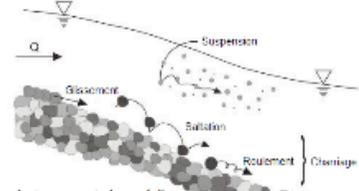


Commentaires:

- Il faut un titre, nom d'auteurs, le nom du cours et du master.
- Il faut m'envoyer un document sous format pdf.
- La description est bonne (colonne de gauche), par contre ce n'est pas la peine de parler du modèle de Bagnold, mais insistez plus sur la signification physique du paramètre θ qui est spécifique aux problèmes de granulaires.
- Donnez une place plus importante à votre figure centrale, et vous passerez du temps à décrire ce diagramme lors de votre présentation.
- Donnez des exemples d'applications qui sont en lien avec les instabilités hydro, sans rentrer dans les détails parce qu'il y a un autre groupe qui va en parler.



Modes de transport des sédiments
Le transport des sédiments s'effectue différemment selon la nature, la taille des grains et la profondeur. Ainsi nous distinguons deux types de transport de sédiments au sein d'un écoulement:
-transport par suspension
-transport par charriage

On s'intéressera plus particulièrement à ce deuxième mode de transport, qui comprend le glissement, la saltation et le roulement des grains immédiatement au-dessus du lit (couche fixe).

Grandeurs caractéristiques:

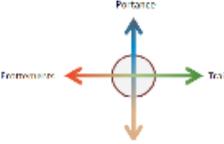
Nombre de Shields: $\theta = \frac{\tau}{(\rho_p - \rho)gd}$

Nombre de Reynolds: $Re_p = \frac{\rho Ud}{\mu}$

Si $\theta > \theta_c$ il y a mise en mouvement du grain. On observe alors l'apparition d'une couche de charriage.

Modèle classique de BAGNOLD
On modélise le cisaillement par une force de traînée.

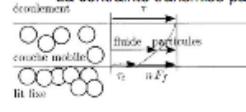
Vitesse moyenne des grains U_p obtenue à partir du PFD:



$$\frac{1}{2} C_D' \rho \frac{\pi d^2}{4} (v_{eff} - U_p)^2 - \mu_f m g' = 0$$

$U_{p,eff} = \alpha(\sqrt{\theta} - \sqrt{\theta_{crit}})$, $U_{crit} = \sqrt{(\rho_p/\rho - 1)gd}$, $\theta_{crit} = \frac{4\tau_c}{3\alpha^2 C_D'}$

Densité de grain mobile repose sur 2 idées:
- La contrainte τ est transmise au lit par le fluide et les grains mobiles
- La contrainte transmise par le fluide atteint une valeur seuil



$\tau = \tau_c = N \mu_f m g'$

avec $N = \frac{\text{nombre de grain mobile}}{\text{surface du lit}}$

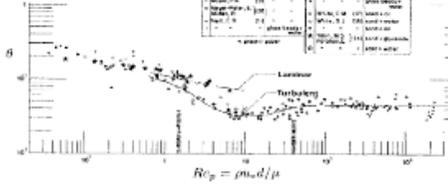
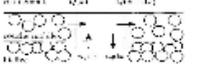


FIG. 7.5 Diagramme de Shields de mise en mouvement d'un grain dans un flux laminaire établi (Yalin 1985).

Modèle d'érosion-déposition

Ce modèle compte le retard lié à l'adaptation non immédiate du flux de grain lors d'un changement de contrainte.

En introduisant les taux d'érosion ne et de déposition nd , et en affectant une masse de matière dans une tranche d'épaisseur z à la particule:



$$\frac{\partial N}{\partial t} = n_e - n_d - \frac{\partial Q}{\partial x}$$

avec $Q = N U_p z$

Il reste alors à modéliser les différents termes de l'équation:
- Les particules ont un mouvement intermittent: sur un temps τ_d , ils s'arrêtent au moins une fois. De plus, ce phénomène de déposition est lié à la gravité, autrement dit à la vitesse de sédimentation.
- Le taux d'érosion est relié au gradient de vitesse et à l'aire

$U_p = U_s \frac{c_p C_d}{c_s C_d} \frac{\tau}{\tau_{crit}}$ où U_s , vitesse de Stokes
 c_p , coefficient numérique
 c_d , coefficient de déposition
 c_s , coefficient d'érosion

$n_d = \frac{c_p U_s^3}{c_s \tau_{crit}}$

Une solution stationnaire et uniforme du problème est l'égalité des taux de déposition et d'érosion (pas d'accumulation ou de perte de particules) donne:

$$Q = N U_p z = \frac{U_p c_p C_d}{c_s} \frac{\tau - \tau_c}{\tau_{crit}}$$

Application



Îles artificielles à Dubaï
Il est très important de prédire le mouvement Des sédiments pour garder la géométrie de l'île intacte.

Flux de grain

Le flux de grain est alors: $Q = N \cdot U_p$ ou encore

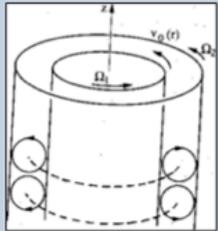
$$Q_{net} = \frac{\alpha}{c_s} (\sqrt{\theta} - \sqrt{\theta_{crit}}) (\theta - \theta_c)$$

D'autres lois empiriques donnant des résultats similaires existent également:
par exemple,
Meyer Peter & Müller (1938):
$$\frac{Q}{Q_{crit}} = 8(\theta - \theta_c)^{3/2}, \quad \theta_c = 0.047$$

Pour un écoulement visqueux, lorsque l'épaisseur de la couche mobile n'excède pas un ou deux diamètres, on a:
 $Q/Q_{crit} \sim 8(B-8)re^3$

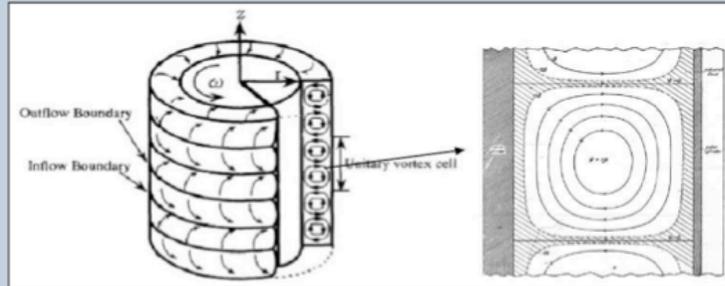
L'inconvénient du modèle de BAGNOLD est qu'il ne prend pas en compte l'érosion et la déposition.

Bogomil Slavchev
Etienne Girard

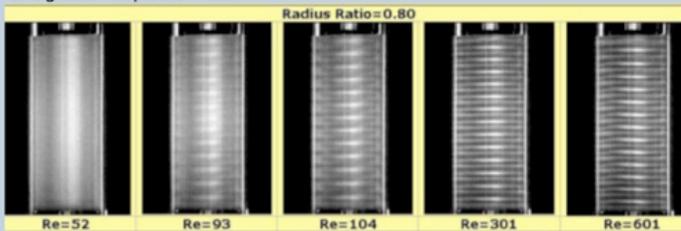


INSTABILITE DE COUETTE TAYLOR

Le phénomène apparaît lorsque deux cylindres remplis d'un liquide sont en rotation à des vitesses angulaires différentes Ω_{int} et Ω_{ext} . L'instabilité de Taylor Couette est une instabilité centrifuge, l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux est la conséquence de l'équilibre entre la force centrifuge et le gradient de pression radial.



