokabi, P.-Y. Lagrée, P Leprince, J. Mazeyrat et O Romain, "ENDOCOM : Endoprothèse communicante et procédé de fabrication d'une endoprothèse communicante dédiée aux suivis post-opératoire du traitement des anévrismes." X05024 - BFF 06P0044, en cours de dépôt.

Séminaires, Présentations orales.

P.-Y. Lagrée (27/04/06) : "Granulaires" Ladhyx, Ecole Polytechnique, Palaiseau.

P.-Y. Lagrée (16/02/06) : "Equations de Navier Stokes Réduites" Séminaire à l'Institut de la Communication Parlée, Grenoble.

P.-Y. Lagrée (15/02/06) : "Stabilité d'un fond érodable dans un écoulement cisailé : un modèle simplifié de formation de rides et de dunes" Séminaire à l'ENSHMG, Université de Grenoble.

P.-Y. Lagrée (20/01/06) : "Milieux Granulaires", exposé à la journée Institut Jean Le Rond d'Alembert.

P.-Y. Lagrée (30/05/05) : "Stabilité d'un fond érodable dans un écoulement cisailé" et "Ecoulement cisailé d'un milieu granulaire", Séminaire au GMCM, Université de Rennes 1.

P.-Y. Lagrée (25/01/05) : "Evaluation of the skin friction over a topography with Boundary layer theory. Application to ripple formation", Séminaire Institut Henri Poincaré

P.-Y. Lagrée (29/10/04) : "Présentation de la Biomécanique au LaMoMe", exposé à la journée GDR2760 Marseille.

P.-Y. Lagrée (16/05/03) : "Modèles simples d'écoulements sur un sol érodable", Séminaire Collège de France

P.-Y. Lagrée (27/02/03) : "Equations de Navier Stokes Réduites pour les écoulements. Applications en biomécanique", Séminaire CRESPO, Lab. de Math. App. ENSTA

P.-Y. Lagrée (30/10/02) : "Triple/Double Couche dans un écoulement de Poiseuille : application à la marche descendante à $Re = \infty$ ", Séminaire/ Groupe de

travail ESPCI.

P.-Y. Lagrée (03/10/02) : "Présentation de la Biomécanique au LaMoMe", exposé devant la commission CNRS du LMM.

P.-Y. Lagrée (29/01/02) : "Evolution d'un fond érodable sous l'action d'un courant dans différents régimes hydrodynamiques : une approche asymptotique", Séminaire Institut de Recherche et Développement IRD Bondy.

P.-Y. Lagrée (03/07/00) : "Présentation de la Biomécanique au LaMoMe", exposé devant la commission CNRS du LMM.

P.-Y. Lagrée (13/01/00) "Convection thermique mixte", Séminaire du Dept Math Appli, Univ. de Metz.

P.-Y. Lagrée (19/09/99) : "Méthode inverses & artères", exposé devant la commission CNRS du LMM.

P.-Y. Lagrée (04/99) : "La résolution du problème de la propagation d'un écoulement pulsé dans un tuyau souple", Séminaire de l'Université Est de Timisoara (Roumanie).

P.-Y. Lagrée (02/04/99) : "Deux exemples très classiques de convection thermique forcée réexaminés en convection mixte", Séminaire de Mécanique Théorique Paris 6.

P.-Y. Lagrée (18/11/98) : "Exemples d'écoulements de convection thermique mixte", Séminaire du LMSI, Orsay.

P.-Y. Lagrée (15/06/98) : "La résolution du problème de la propagation d'un écoulement pulsé dans un tuyau souple", Séminaire de l'Université de COCODY Abidjan (Côte d'Ivoire).

P.-Y. Lagrée (16/12/97) : "convection thermique mixte", Séminaire du CORIA INSA, Rouen.

P.-Y. Lagrée (10/07/97) : "Couche limite instationnaire", Séminaire de l'Univ. Paul Sabatier / MIG Toulouse.

P.-Y. Lagrée (10/07/97) : "La résolution du problème de la propagation d'un écoulement pulsé dans un tuyau souple", Sém. de l'U. P. S./ MIG Toulouse.

P.-Y. Lagrée (14/03/94) : "Triple deck in hypersonic régime & in mixed convection", Séminaire de l'University College London.

P.-Y. Lagrée (05/1993) : "Séparation de la couche limite hypersonique", Journée hydrodynamique, Montagne Sainte Geneviève.

P.-Y. Lagrée (1992) : "La triple couche", Séminaire au LadHyX.

P.-Y. Lagrée (31/03/1992) : "La triple couche", Séminaire université de Caen.

P.-Y. Lagrée (09/90) : "Influence of the entropy layer on triple deck structure in hypersonic régime", exposé devant la commission CNRS du LMM.

Divers

P.-Y. Lagrée (1987) : "Ecoulements hypersoniques" Rapport de DEA de Mécanique Université Paris VI.

P.-Y. Lagrée (1983) : "Une histoire de l'Astronomie", Ciel Nord.

photo (2001) : photo de caustique, Dossier le monde des sons n°32 de Pour la Science juillet 2001 (article de F. Coulouvrat).

photo (1980) : Ciel et Espace 81 n 179 p 40.

Acceptés, Soumis

- P.-Y. Lagrée & D. Lhuillier : "On steady avalanches of dense granular media" To appear in Uzbek J. of Phys.

- P.-Y. Lagrée & D. Lhuillier : "The Couette flow of dense and fluid-saturated granular media". To appear in European Journal of Mechanics B/ Fluids.

