

INTRODUCTION

Motivation de la thèse

La thèse est consacrée aux instabilités de type Rayleigh-Taylor. Elle est inspirée par les progrès récents dans la physique de la compression de plasma, plus particulièrement avec des dispositifs comme les Z-pinches. On utilise souvent les Z-pinches afin d'obtenir un fort rayonnement X ou comme un moyen de fusion inertielle. Les dernières expériences utilisent souvent les schémas de coquilles à fils qui implosent. Dans ces conditions la compression est beaucoup plus efficace. L'instabilité Rayleigh-Taylor (*IRT*) joue un rôle important dans l'évolution des plasmas magnétisés dans ces expériences, aussi bien que dans les étoiles et dans les fluides classiques. Dans les phénomènes plasmas associés à la fusion thermonucléaire, l'IRT est souvent le phénomène qui limite les possibilités de compression.

On essaie d'étudier des particularités de ces instabilités afin d'en profiter et d'éliminer leurs effets nuisibles. Dans ce travail on étudie aussi bien le cas général de l'instabilité Rayleigh-Taylor « classique » (*dans les fluides incompressibles*) que les cas plus spécifiques des instabilités de type Rayleigh-Taylor dans les plasmas magnétisés, dans les implosions des coquilles à fils etc.

Pour mieux comprendre l'instabilité Rayleigh-Taylor et déterminer la position des problèmes abordés dans cette thèse par rapport aux études d'autres auteurs considérons maintenant quelques questions générales liées à ces instabilités.

Phénoménologie de l'IRT

L'instabilité classique de Rayleigh-Taylor est une instabilité de l'interface qui a lieu quand un fluide lourd se trouve au-dessus d'un fluide léger. Les deux travaux fondamentaux qui introduisent cette instabilité sont les articles de lord Rayleigh [1] et de G.I. Taylor [2]. Les expériences classiques ont été effectuées par D.J. Lewis [12] et J.C. Allred et al. [3].

Pour faire une démonstration simple de l'instabilité Rayleigh-Taylor prenons l'exemple de D.H. Sharp [4]. Imaginons sous le plafond d'une salle et au-dessus de l'air une couche d'eau d'épaisseur 1m. (*Fig.1*). La couche d'eau va tomber. Ce n'est pas à cause d'un manque de soutien d'air que l'eau tombe. Comme l'on sait, la pression atmosphérique est équivalente à la pression d'une colonne d'eau de hauteur 10m, ce qui est très suffisant pour tenir l'eau qui est au plafond. Mais l'atmosphère n'est pas un support idéal pour l'eau. Elle échoue à maintenir la platitude de l'interface entre l'eau et l'air et à réduire des petites fluctuations de cette surface. Peu importe si l'interface initiale était parfaitement plate ou non, elle va dévier de sa platitude. Les petites portions du fluide qui sont situées plus haut par rapport au niveau moyen perçoivent plus de pression qu'il ne faudrait pour les supporter. Elles commencent à monter en se frayant un passage à travers l'eau. La portion voisine du fluide, où la surface est située un peu plus bas que le niveau moyen, requiert plus de pression pour son soutien, alors elle commence à tomber. Ainsi, l'amplitude des irrégularités initiales augmente d'une façon exponentielle. Cela représente l'étape linéaire de l'instabilité Rayleigh-Taylor. Ensuite l'eau bouge en bas en formant des « piquants » et l'air monte en produisant des « bulles ». Enfin, l'eau tombe sur le sol.

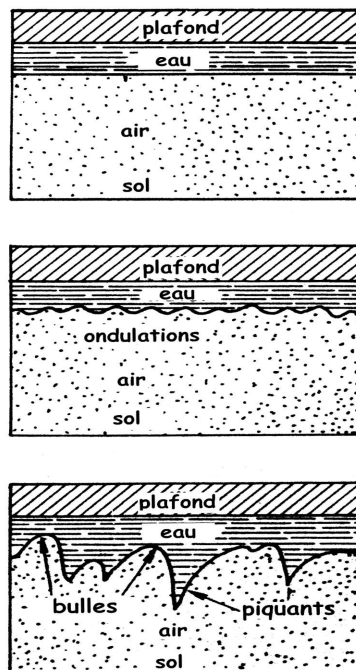


Fig. 1. Démonstration générale de l'IRT.

La même couche d'eau sur le sol serait parfaitement stable et les irrégularités sont amorties. Donc, l'interface est stable si un fluide lourd supporte un fluide léger. Au contraire, si un fluide léger supporte un fluide lourd, la surface est instable et on a un cas classique de l'instabilité Rayleigh-Taylor.

L'instabilité que l'on considère se déclare très souvent dans des situations diverses. Parmi eux, par exemple :

A. Phénomènes naturels

- i) renversement de la partie extérieure d'un noyau implosé d'une étoile massive – L.Smarr et al. [5]
- ii) la formation des «jet» jumeaux de haute luminosité dans les nuages tournant des gaz dans un potentiel gravitationnel externe – M.L. Norman et al. [6]
- iii) d'autres phénomènes d'astrophysique, hydrodynamique classique.