Au delà d'une valeur seuil on constate que l'écoulement devient instable et il apparaît des motifs de rouleaux tauriques où la circulation du fluide est contrarotative autour de la conduite.



Selon le critère de Rayleigh, la stabilité d'un écoulement non visqueux est assurée tant que: $\frac{d}{dr}(\Omega r^2) > 0$ pour tout r

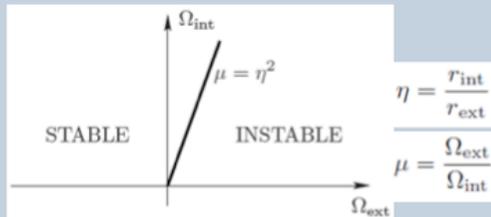
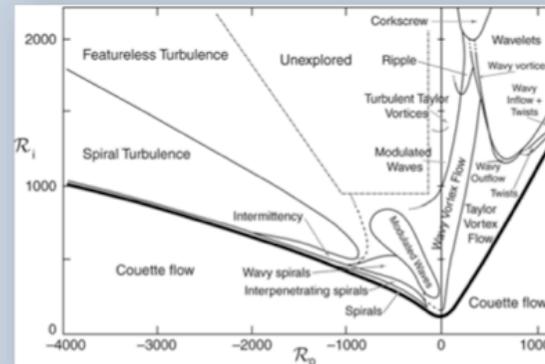


Diagramme de stabilité de l'écoulement de Taylor Couette non visqueux

Expérimentalement, la viscosité joue un rôle dans l'écoulement, celle-ci a pour effet de retarder l'apparition de l'instabilité.



Différents états ont été observés suivant le signe et la valeur de la vitesse angulaire.

L'étude de l'instabilité de Taylor Couette trouve diverses applications dans l'industrie où sont présents des systèmes à écoulements rotatifs: alternateurs de centrale électrique, turbines, turboréacteurs, pompes à centrifugations, viscosimètres.

Commentaires:

- Il faut les noms d'auteurs, le nom du cours et du master.
- Le poster est bien, vous avez bien ciblé les choses importantes. Faites une description de l'état de base de cet écoulement: le profil de vitesse.
- Une question: qu'allez vous dire pour présenter le diagramme en bas à droite? Y-at'il des choses sur lesquelles vous voulez insister plus particulièrement?
- Pour les applications: parlez plus en détail de l'application au viscosimètre.

Commentaires:

- Il faut les noms d'auteurs, le nom du cours et du master.

Pour votre présentation, ça sera bien de dire dès le début que l'application la plus naturelle se trouve dans l'espace, et peut-être parler de l'univers initial uniforme qui se déstabilise pour donner des amas de galaxies et des galaxies et des étoiles et ainsi de suite.

On comprend pas très bien le lien entre cette instabilité et Chadrasekhar.

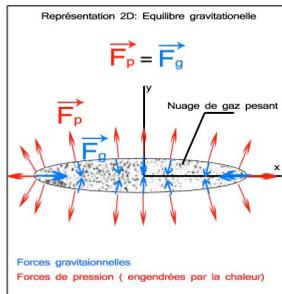
On ne comprend pas très bien les images en bas à droite: précisez ce que vous voulez mettre en évidence.

Biblio: très bien.

Pour les équations que vous avez mises, pensez à ce que vous allez pouvoir dire pendant la présentation pour que ce soit bien clair.

Instabilité gravitationnelle de Jeans

Considérons un nuage de gaz pesant en équilibre :



A l'état stationnaire :

$$\vec{F}_{gravitationnelle} U = \vec{F}_{pression} K \quad (Ec)$$

$$2K + U = 0$$

$$U = \frac{3GM^2}{5R} \quad \text{et} \quad K = \frac{3NKT}{2} = \frac{3MkT}{m}$$

Si le nuage de gaz est **trop massif** ou **trop dense**, les forces **gravitationnelles l'emportent sur les forces de pression**. La moindre perturbation peut engendrer une contraction locale très forte.

⇒ LE NUAGE DE GAZ DEVIENT INSTABLE

Masse de Jeans :

De façon remarquable, le gaz est néanmoins **stable** si sa **masse totale**, à température et volume fixé, est suffisamment **faible**. Mais si cette **masse critique**, appelée **masse de Jeans** est dépassée, alors il s'**effondrera** : $M_J = c_s^3 / (G^{3/2} \rho^{1/2})$

Longueur de Jeans :

Si le système possède un **rayon inférieur** à la **longueur de Jeans**, alors il est **gravitationnellement stable**. Si le système possède un **rayon plus grand** que cette longueur alors il subit un **effondrement gravitationnel**. L'analyse dimensionnelle fait apparaître cette échelle de longueur : $R_J = c_s / (G\rho)^{1/2}$

Analyse dimensionnelle et ordres de grandeur :

• La célérité d'une onde est donnée par :

$$c_s^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{1}{\rho_0 \kappa_s} \Leftrightarrow c_s = \sqrt{\gamma r T_0} \quad (\text{pour un gaz parfait})$$

• Une masse m créée à une distance r un champ gravitationnel :

$$G = \frac{Gm}{r^2} \quad \text{où} \quad G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2} \text{ est la constante de gravitation}$$

Pour un nuage de gaz interstellaire peu dense, on peut considérer :

$$c_s = 200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad \text{et} \quad \rho = 2 \times 10^{-17} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$$

On en déduit la longueur caractéristique de Jeans pour ce système :

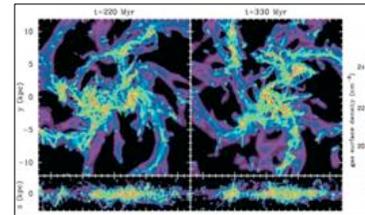
$$R_J \approx 5 \times 10^{12} \text{ km}$$

(environ 1000 fois la dimension de notre système solaire)

Application pour des corps célestes :

Dans un nuage de gaz de dimension inférieure à R_J , une perturbation se propage sans amplification et le nuage est donc stable. Dans le cas contraire, le nuage est instable pour les perturbations de grande longueur d'onde et s'effondre sur lui-même.

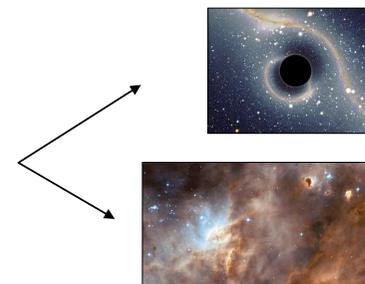
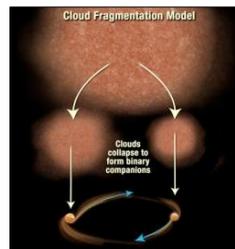
Ci-dessus, une simulation à très haute résolution de la structure d'une galaxie primordiale, vue de face (en haut) et par la tranche (en bas), à deux instants séparés de cent millions d'années. L'instabilité gravitationnelle a fragmenté le disque initialement homogène en une dizaine de grosses « concentrations », tout en générant une turbulence qui forme les nombreux filaments visibles sur l'image. La dissipation de l'énergie turbulente conduit très efficacement à l'alimentation du trou noir au centre.