- P.-Y. Lagrée, A. Van Hirtum & X. Pelorson : "Asymmetrical effects in a 2D stenosis". To appear in European Journal of Mechanics B/ Fluids.
- P.-Y. Lagrée : "Interactive Boundary Layer in a Hele Shaw cell".
- F. Chouly, A. Van Hirtum, X. Pelorson, Y. Payan, and P.-Y. Lagrée : "An attempt to model Obstructive Sleep Apnea Syndrome : preliminary study"
- P.-Y. Lagrée, C. Ségoufin & B. Fabre : "Using Reduced Navier Stokes/ Prandtl equations to evaluate the stability characteristic of recorder jets".
- P.-Y. Lagrée & K. Goorman : "Self oscillation of a "one mass" 2D elastic stenosis".

Conclusion, Perspectives

En conclusion, nous avons utilisé les méthodes asymptotiques pour simplifier des problèmes physiques variés et obtenir des jeux d'équations simplifiées contenant le maximum de phénomènes. Dans chaque cas, on a posé le problème, puis retrouvé des équations en couche mince. Les cas les plus intéressants sont ceux où plusieurs couches minces sont en interaction forte. Eventuellement, une méthode intégrale à la Saint Venant - Von Kármán nous a permis de simplifier encore le problème (au prix d'une hypothèse de fermeture). Si possible, quelques comparaisons expérimentales par des collaborations extérieures, ou numériques directes, ont été effectuées.

Vu du point de vue "extérieur", ce travail est peut être encore bien trop "proche de la paroi". Vu du point de vue "intérieur", il me semble que l'on s'est quand même un tout petit peu "éloigné de la paroi" et que l'on s'est rapproché, de loin certes, de sujets et d'applications intéressants et variés.

Parmi les perspectives pour s'en éloigner et rapprocher encore plus :

- Dans le chapitre "Couche Limite Interactive", l'impasse de l'explosion de la couche limite instationnaire me chagrine encore beaucoup mais les moyens de calculs tels que le code Gerris de Stéphane Popinet permettraient peut être de regarder finement la solution numérique pour avoir une idée de ce qui se passe et construire une solution asymptotique qui marche...
- Dans la même veine de couches interactives, nous pensons (avec François Gallaire) que "l'éclatement tourbillonnaire" a un peu à voir avec cette démarche. Dans le cas qui nous intéresse, il s'agit cette fois d'un jet couplé à sa partie tournante azimutale. Le système obtenu est du genre couche limite couplée. Il y a là une piste intéressante que nous avons commencé à explorer mais qu'il faudrait reprendre.
- Dans le chapitre "Thermique", pour ce qui est de l'hyperphonique, je regrette toujours de n'avoir pas continué car le sujet revient à la mode périodiquement et c'est vraiment un domaine fascinant pour les développements asymptotiques.
- Dans le chapitre "Thermique", nous avons résolu au moins un problème fondamental académique, celui du ressaut thermique. Nous aimerions bien continuer avec un ressaut hydraulique dispersif avec couche limite interactive pour calculer, juste pour le plaisir, un vrai mascaret 2D.
- Dans ce même chapitre, pour la partie "chambre à flux et MOCVD", la collaboration avec Jean Décobert et Nicolas Dupuis est en cours. Pour l'instant les résultats expérimentaux et le calcul sont en excellent accord.

- Dans le chapitre "Biomécanique", nos méthodes RNSP fonctionnent correctement, il faut continuer à essayer de simuler le banc développé à la Pitié Salpêtrière par Olivier Romain et Johan Mazeyrat pour exploiter les données de pression fournies par l'endoprothèse dans l'anévrisme. Par ailleurs, avec Michel Destrade et Joël Frelat nous réfléchissons à un modèle mécanique d'anévrisme que nous pourrions résoudre numériquement. Ce projet est commun dans le cadre du GDR de Biomécanique.
- Il faudrait adapter au régime turbulent ce que nous avons fait de manière à continuer les expériences à Grenoble avec Annemie Van Hirtum, Xavier Pelorson et Franz Chouly sur la glotte et l'apnée du sommeil. Les expériences en cours sont à la fois avec parois fixes, mobiles et élastiques. Cela permettra de valider les différentes parties pour le couplage final.
- La mécanique de la flûte avec Benoît Fabre nécessite encore des simulations, développements et validations mais les résultats de stabilité de jets sont encourageants. L'utilisation du code Gerris de Stéphane Popinet pourrait être d'un grand secours et nous envisageons une simulation directe avec François Blanc.
- Nous allons donc continuer le couplage comme dans le chapitre "Sol Ero-dables, milieux Granulaires" entre un écoulement et un fond érodable, une question que l'on se pose est : quelle est l'érosion sous un mascaret turbulent ? Une application à une expérience dans une cuve de Hele Shaw (Thomas Loiseleux et Delphine Doppler) avec un écoulement sur un fond érodable est en cours de finalisation.
- Le cas des méandres de rivières est en cours d'examen avec Olivier Devauchelle, Christophe Josserand et Stéphane Zaleski. On a déjà de premiers résultats sur l'élargissement d'une rivière et la forme de son lit ainsi qu'une analyse de stabilité simplifiée de ce lit.
- Pour l'érosion/ sédimentation, une loi reliant le flux de sédiments au cisaillement pariétal est à l'étude avec Daniel Lhuillier.
- Pour les avalanches en granulaire, des lois de comportement d'écoulements cisailés avec Daniel Lhuillier et Christophe Josserand sont à peaufiner et ce, surtout pour faire des comparaisons avec des simulations de Lydie Staron et d'Anne Mangeney. Ce qu'il y a d'amusant, c'est que les milieux granulaires eux mêmes peuvent faire des ressauts et des genres de mascarets.