B. Applications technologiques

- i) implosion de type laser des cibles à fusion deutérium-tritium W.C. Mead, R.L. McCrory et al., R.G. Evans et al., M.H. Emery et al. [7, 8, 9, 10 etc.]
- ii) l'implosion magnétique des coquilles à fils ou à gaz (R.A. Gerwin [11]) et d'autres applications de fusion inertielle

Il y a une phénoménologie complexe associée à l'évolution de l'interface pendant le développement de l'instabilité Rayleigh-Taylor. Elle comporte la génération de piquants, bouclettes, bulles, le développement de l'instabilité Helmholtz, la compétition entre les bulles, la formation des gouttelettes, mixage turbulent et enfin une limite chaotique avec l'interface de type fractale.

Il est utile de regrouper la description de croissance de l'instabilité en plusieurs étapes. On peut le faire de la manière suivante D.J. Lewis, G. Birkoff [12, 13] :

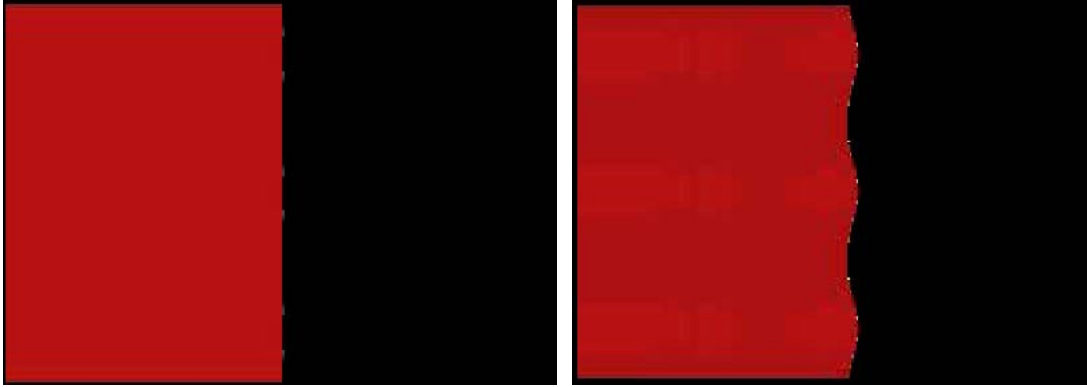


Fig 2a. Etape 1 de l'IRT.

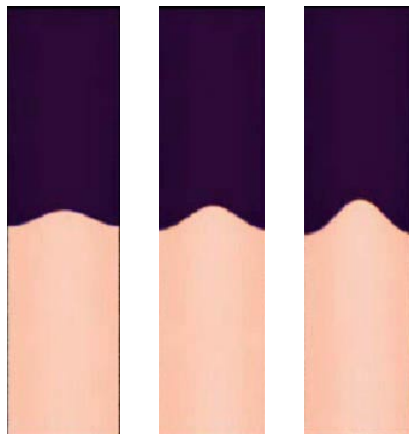


Fig 2b. Etape 1 de l'IRT.

Etape 1. (Fig2a,b) Les perturbations initiales de l'interface ou de la vitesse sont extrêmement faibles, les premières étapes de la croissance de l'instabilité peuvent être analysées en utilisant la forme linéaire des équations de la dynamique des fluides. Le résultat est un développement exponentiel de l'instabilité. Quand l'amplitude des fluctuations initiales devient de l'ordre de 0.1λ à 0.4λ (λ est la longueur d'onde de l'instabilité), on peut observer les déviations substantielle de la théorie linéaire. Dans cette thèse on présente en général l'approche linéaire. La raison est simple : ce travail est consacré grosso modo à la suppression de l'instabilité Rayleigh Taylor, donc il est inutile d'étudier les étapes non-linéaires si on supprime l'instabilité au cour de l'étape linéaire.