Recherches poussées sur l'instabilité de Jeans :



Subrahmanyan Chandrasekhar (1910 – 1995) a reçu le Prix Nobel de Physique en 1983 pour ses travaux sur la structure et l'évolution des étoiles. Il a en particulier montré qu'une étoile de masse inférieure à 1,44 masse solaire évolue en fin de vie vers une naine blanche tandis que, si sa masse est supérieure à cette valeur critique, elle s'effondre brutalement sur elle-même pour former un jet de densité gigantesque, une étoile à neutrons ou un trou noir.



Bibliographie :

- Instabilités Hydrodynamiques, François Charru, CNRS Editions.
- http://fr.wikipedia.org/wiki/Instabilité_gravitationnelle
- http://www.jp-petit.org/Cosmo_astro/instabilite_gravitationnelle.htm

Commentaires:

- Il faut les noms d'auteurs, le nom du cours et du master.

- Ce n'est pas la peine de limiter votre présentation au cas des nuages, l'instabilité est plus générale que cela.
- Il faut rentrer plus dans les détails de ce qu'il se passe avec la pression avec Bernoulli pour expliquer le mécanisme de l'instabilité.
- Pas la peine de parler de grandes amplitudes.
- Trouvez plus de photos représentatives, avec autre chose que des nuages.
- Il faut un aspect quantitatif à votre poster: par exemple un graphique avec des paramètres qui varient, et définir des paramètres, des échelles de temps et de longueur... Pour le moment ce n'est pas présent.

Plus généralement, il y a très peu de choses sur votre poster.

Kevin-Helmholtz du nuage



figure 1

Nuages en forme de vagues . Ils résultent du déplacement relatif de couches d'air de vitesses différentes

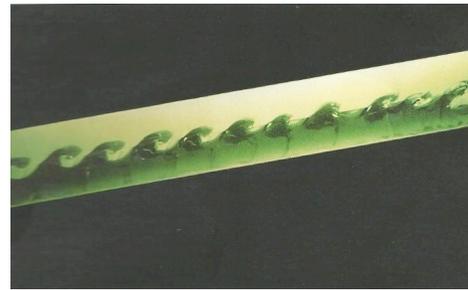


Figure 2

Expérience de laboratoire entre deux liquides non miscibles de densité différents .superposes phénomène cisaillement qui destabilize l'interface du aux mouvement en sens inverse des 2 fluids apparitions des vague périodiques instabilités

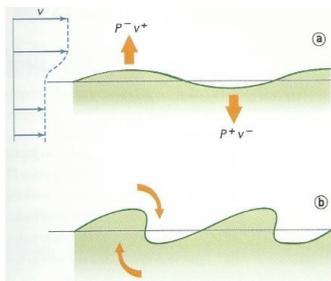


Figure 3

Explication phénomène instabilité K.H pour 2 couches liquides superposés de vitesse plus densité

a. Une faible déformation de l'interface est amplifiée par les variations de pression résultant de l'effet Bernoulli

b. Grandes amplitudes dues aux effets non linéaires

Application

Aviation: dangereux pour les avions cisaillement du vent turbulence en air clair trous d'air inconfort des passagers.

Commentaires:

- Il faut les noms d'auteurs, le nom du cours et du master.

Vous devriez d'abord présenter le phénomène de Marangoni en disant que la tension de surface dépend de différentes choses et montrer des exemples, et ensuite parler du cas particulier de l'instabilité, avec la tension de surface qui dépend de la température.

Il faut aussi montrer le lien: similarité et différence avec l'instabilité de Rayleigh-Bénard.

Votre exemple sur le circuit intégré on ne le comprend pas sur le poster; quel est le lien?

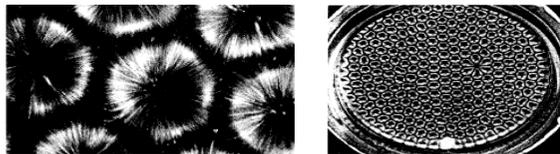
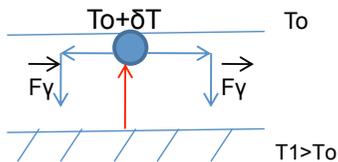
Il faudrait un petit graphique, une courbe neutre ou bien une relation de dispersion ou quelque chose dans le genre.

Les équations que vous avez écrites on ne peut pas les comprendre juste en lisant votre poster. Vous pouvez mettre plus de texte comme sur le poster modèle que je vous ai donné (drapeau).

INSTABILITE DE BENARD-MARANGONI ou THERMOCAPILLAIRE

Principe

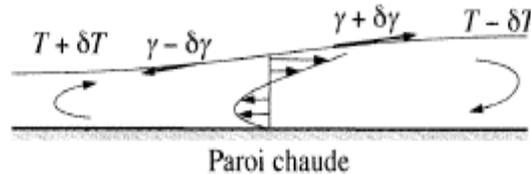
Gradient de température/concentration
 => gradient de tension de surface
 => cellules de convection hexagonales
 => diminution de la tension interfaciale quand la température augmente => équilibre statique instable



$$\gamma = \gamma_0 \left(1 - \frac{1,03 T}{T_c} \right),$$



Mécanisme



$$\left. \begin{aligned} F_Y &\sim \frac{\epsilon \gamma' \Delta T u d^2}{\kappa} \\ F_v &\sim \frac{\mu u}{\epsilon d} \end{aligned} \right\} \Rightarrow M_a = \frac{\gamma' \Delta T d}{\kappa \mu}$$

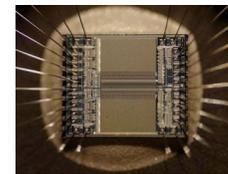
Exemple et Application



Film de savon



Larme de vin



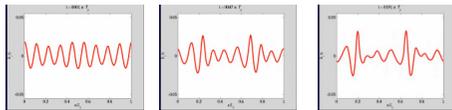
Circuit intégré

Domaine d'application:

- Vague
- Plasma
- Optique

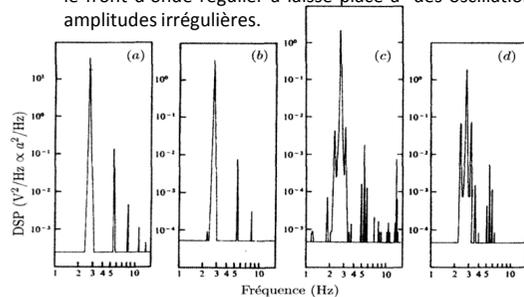
Instabilité de Benjamin-Feir

C'est une instabilité qui correspond à un transfert d'énergie d'un train d'onde uniforme au profit d'un train d'onde de vecteur d'onde voisin.