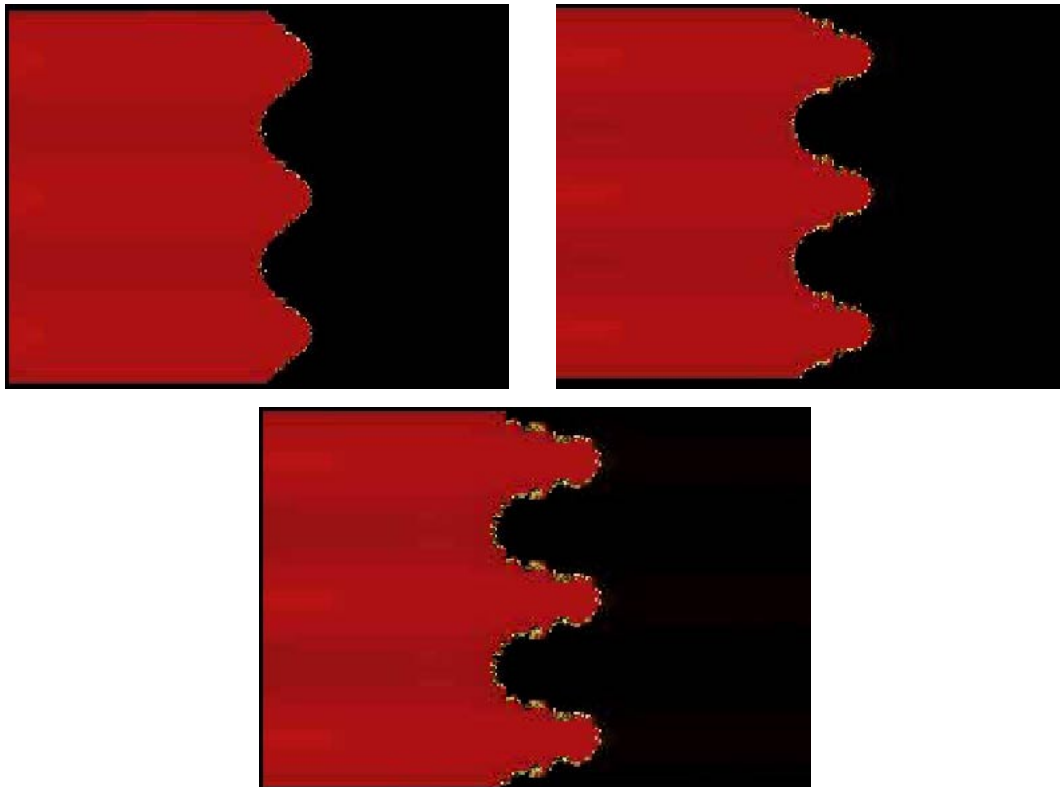


Fig 3a. Etape 2 de l'IRT.

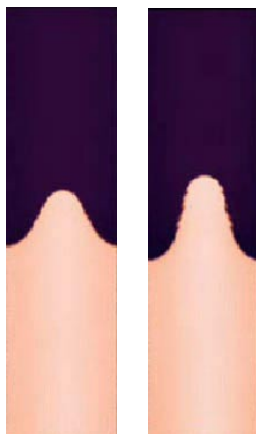


Fig. 3b. Etape 2 de l'IRT.

Etape 2 (Fig 3a,b). Pendant la deuxième phase, lorsque l'amplitude des perturbations s'accroît d'une façon non-linéaire jusqu'à λ , le développement de l'instabilité est fortement influencée par des effets 3D et par la valeur du nombre d'Atwood $A = (\rho_H - \rho_L) / (\rho_H + \rho_L)$. Ici ρ_H est la densité du fluide lourd et ρ_L est celle du fluide léger.

Si $A \sim 1$, le fluide léger pénètre dans le fluide lourd sous la forme de bulles rondes avec une section efficace ronde. Remarquons que les bulles 2D (*plane*) sont instables par rapport aux perturbations selon l'axe perpendiculaire au plan de la bulle, donc ces bulles « plane » vont se désagréger en bulles 3D. Le fluide lourd produit des « piquants » et des « cloisons » ou des « bouclettes » entre ces bulles ainsi que la section horizontale représente des hexagones multiples.

Si $A \sim 0$ on retrouve simplement une sorte de deux ensemble des bulles qui pénètrent l'un dans l'autre.

Il faut noter que ces images sont très différentes de ce que nous imaginons dans 2 dimensions.

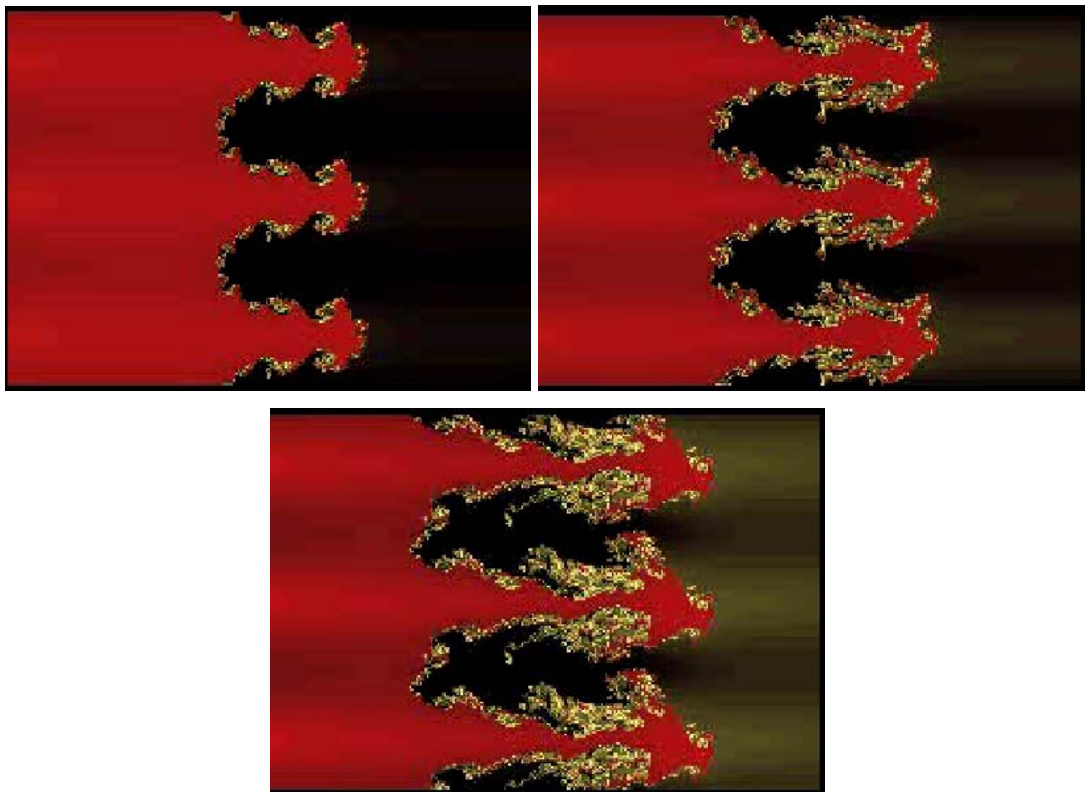


Fig 4a. Etape 3 de l'IRT.

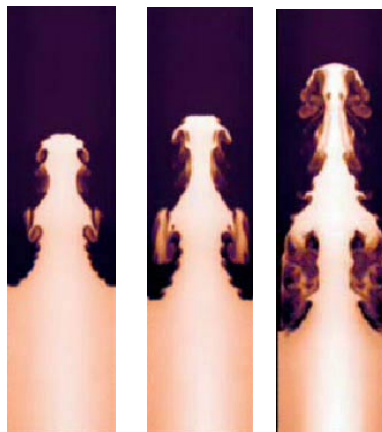


Fig 4b. Etape 3 de l'IRT.

Etape 3 (Fig. 4 a,b). L'étape suivante est caractérisée par le développement des structures fines sur les piquants et par les interactions entre les bulles. Ces phénomènes sont conditionnés par plusieurs raisons. Il y a, par exemple, une interaction non-linéaire

entre les fluctuations initiales de fréquences différentes. L'instabilité Helmholtz qui apparaît le long d'un piquant peut le convertir en champignon. Ce phénomène-là est plus fréquent quand le paramètre A est assez faible. Il y a aussi une confirmation expérimentale des effets d'absorption de petites bulles par les grandes bulles, ce qui entraîne la rapide croissance et la grande vitesse des grandes bulles.

D'ailleurs, la présence d'inhomogénéités des valeurs physiques peut modifier essentiellement la forme et la vitesse des « bulles » et des « piquants ».