Graphs représentant l'amplitude des vagues en fonction du temps et de l'espace:

- ✓ Premier graph (=instant initial) : présence d'un front d'onde assez régulier provoqué par une excitation initiale
- ✓ Deuxième et troisième graphs (= évolution temporelle) : le front d'onde régulier a laissé place à des oscillations à amplitudes irrégulières.



Analyse de Fourier : Les harmoniques proches de la fondamentale k_0 viennent interagir avec elle, cédant alors leur énergie. La DSP (Densité spectrale d'énergie) augmente donc avec le temps pour la « vague principale »

C'est un phénomène non linéaire. Elle intègre le cadre de la dynamique non linéaire d'une onde dispersive. L'enveloppe de la perturbation est alors solution de l'équation de Schrödinger non linéaire :

$$i\partial_t A = \alpha \partial_{xx} A - \beta |A|^2 A$$

Où β correspond au coefficient de non linéarité. Compte tenu des propriétés des ondes (invariance des réflexions, et « réversibilité dans le temps »), ce coefficient doit être réel. Il est à noter que le signe de β imposera la stabilité de l'onde. On trouve une solution de la forme :

$$u(x, t) = a_0 \cos(k_0 x - \omega t + \Phi) \quad \text{et} \quad \omega = \omega_0 + \beta a_0^2$$

→ Relation de dispersion :

$$\sigma^2 + 2\alpha\beta a_0^2 p^2 + \alpha^2 p^4 = 0$$

Où p est le nombre d'onde de la perturbation.

→ Critère de stabilité :

$$\sigma_{\pm} = \pm \sigma_{ref} \sqrt{\frac{p^2}{p_{off}^2} \left(1 - \frac{p^2}{p_{off}^2} \right)}$$

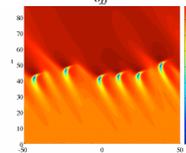
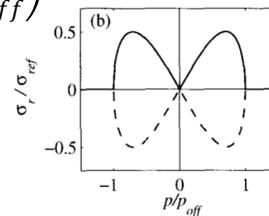
$$\sigma_{ref} = 2|\beta|a_0^2$$

$$p_{off} = -2\beta/\alpha a_0^2$$

Stable si : $\Re(\sigma_{\pm}) > 0$

Neutre si : $\Re(\sigma_{\pm}) = 0$

Instable sinon



Piste actuelle de recherche : explication des vagues scélérates par le biais de cette instabilité...

Commentaires:

- Il faut les noms d'auteurs, le nom du cours et du master.

Il faut parler un peu plus de l'application aux vagues scélérates: quel est le lien? Que représente le graphique en bas à droite?

Essayer de trouver des choses à dire aussi sur la houle comme lors de notre discussion. y-a t'il un lien avec l'intermittence des vagues sur la plage pour les surfers?

Il y a une fréquence fondamentale et il y a une interaction avec d'autres fréquences: ou est-ce que l'on voit cela dans les équations que vous montrez? Il faudra que ce soit bien clair lors de la présentation.

Commentaires:

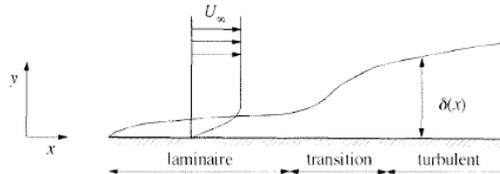
Pour le titre de votre poster: le developpement de la couche limite c'est une chose, avec diffusion visqueuse, et l'instabilité par contre c'est une autre chose.

Vous pouvez dire que le nombre de Reynolds c'est le seul paramètre physique du problème.

Vous parlez de la non-homogénéité de l'état de base. Vous pouvez dire ici que l'état de base est presque invariant par translation, pour lequel on peut supposer localement qu'il est adéquat de faire une analyse en ondes.

Est-ce que vous pouvez expliquer la formule en bas à gauche? Ca ressemble à ce qu'on fait dans le cours mais c'est un peu différent. Si vous arrivez à faire comprendre aux camarades pourquoi il y a une intégrale alors c'est très bien.

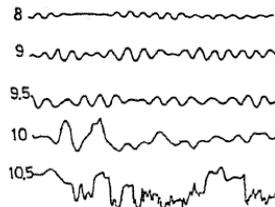
Pour les exemples d'applications, parlez de la transition à la turbulence sur les ailes d'avion à cause de cette instabilité, ce qui est fait pour éviter cette instabilité, et les pertes énergétiques lorsqu'on arrive pas à éliminer l'instabilité. Votre image en bas à droite correspond plus à un problème de décollement que à un problème d'instabilité de plaque plane.



Développement d'une couche limite sur une paroi plane d'incidence nulle

Plus la vitesse de l'écoulement est élevée, plus l'instabilité se manifeste près du bord d'attaque. Le paramètre qui contrôle l'apparition de l'instabilité est le nombre de Reynolds Re_δ construit avec l'épaisseur $\delta(x)$ de la couche limite comme échelle de longueur.

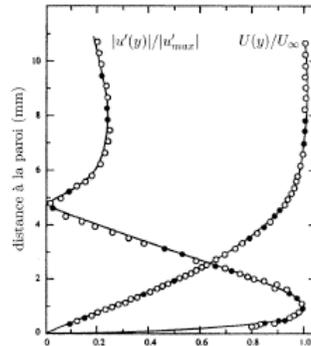
$$Re_\delta(x) = \frac{U_\infty \delta(x)}{\nu}$$



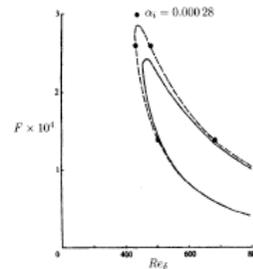
Fluctuation de vitesse d'une onde de Tollmien-Schlichting dans une couche limite, mesurées à différentes positions en aval du bord d'attaque (Schubauer & Skramstad 1947).

La non-homogénéité du profil de vitesse de base suivant la direction de l'écoulement se retrouve dans l'évolution spatiale de l'amplitude d'un mode propre de fréquence donnée.

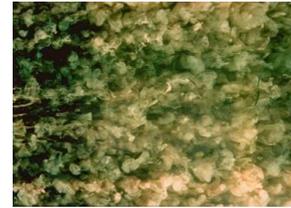
$$a(x) = a_0 \exp\left(-\int_{x_0}^x k_i(\xi) d\xi\right)$$



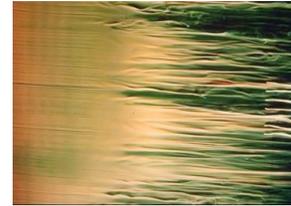
Écoulement de base et fonction propre $u'(y) = \hat{u}(y)$ de la couche limite de Blasius. Comparaison du calcul (ligne continue) et de mesures (points). D'après Reynolds & Saric 1986.



Stabilité marginale de la couche limite sur une plaque plane. (—) théorie parallèle ; (- -) théorie non parallèle de Gaster (1974) ; (●) simulations numériques directes de Fasel & Konzelmann (1990).