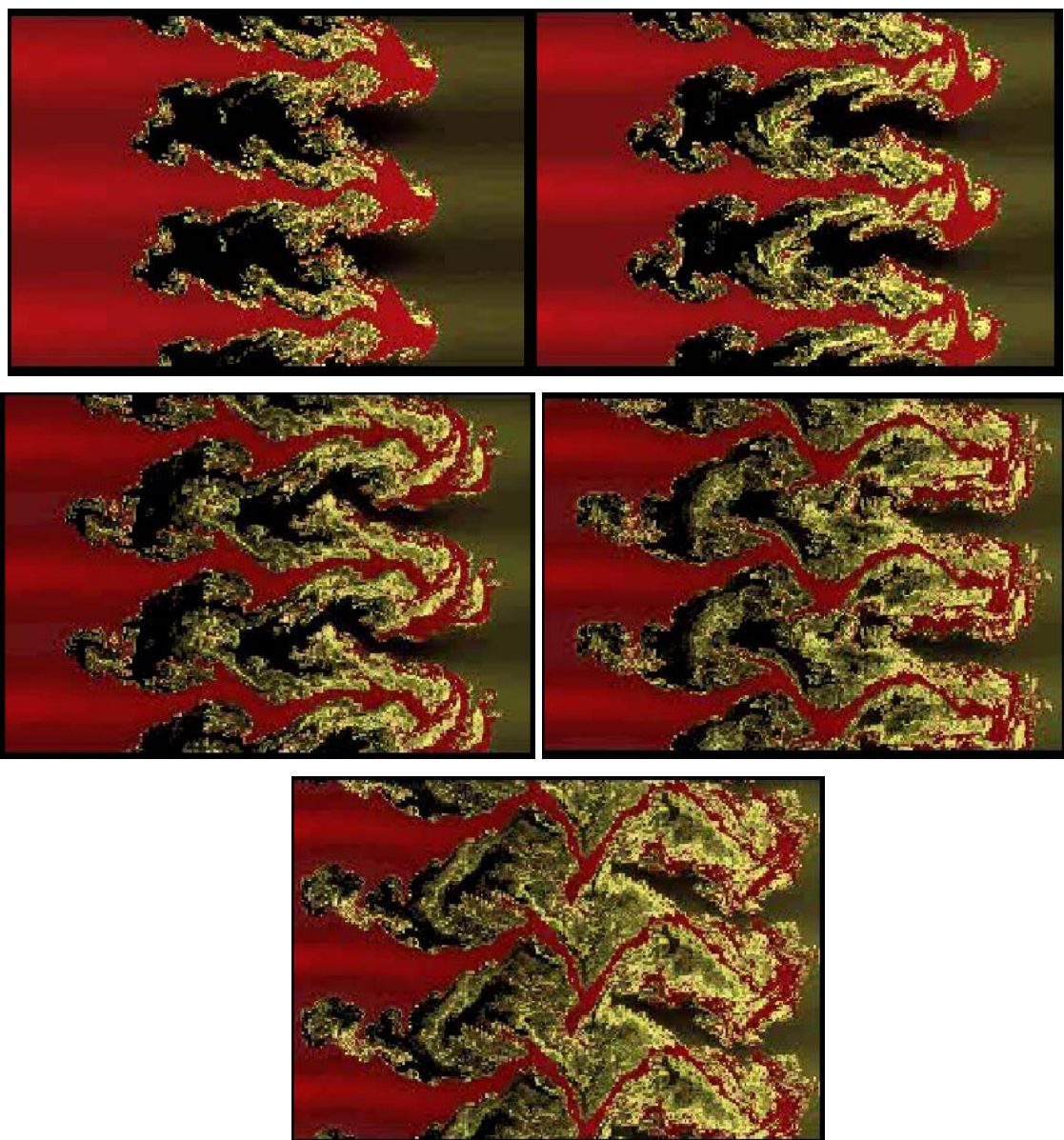


Fig 5a. Etape 4 de l'IRT.

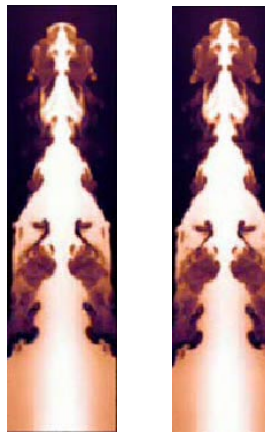


Fig 5 b. Etape 4 de l'IRT.

Etape 4 (Fig 5a,b). Pendant la phase finale on peut observer la rupture des piquants par l'intermédiaire des mécanismes divers : la pénétration d'une bulle au travers d'une couche de fluide d'une épaisseur finie, et par d'autres types de comportement compliqués. Tous ces effets mènent au régime du mélange chaotique et turbulent.

Au cours des 3ème et 4ème étapes on peut estimer la vitesse v des bulles D.H. Sharp [4] : $v \approx \alpha g_{eff} t$ où $\alpha \sim 0.01 \div 0.05$, g_{eff} est l'accélération de gravité effective.

Les figures 2-5 a) viennent de l'«ESS Project Annual Report» de la NASA, <http://sdcd.gsfc.nasa.gov/ESS/annual.reports/ess95contents/app.inhouse.fryxell.html>.

Les figures 2-5 b) sont les images de «3D Rayleigh-Taylor AMR representation», David Bock, NCSA Visualization and Virtual Environments, November, 1999 (<http://woodall.ncsa.uiuc.edu/dbock/projects/3drt/>).

Jusqu'ici, on n'a fait qu'une ébauche de l'évolution de l'instabilité Rayleigh-Taylor. Il y a de nombreux facteurs supplémentaires qui influencent le développement de l'instabilité et le fait de son existence même (*voir Table I*) : tension de surface, viscosité, compressibilité, les effets de géométrie convergente, les phénomènes 3D, dépendance temporelle d'accélération effective, des chocs, et toute la diversité des inhomogénéités.

Facteur	Echelle caractéristique de l'effet (paramètre adimensionnel)	Influence sur l'instabilité
Ratio des densités	ρ_H / ρ_L ou le nombre d'Atwood $A = (\rho_H - \rho_L) / (\rho_H + \rho_L)$	Le facteur clé qui définit le taux de croissance des instabilités Rayleigh-Taylor ou Kelvin-Helmholtz pour les faibles perturbations de longueur d'onde λ .
Tension de surface	Nombre de Weber $2\sigma / (\rho_H - \rho_L) g \lambda^2$	Dans la théorie linéaire il stabilise toutes les ondes avec la longueur d'onde $\lambda < \lambda_{cr} = \sqrt{\sigma / g(\rho_H - \rho_L)}$. Au final il subsiste l'onde la plus instable, donc le problème devient plus strict et correct dans le sens mathématique.
Viscosité	Le nombre de Reynolds $R = vt / \lambda^2$	Diminue le taux de croissance, apparition de l'onde la plus instable.
Compressibilité	$\gamma_{compr} = g / kc^2 =$ $\frac{(\text{la vitesse de phase des ondes de gravité})^2}{(\text{la vitesse de son})^2}$	Réduit le taux de croissance des perturbations de grandes longueurs d'onde, diminue le volume actif du fluide.
Hétérogénéité	$\Delta L / \lambda, \Delta v / v$ etc.	Excitation du 2ème, 3ème harmoniques des diverses longueurs d'onde.

Table I. Des facteurs importants dans l'évolution de l'instabilité Rayleigh-Taylor.

Equations de base de l'IRT classique

La thèse visant à l'étude de la suppression des IRT dans leurs phases initiales. Donc appliquons nos efforts d'abord à l'analyse linéaire de cette instabilité. Le traitement linéaire du cas le plus simple (*cf. ci-dessous*) peut très bien être généralisé afin d'incorporer d'autres phénomènes physiques tels que la compressibilité (M. Mitchner et al., M.S. Plesset et al. [14, 15]), des accélérations non-uniformes (G.H Wolf [16]), des chocs (R.D. Richtmyer [17]), des gradients de la densité (S. Chandrasekhar, R. Lelevier et al. [18, 19]), une géométrie spéciale (J.N. Hunt [20]) etc. L'analyse profonde du rôle de la viscosité est disponible dans R. Menikoff et al., S. Chandrasekhar [21, 18, 22]. Enfin, on peut traiter le cas de conditions initiales arbitraires (R. Menikoff et al., R.A. Axford [22, 23]). Les solutions des équations linearisées satisfaisants des conditions initiales générales sont présentées dans les termes des transformations Fourier-Laplace des variables hydrodynamiques.

Pour mieux comprendre l'instabilité on va montrer en bref le traitement typique linéaire pour le cas le plus simple : l'instabilité Rayleigh-Taylor de la surface entre un fluide idéal incompressible et un fluide incompressible avec la densité $\rho = 0$ (*Fig. 6*).

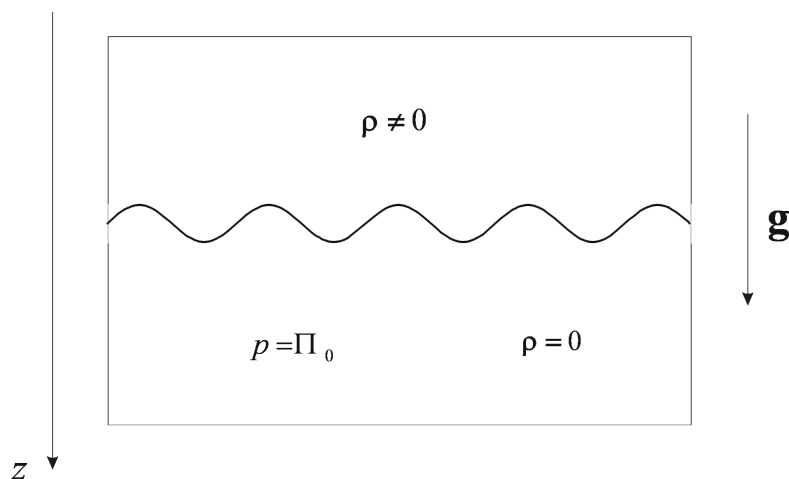


Fig. 6. Schéma du problème.

Les équations hydrodynamiques s'écrivent comme suit :

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2)$$

La conditions aux limites (*autrement dit, sur la surface*) :

$$p|_{surface} = \Pi_0 \quad (3)$$

Ici Π_0 est la pression dans le fluide avec $\rho = 0$. Supposons que l'axe z est perpendiculaire à la surface et dirigé suivant \mathbf{e}_z avec $\mathbf{g} = g\mathbf{e}_z$. Notamment, cela signifie que le fluide avec $\rho \neq 0$ se trouve dans la région $z < 0$.

L'état d'équilibre est défini par $\mathbf{v} = 0$, donc

$$p_0 = \rho g z + \Pi_0, \quad z < 0. \quad (4)$$

En prenant la divergence de (1) et en utilisant (2) on déduit

$$\Delta p = 0 \quad (5)$$

On va utiliser l'approche linéaire, donc on va considérer les perturbations du premier ordre p_1, v_1 . On peut développer la fonction en intégrale de Fourier. Les composantes de Fourier seront, selon (5) :

$$p_{1k\omega} = \alpha e^{kz} e^{ikx} e^{-i\omega t} \quad (6)$$

$$v_{1zk} = -i \frac{\alpha k}{\rho \omega} e^{kz} e^{ikx} e^{-i\omega t} \quad (7)$$

$$v_{1xk} = \frac{\alpha k}{\rho \omega} e^{kz} e^{ikx} e^{-i\omega t} \quad (8)$$

On suppose ici que le vecteur d'onde de l'instabilité est $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_x$. Le signe devant kz dans les expressions (6), (7), (8) est choisi de façon que les perturbations disparaissent dans le fluide quand $z \rightarrow -\infty$. Il est intéressant de remarquer que les particules bougent selon les trajectoires circulaires : $v_{1zk} = -iv_{1xk}$. Introduisons maintenant le déplacement ξ des particules du fluide par rapport à leur position initiale. Evidemment, $\mathbf{v} = d\xi/dt$. La condition aux limites pour les perturbations est toujours l'équation (3), qu'il faut la recalculer sur la surface perturbée :

$$p_{surf.pert.k} \approx p_{1k} + \frac{\partial p_0}{\partial z} \xi_{zk} \Big|_{z=0} + p_0 \Big|_{z=0} = \alpha e^{-kz} e^{ikx} e^{-i\omega t} + \rho g \xi_{zk} + \Pi_0 = \Pi_0 \quad (9)$$

On va calculer la dérivée de l'équation (9) par rapport au temps tout en se rappelant que $v_{z1} = \partial \xi_z / \partial t$:

$$-i\omega\alpha + \rho g \left(-i \frac{\alpha k}{\rho\omega} \right) = 0 \text{ ou : } \omega^2 = -gk. \quad (10)$$

Ainsi, on obtient le taux de croissance linéaire de l'instabilité Rayleigh-Taylor.