Écoulement turbulent le long d'une plaque sans gradient de pression longitudinal. (ONERA)



Écoulement transitionnel le long d'une plaque sans gradient de pression longitudinal. A gauche, on peut voir les ondes de Tollmien Schlichting. Visualisation à l'aide de traceurs liquides colorés. (ONERA)



Compilation d'images prises lors d'un essai aux fils de laine sur une plage d'incidence de 0 à 26°. Les photos ont été prises dans la soufflerie de Kirsten en utilisant des minis fils de laine fluorescents. Le décollement commence à l'extérieur de l'aile et progresse vers l'intérieur.

Rides et dunes éoliennes

Le transport de sable

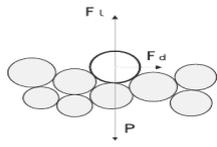


FIG. 3.5 - Bilan des forces sur un grain

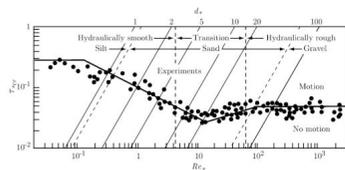
$$F_t = \tau d^2 \quad F_d = \mu mg$$

$$P + F_s = (\rho_g - \rho) g \pi d^3 / 6$$

$$\theta = \frac{\tau}{(\rho_g - \rho) g d}$$

$$Re = \frac{\rho U d}{\mu}$$

Sous l'action du vent, un grain est soumis à une force hydrodynamique F_t et à la résistance normale F_d et tangentielle F_t du lit. Le rapport entre ces deux forces est donné par le nombre de Shields θ . A partir d'un seuil critique θ_c (entre 0.05 et 0.2) dépendant du nombre de Reynolds Re , le grain se met en mouvement.



Courbe de Shields

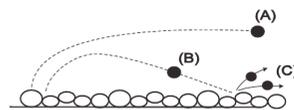


FIG. 3.3 - Les différents modes de transport: (A) suspension, (B) saltation, (C) reptation.

Le grain peut être transporté soit par suspension (mode (A)), soit par charriage (modes (B) et (C)).

Mécanisme de formation

Rides

Les mouvements de saltation des grains favorisent l'apparition de modes instables dans la direction du vent. La longueur des rides déterminée par Bagnold (1941) est :

$$\lambda = u U_p / g \quad (\text{Quelques dizaines de cm})$$

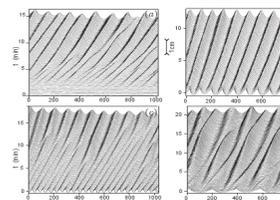
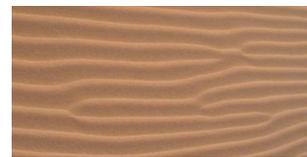
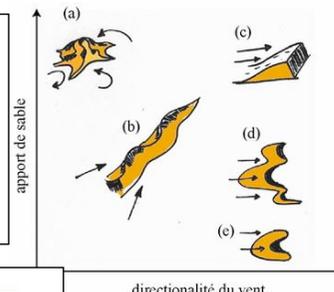


Diagramme spatio-temporel montrant l'évolution de rides éoliennes, pour une même vitesse de vent, mais différentes conditions initiales (Andreotti et al. 2006). Démarrage avec (a) un lit de sable plat. (b) un motif périodique gravé à une longueur d'onde dans la bande stable. (c) un motif périodique de petite longueur d'onde. (d) un motif périodique de grande longueur d'onde.

Dunes

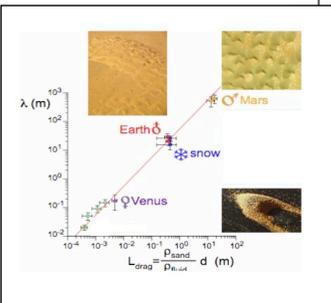
Le mécanisme de formation est de nature hydrodynamique avec la variation du cisaillement sur la surface déformée qui y joue un rôle important, en particulier le fait que le maximum de ce cisaillement ne coïncide pas avec le sommet des crêtes, mais est situé un peu en amont du fait de l'inertie de l'écoulement. Une longueur caractéristique pour les dunes est telle que :

$$L_{acc} = \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right) d \quad \text{avec } \rho_p \text{ et } \rho \text{ les densités des grains et du fluide et } d \text{ le}$$



directionnalité du vent

- (a) dune étoile
- (b) dune longitudinale (seif dune)
- (c) dune transverse
- (d) dune transverse barchanoïde
- (e) barchane



La taille élémentaire des dunes terrestres (sable ou neige), martiennes, en tunnel sous pression simulant les conditions atmosphériques de Vénus, ou encore les rides sous-marines se remettent à l'échelle de la même manière respectant la loi de proportion $\lambda \propto d \times \rho_s / \rho_f$.

Equations de modélisation et applications

Le problème de départ est le suivant : comment décrire l'écoulement de l'air lorsqu'il passe sur une bosse 2d de faible rapport d'aspect vertical.

$$u \partial_x u + v \partial_y u = -\frac{1}{\rho} \partial_x P + \nu \Delta u \quad U \partial_x u_1 = -\frac{1}{\rho} \partial_x P$$

$$u \partial_x v + v \partial_y v = -\frac{1}{\rho} \partial_y P + \nu \Delta v \quad U \partial_x v_1 = -\frac{1}{\rho} \partial_y P$$

$$\partial_x u + \partial_y v = 0 \quad \frac{\tau}{\tau_0} = 1 + \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial_x h}{(x-\xi)} d\xi + B \partial_x h(x)$$

Equation d'Euler

Equation d'Euler linéarisé

équation de continuité

L'expression du frottement pariétal perturbé par la dune

La compréhension de la dynamique des dunes Barkhanes présentent un intérêt non négligeable pour des pays comme la Mauritanie, engagés dans la lutte contre l'ensablement qui menace constamment une grande partie du pays.

Des barkhanes peuvent aussi être observées dans l'industrie comme, par exemple, dans des Tubes horizontaux de transport d'hydrocarbures.

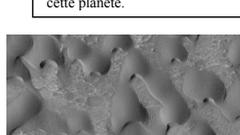
On observe aussi des barkhanes sur d'autres planètes, comme sur Mars, par exemple. Dans ce cas, vu le faible degré de connaissance des vents sur Mars, c'est la morphologie de barkhanes qui nous aide à comprendre les mouvements de l'atmosphère de cette planète.



Dunes Barkhane Mauritanie



Ville du Gansu occidental



Dunes sur Mars

Commentaires:

OK c'est bien. Pas trop la peine de parler du mécanisme de transport de sable, parce que il va y avoir un autre poster sur ce sujet.

Est-ce que vous pouvez expliquer l'exemple des dunes barkhanes dans le transport d'hydrocarbure? C'est étonnant parce qu'il n'y a pas de grains dans ce contexte.

Ce serait intéressant pendant la présentation de parler en détails du graphique avec l'évolution dans le temps des ondes pour différentes conditions initiales, donc de mettre ce graphique un peu plus grand.

Est-ce que vous pouvez trouver et tracer une relation de dispersion pertinente pour des instabilités granulaires?

Ce serait intéressant de pouvoir bien expliquer le graphique en bas à droite: expliquer cette échelle de longueur.