L'IRT dans les plasmas avec champ magnétique

L'instabilité Rayleigh-Taylor joue un rôle très important dans les applications de fusion inertielle. En fait, l'instabilité Rayleigh-Taylor dans les plasmas et surtout dans les plasmas magnétisés représente une branche très importante de physique des plasmas. Au lieu de la gravité \mathbf{g} , dans les plasmas on a soit l'accélération effective (*par exemple, dans les cas d'ablation par laser*), soit la courbure des lignes du champ magnétique $\mathbf{g}_{eff} = (\mathbf{B}\nabla\mathbf{B})/4\pi\rho$.

De nombreux articles sont consacrés à l'étude de l'instabilité Rayleigh-Taylor dans les plasmas (J.D. Huba et al., A.L. Velikovich, A.B. Bud'ko et al., S.Sen et al., S.M.

Gol'berg et al., V.V. Bychkov et al. [24, 25, 26, 27, 28, 29]). Un tel intérêt est conditionné par le rôle de cette instabilité en astrophysique, dans les expériences de génération du rayonnement X, dans l'ablation de type laser, dans les Z-pinches, la fusion inertielle etc. Certains travaux se concentrent sur l'étude des particularités de l'instabilité et d'autres proposent les méthodes de suppression de l'instabilité.

Il a été proposé de supprimer l'instabilité Rayleigh-Taylor, par exemple, par le cisaillement (« *shear* ») du champ magnétique (A.B. Bud'ko et al. [26]). Autrement dit, si l'on ajoute un certain champ magnétique axial dans la géométrie d'un Z-pinch, le taux de croissance de l'instabilité va diminuer.

Un autre instrument de suppression de l'instabilité est le mécanisme du « chasse-neige » (S.M. Gol'berg et al. [28]). Quand une coquille commence à se serrer, elle collecte pendant son trajet de la matière et devient plus épaisse. En résultat la compression est beaucoup plus stable. Notamment, c'est ce phénomène qui est à la base de l'amélioration de la compression dans les schémas de coquilles multiples.

L'instabilité Rayleigh-Taylor pendant l'ablation (*par laser*) a ses propres spécificités. Le taux de croissance dans ce cas est plus faible que dans le cas classique : $\gamma_{ablation} \approx 0.9\sqrt{g_{eff}k} - 3uk$, u est la vitesse d'onde d'ablation dans la matière. Cette formule est presque phénoménologique. V.V. Bychkov et al. [29] l'ont utilisée dans une approche auto-cohérente afin d'obtenir une solution quasi-analytique.

S. Sen et al. [27] proposent d'utiliser le « shear » de la vitesse $V'(r)$ ou la courbure $V''(r)$ afin de supprimer les instabilités de basse fréquence ($\omega < \omega_{Bi}$). En particulier, ils étudient l'instabilité Rayleigh-Taylor et ils montrent que le signe de la courbure $V''(r)$ définit soit l'excitation soit la suppression de l'instabilité.

Il est intéressant d'étudier les problèmes dans les plasmas magnétisés où le gradient de la densité ∇n à travers la surface est fini, i.e. $\nabla n \neq \infty$. A.L. Velikovich [25] a utilisé la distribution modèle de la densité $n \sim z^m$ et ils ont obtenu la solution analytique pour le taux de croissance. Le profil continu de densité mène à la réduction du taux de croissance.

L'influence du rayon de Larmor fini sur l'évolution de l'instabilité Rayleigh-Taylor a été étudiée dans S.Sen et al. [27]. Le rayon fini change essentiellement le taux de croissance, principalement dans le sens de sa réduction.

Organisation de la thèse

Dans le premier chapitre il s'agit de décrire l'instabilité de type Rayleigh-Taylor dans les plasmas magnétisés. On étudie l'influence de la diffusion Hall du champ magnétique sur le taux de croissance de l'instabilité. On obtient des solutions auto-similaires pour l'élargissement du profil initial et pour l'onde de pénétration du champ magnétique.

Le chapitre 2 est consacré à la méthode de suppression de l'instabilité Rayleigh-Taylor par des oscillations externes du système. On considère le cas général de l'instabilité, c'est-à-dire deux fluides incompressibles visqueux dans le champ de gravitation. On obtient l'expression précise analytique du taux de croissance et on analyse l'influence des paramètres de « pompage » du système sur l'instabilité. Les résultats de ce chapitre peuvent être appliqués à une grande diversité de situations, en hydrodynamique classique, jusqu'aux plasmas astrophysiques.