Commentaires:

D'après votre poster on ne comprend pas le lien avec les instabilités hydrodynamiques. Pour notre cours nous n'étudions que des phénomènes linéaires, donc il n'y a pas d'oscillations non linéaires, mais lorsque les amplitudes des perturbations à l'état de base grandissent par l'instabilité, il faut le prendre en compte, et c'est là qu'on peut modéliser ce qu'il se passe avec des oscillateurs non linéaires simples comme ceux que vous montrez ici. C'est de ça que vous devriez parler.

Les résultats quantitatifs que vous avez montré, qu'est-ce que vous allez en dire? Une chose intéressante est la notion de saturation, vous devriez parler de cela: c'est ce qui se passe pour vos graphiques en bas à droite. Il y a aussi la notion d'attracteur étrange, qui est illustrée par le système de Lorenz, pouvez vous nous montrer des écoulements fluides qui se comportent comme cela?

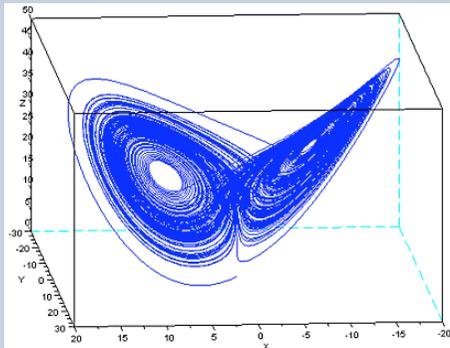
Il faudrait aussi montrer un «diagramme des phases», c'est à dire un graphique qui montre les différents types de comportement de l'oscillateur non linéaire en fonction des paramètres physiques, et montrer un diagramme des phases pour un vrai écoulement.

Oscillateur Non Linéaire

Qu'est qu'un oscillateur ?

Un oscillateur mathématiquement parlant est la solution périodique d'un système dynamique.

Donc pour un oscillateur non linéaire le système dynamique est non linéaire



Système de Lorenz

En 1963 Lorenz met lui aussi le doigt sur un oscillateur / système dynamique non linéaire. Son modèle provient d'une simplification des équations de Navier-Stokes couplant l'atmosphère et les océans, pour des prévisions météorologiques.

$$\begin{cases} \frac{dx(t)}{dt} = \sigma(y(t) - x(t)) \\ \frac{dy(t)}{dt} = \rho x(t) - y(t) - x(t)z(t) \\ \frac{dz(t)}{dt} = x(t)y(t) - \beta z(t) \end{cases}$$

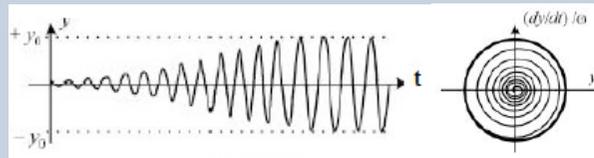
Oscillateur de Van der Pol

En 1927 Van der Pol et son collègue Van der Mark observent des bruits inhabituelles dans un système électrique oscillant. Son analyse du système va le mener à une équation différentielle non linéaire pour de fortes amplitudes.

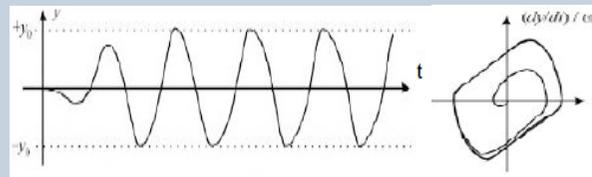
$$\ddot{y} - \epsilon \cdot \omega \left(1 - \frac{y^2}{y_0^2} \right) \dot{y} + \omega^2 y = 0$$

Le système évolue alors entre 2 états infiniment proches définissant la forme des oscillations.

Voici 2 résultats pour différentes constantes $y_0 = 1$ et $\epsilon = 0.1$ ou 1

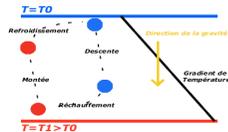


$\epsilon = 0.1$



$\epsilon = 1$

INSTABILITE THERMIQUE DE RAYLEIGH-BENARD



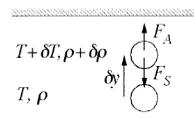
Principe de base



Des cellules de convection « stables » se forment dont la forme dépend de la géométrie des plaques :

- rouleaux rectilignes parallèles pour des plaques rectangulaires, rouleaux adjacents tournants en sens inverse,
- rouleaux concentriques dans une boîte circulaire.

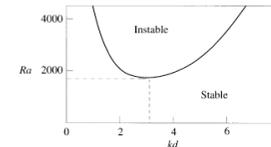
Une déstabilisation des cellules de convection se développe au delà d'un certain gradient de température.



L'instabilité de Rayleigh-Bénard est gouvernée par deux phénomènes concurrents :

- La poussée d'Archimède F_A (facteur déstabilisant) ;
- La diffusion thermique F_S , force de traînée de Stokes (facteur stabilisant).

$$F_A = \frac{4}{3} \pi a^3 \delta \rho g$$

$$F_S = -6 \pi \mu a v$$


La stabilité marginale correspond à l'équilibre entre la diffusion thermique qui tend à annuler la ΔT et l'advection du fluide chaud vers le fluide froid qui tend à régénérer la ΔT au voisinage de la plaque chaude. Le nombre de Rayleigh Ra caractérise la compétition entre ces deux forces :

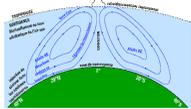
$$Ra = \frac{\alpha_p g (T_1 - T_2) d^3}{\nu \kappa}$$

A la stabilité marginale ce nombre vaut Ra_c .
Si $Ra < Ra_c$, la diffusion thermique l'emporte sur l'advection et toute perturbation est dissipée ; si $Ra > Ra_c$, le mouvement s'amplifie.
Le graphique ci-dessus représente la zone de stabilité/instabilité en fonction du produit $k \cdot d$, où k est le nombre d'onde et d est la distance entre plaques.

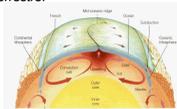
L'instabilité de Rayleigh-Bénard dans la nature

La convection de Rayleigh-Bénard est présente dans la nature. On la retrouve aussi bien dans la dynamique des océans, de l'atmosphère et du manteau de la terre.

Convection dans l'atmosphère : Le fluide est l'air chauffé à la surface de la terre qui perd sa chaleur par rayonnement dans l'espace.



Convection dans le manteau de la terre : la chaleur en provenance du noyau cède sa chaleur au manteau, lequel la cède à la croûte terrestre.

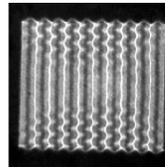


Sur chacune de ces deux figures sont représentées deux cellules de convection adjacentes tournant en sens opposé.

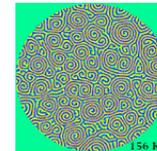


Cette série photographique montre l'établissement de tourbillons de convections de Rayleigh-Bénard d'un fluide liquide entre deux plaques planes. La plaque supérieure est refroidie, tandis que la plaque inférieure est réchauffée. Les tourbillons à cœur chaud et ceux à cœur froid apparaissent bien sur les deux derniers clichés.