Le chapitre 3 représente une tentative de comprendre l'effet de stabilité améliorée observée dans certaines expériences. Il se trouve que les implosions des coquilles à fils beaucoup plus efficace que les implosions des coquilles classiques (*gaz puff, liners etc.*) (T.W.L. Sanford et al., C.Deeney et al., R.B. Spielman et al. [30, 31, 32]). En utilisant un modèle simplifié de la surface gaufrée entre le plasma et le champ magnétique on résout le problème et on montre que le couplage des modes de l'instabilité en présence du champ magnétique peut effectivement réduire le taux de croissance. En concordance avec les expériences la stabilisation augmente au fur et à mesure que le nombre des fils croît.

Le chapitre 4 représente, en fait, une évolution du plasma dans un COP après les phénomènes décrits dans le chapitre 1. Autrement dit, on s'intéresse à la dynamique du plasma après la pénétration du champ magnétique dans le système. On montré la

possibilité d'existence d'une onde de raréfaction forte dans les cas avec et sans collisions. Cette onde se manifeste grâce à l'accélération des ions par le champ électrique Hall dans la couche de courant près de la cathode. Puis elle se propage à travers le plasma quasi-neutre vers l'anode et elle peut créer une chute de la densité derrière le front de plus d'un ordre de grandeur. C'est le phénomène de la rupture de plasma et de l'ouverture d'un COP. Le niveau de l'inhomogénéité du plasma peut être suffisamment bas afin de supporter la raréfaction qui est déjà forte. On a étudié l'exemple de l'onde la plus rapide existante pour certains profils de la densité du plasma et du champ magnétique.

Références

1. Lord Rayleigh, Scientific Papers, Vol.II (Cambridge Univ. Press, Cambridge, England, 1900), p.200.
2. G.I. Taylor, Proc. R. Soc. London Ser. A 201 (1950) 192.
3. J.C. Allred, G.H. Blount, "Experimental studies of Taylor instability", Los Alamos National Laboratory report LA-1600 (1953).
4. D.H. Sharp, Physica 12D (1984) 3-18.
5. L. Smarr, J.R. Wilson, M.D. Smith, Ap. J. 246 (1981) 515.
6. M.L. Norman, L.Smarr, J.R. Wilson et al., Ap. J. 247 (1981) 52.
7. W.C. Mead, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1273.
8. R.L. McCrory, L. Montierth, R.L. Morse et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 336.
9. R.G. Evans, A.J. Bennett et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1639.
10. M.H. Emery, J.H. Gardner et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 677.
11. R.A. Gerwin, R.C. Malone, Nucl. Fusion 19 (1979) 155.
12. D.J. Lewis, Proc. R. Soc. London Ser. A 202 (1950) 81.
13. G. Birkoff, "Taylor Instability and Laminar Mixing", Los Alamos National Laboratory report LA-1862 (1955).
14. M. Mitchner, R.K.M. Landshoff, Phys. Fluids 7 (1964) 862.
15. M.S. Plesset, D.-Y. Hsieh, Phys. Fluids 7 (1964) 1099.
16. G.H. Wolf, Z.Physik 227 (1969) 291.
17. R.D. Richtmyer, Comm. Pure and Appl. Math. 13 (1960) 297.
18. S. Chandrasekhar, Hydrodynamics and Hydromagnetic stability (Oxford Univ. Press, 1961), Chap.X.
19. R. LeLevier, G.J. Lasher, F. Bjorklund, "Effect of a Density Gradient on Taylor Instability", Lawrence Livermore Laboratory report UCRL-4459 (1955).
20. J.N. Hunt, Appl. Sci. Res. A 10 (1961) 45.
21. R. Menikoff, R.C. Mjolsness, .H. Sharp, C. Zemach, Phys. Fluids 20 (1977) 2000.
22. R. Menikoff, , R.C. Mjolsness et al., Phys. Fluids 21 (1978) 1674.
23. R.A. Axford, "Initial Value Problems of the Rayleigh-Taylor Instability Type", Los Alamos National Laboratory report LA-1321 (1951).

-
24. J.D. Huba, A.B. Hassam, P.Satyanarayana, Phys. Fluids B **1** (4), p. 931, 1989
 25. A.L. Velikovich, Phys Fluids B **3** (2), p.492, 1991.
 26. A.B. Bud'ko, M.A. Liberman, A.L. Velikovich, Phys. Fluids B **2** (6), p. 1159, 1990.
 27. S. Sen, R.G. Storer, Phys. Plasmas **4** (10), p. 3731, 1997.
 28. S.M. Gol'berg, A.L. Velikovich, Phys. Fluids B **5** (4), p. 1164, 1993.
 29. V.V. Bychkov, S.M. Golberg, M.A. Liberman, Phys. Plasmas **1** (9), p.2976, 1994.
 30. T.W.L. Sanford, G.O. Allshouse, B.M. Marder et al., Phys.Rev.Lett. **77**, 5063 (1996).
 31. C. Deeney, T.J. Nash, R.B. Spielman et al., Phys.Rev. E **56**, 5945 (1997).
 32. R.B. Spielman, C. Deeney, G.A. Chandler et al., Phys. Plasmas, **5**, 2105 (1998).