Déstabilisation des cellules de convection par gradients de température plus élevés



Instabilité oscillatoire (ondes se propageant le long des rouleaux produits par l'instabilité primaire obtenue par accroissement du gradient de température



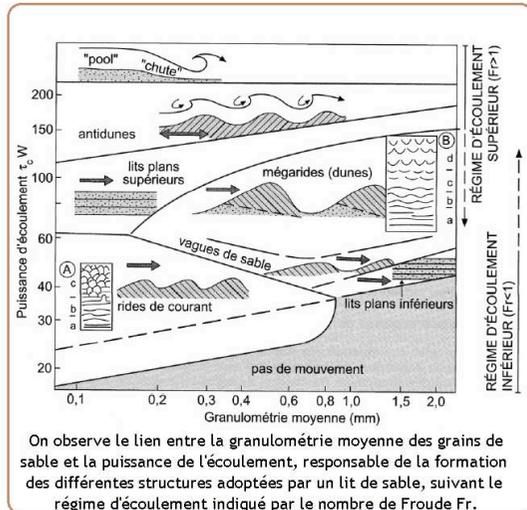
Cellules de convection en évolution constante et chaotique au delà de l'instabilité primaire. Simulation numérique en accord avec l'expérience.

Commentaires:

OK, votre poster est très clair.

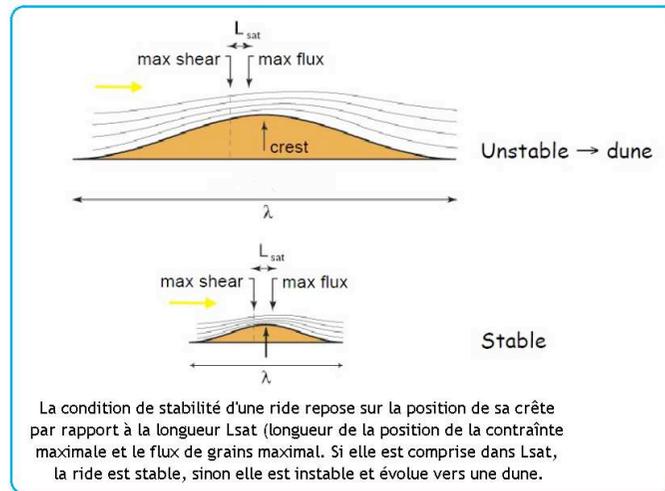
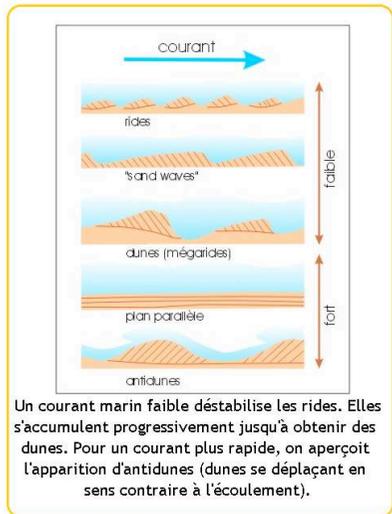
Attention au mots: c'est un peu confus votre utilisation de température inférieure/ supérieure et plaque inférieure/ supérieure.

Peut-être juste une chose: pouvez-vous montrer que c'est bien une instabilité, c'est à dire qu'il existe un état stationnaire instable?



Rides et dunes aquatiques

Comparaison Aquatique/Eolienne	
sous l'eau	dans l'air
ride	dune
dune	méga-dune



Exemples observables de ce phénomène



Désert de sable



Fonds marins



Transport de matériaux granulaires industriels

Fan Shen & Emmanuelle Tek 2012

Commentaires:

Attention: vous faites la confusion entre d'une part la déstabilisation d'un lit granulaire plan qui va donner des ondes, et d'autre part la manière dont des ondes déjà formées vont garder leur forme ou bien au contraire être elles-mêmes instables. Ce serait une bonne idée d'axer votre poster sur cette distinction.

Pour le graphique en bas au milieu, on ne comprend pas bien le critère de stabilité, et on voudrait savoir pourquoi ce mécanisme est responsable de la déstabilisation de la ride. Il faut l'expliquer.

Pour les exemples: le cas du désert ne correspond pas aux dunes aquatiques. Et on ne comprend pas du tout votre image avec le «transport de matériaux granulaires industriels».

Ce serait bien de mettre une relation de dispersion.

Instabilité de Saffman-Taylor

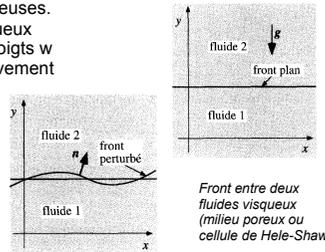
INTRODUCTION: Elle fut découverte lors de l'extraction du pétrole imbibant les roches poreuses. Il a été observé que dans un canal mince lorsqu'un fluide visqueux chasse un fluide plus visqueux l'interface se déstabilise formant ainsi des doigts (digitations visqueuses). La largeur de ces doigts w est déterminé par la compétition entre les forces capillaires et visqueuses. L'équation du mouvement vient des équations de Navier-Stokes pour lesquelles on néglige l'inertie. On obtient un profil parabolique que l'on moyenne sur la largeur de la cellule.

Équation du mouvement de chaque fluide : Loi de Darcy

$$V = \frac{-b^2}{12\eta} \text{grad}(p)$$

η =viscosité
 Ca =nombre capillaire
 (forces visqueuses sur capillaires)

Paramètre de contrôle du système $\frac{1}{B} = Ca * (\frac{W}{b})^2$



PROTOCOLE EXPERIMENTAL: un fluide visqueux pousse un fluide plus visqueux entre deux plaques planes dont l'épaisseur de séparation est très petite devant les autres dimensions.

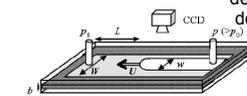


FIG. 1 - Schéma du montage expérimental.

Commentaires:

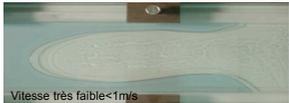
L'introduction est très bien, mais j'ai peur que l'exemple expérimental que vous avez choisi n'est pas adapté: il s'agit ici de la croissance d'un seul doigt, et non pas de la création des doigts à partir d'un front initialement plan comme pour le cas académique de l'instabilité.

C'est intéressant de parler de la genèse des bronches (ou du système vasculaire) mais il faut être plus précis: qu'est-ce qui est similaire? Jusqu'où va l'analogie? Dites nous en un peu plus. Ou bien alors parlez nous plus en détails de ce qui se passe pour l'extraction du pétrole.

Si vous voulez parler des fluides non-newtoniens pourquoi pas, mais il faut dire des choses plus précises: pourquoi est-ce que les différents types de loi de viscosité donnent des instabilités différentes? Rentrez un peu plus dans des détails précis dont vos camarades pourront se souvenir pour accroître leur culture sur la mécanique des fluides..

FLUIDES SIMPLES:

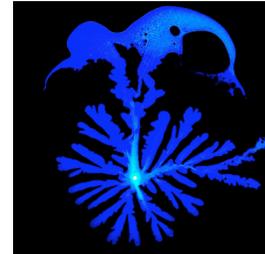
L'instabilité est bien comprise dans ce cas la théorie nous donne une bonne estimation des types de digitations observées en fonction des paramètres de l'expérience. $L=1m$; $W=0.07m$; $e=0.001m$



On observe la propagation d'un seul doigt qui à partir d'une certaine vitesse occupe en largeur la moitié du canal

FLUIDES COMPLEXES: l'étude est compliquée car ces fluides ne possèdent pas une seule propriété newtonienne à la fois. Les fluides sélectionnés pour l'expérience possédaient une propriété non newtonienne dominante permettant ainsi d'étudier l'effet de ces propriétés sur la forme des doigts de manière indépendante.

- **Fluide rhéofluidifiant:** loi de Darcy modifié par une viscosité fonction du cisaillement.
 - fonctionne dans le cas faiblement rhéofluidifiant, des doigts de largeurs plus faible se développent dans des directions préférentielles.
 - fortement rhéofluidifiant : on utilise une loi de puissance pour la viscosité et un profil de vitesse non parabolique ce qui nous donne une loi de Darcy non-newtonienne. La largeur de doigt diminue plus le fluide est rhéofluidifiant.



- **Fluide à seuil:** loi de Darcy non newtonienne. Deux régimes sont observés:
 - Régime seuil : basse vitesse où la largeur de doigt dépend de l'épaisseur de la cellule, forme des ramifications.
 - Régime visqueux : haute vitesse où on observe un seul doigt. Le comportement est proche de celui d'un fluide à seuil.

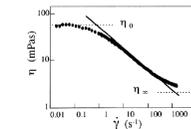
ETUDE DE LA GENESE DES BRONCHES DANS L'EMBRYON:



La similitude de la morphologie de la croissance des bronches dans l'embryon avec l'instabilité de Saffman-Taylor à été étudié lors d'une recherche dans le laboratoire Charles Coulomb (Université Montpellier 2) CHU de Clermont-Ferrand et Université de Nice. Une partie de leur étude se portait sur l'influence des phénomènes physiques et biologiques sur le développement des bronches.

VISCOSITE NON-NEWTONNIENNE:

La dépendance typique d'une viscosité non-newtonienne en fonction du cisaillement est présentée dans l'équation (1).

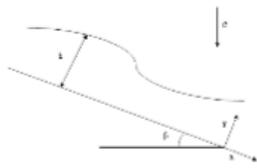


Ce graphique représente l'évolution de la viscosité en fonction du cisaillement pour une solution contenant du Xanthane.

Figure 11. Viscosité non-newtonienne (1) en fonction du cisaillement (2) pour une solution de Xanthane 0.01 g/l.

Instabilité de films tombant sur un plan incliné

3 Représentation schématique d'un film tombant sur un plan incliné.



1 Ce phénomène est étudié, par exemple pour les procédés d'enduction de surfaces : peintures et vernis, encrage dans l'imprimerie.



2 Trois types de structuration d'un écoulement en conduite d'huile très visqueuse lubrifié par un film d'eau (Joseph et al. 1997).

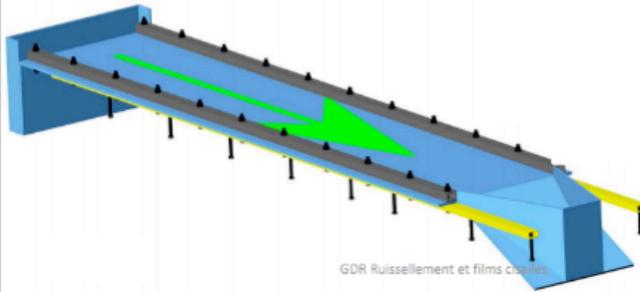


FIG. 6.3 - Instabilité survenant lors de l'injection d'eau (fluide le plus sombre au centre) et d'un fluide plus visqueux de même densité; le rayon du tube est d'un centimètre. Cliché M. d'Olee, J. Martin, N. Rakotomalala, D. Salin & L. Talon, FAST, Orsay (2006).

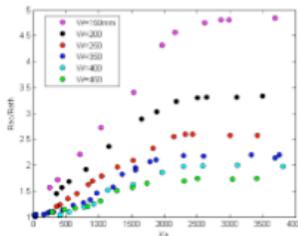
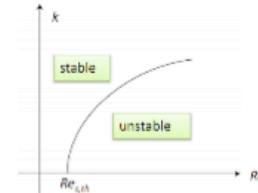
$$Re = \frac{\rho U_0 h_0}{\mu}, \quad Fr^2 = \frac{U_0^2}{gh_0}, \quad We = \frac{\rho U_0^2 h_0}{\sigma}$$

5 Paramètres du problème et variables sans dimension : $(\theta, \rho, \nu, \sigma, g, q) \rightarrow (\cot \theta, Re = \frac{q}{\nu} = \frac{hU}{\nu}, Ka = \frac{\sigma}{\rho \nu^2 g^{1/3}})$

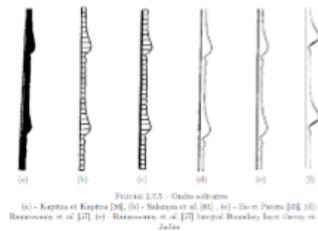
$$\gamma = \frac{\sigma}{\rho \nu^2 g^{1/3}} = \frac{Fr^{2/3} Re^{4/3}}{We}$$

4 Rapport entre viscosité et tension de surface : $t_v = \left(\frac{\nu^2}{g}\right)^{1/3}, t_v = \left(\frac{\nu}{g}\right)^{1/3} : Ka = \frac{\sigma t_v}{\mu}$

$$Re_{c,th} = \frac{5}{6} (\cot \theta + Ka k^2)$$



- a) Se rapproche de 1 si W augmente
- b) $\rightarrow 1$ pour $Ka \rightarrow \infty$
- c) \rightarrow cste pour $Ka > 2000$ alors que $hW < 10^2$



Michel Meir AMAR
Mahmonir PARVANEH
M1 MF2A
2012

Sources: 1. Google image, 2. 'Instabilités hydrodynamique' de F. Charru, 3. Thèse de Serge Adjaou université de Toulouse, 4. Scheid, Ruyer-Quil, Manneville, JFM 200, 5. http://www.fast.u-psud.fr/~ruyer/talks/gdr_vatteville.pdf

Commentaires:

Il me faut le poster au format pdf.

Le graphique en haut à droite n'est pas le cas d'un film tombant sur un plan incliné, également pour votre figure 6.3.

L'image en haut au centre non plus: ce cas là est beaucoup plus proche de l'instabilité du peintre dont j'ai parlé lors de la séance introductive. Pour ce cas là, la dynamique de la ligne de contact est déterminante: la ligne où le fluide rencontre l'air et le solide.

Il faut commenter l'image à gauche au centre.

On ne comprend pas votre graphique en bas à gauche.

L'image en bas à droite à l'air intéressante mais vous n'en dites rien.

Il faut parler des applications.