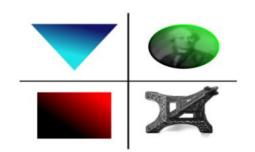




### ETUDE DU DESEQUILIBRE D'EVAPORATION ET DE L'INSTABILITE DE RECUL D'UNE GOUTTE DANS UN ENVIRONNEMENT DE GAZ BRULES SOUMIS A UNE EXCITATION ACOUSTIQUE, DANS LE CADRE DES ETUDES DE STABILITE HAUTE FREQUENCE DES MOTEURS A ERGOLS LIQUIDES

Par Roger Prud'homme<sup>1</sup> et Yves Mauriot<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut Dalembert, UPMC/CNRS UMR 7190, Paris <u>roger.prud\_homme@upmc.fr</u>, <sup>2</sup>DEFA/ONERA Châtillon <u>yves.mauriot@onera.fr</u>





Institut Jean Le Rond d'Alembert UMR 7190

- Introduction
- 1. Relaxation d'évaporation
- 2. Instabilité de recul
- 3. Résultats de calcul
- Conclusion

### Introduction

- La combustion de gouttes sous champ acoustique a fait l'objet de nombreuses études pour déterminer le rôle de l'évaporation sur les caractéristiques d'instabilité. Parmi les hypothèses adoptées, les modélisations supposent généralement l'équilibre local de l'évaporation à l'interface. Nous voulons déterminer ici les conditions de validité de cette hypothèse, sans remettre en cause a priori les autres hypothèses classiques du modèle, en particulier : symétrie sphérique, évolution quasistationnaire en phase gazeuse, instationnarité de la phase liquide pure avec conduction thermique.
- Un autre phénomène possible concerne le *recul différentiel de la vapeur*. Dans le cas d'évaporation rapide une différence de pression se manifeste entre les deux côtés de l'interface même si cette dernière est plane. Cette différence de pression est proportionnelle au carré du débit (habituellement on néglige ce terme) et la force qui en résulte agit vers le fluide le plus dense, c'est-à-dire le liquide. Une évaporation très rapide peut même causer une déformation locale, c'est l'instabilité de Hickman.

L'équilibre local d'évaporation

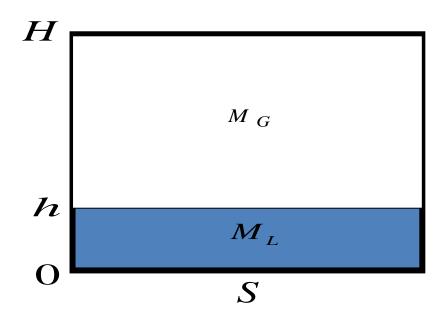
$$\mu_{FL} = \mu_{FV}$$

• Le déséquilibre local d'évaporation

$$\dot{m} = \left(\frac{\mathcal{M}}{2\pi R}\right)^{1/2} \left(\alpha_{v} \frac{p_{sat}}{(T_{S})^{1/2}} - \alpha_{c} \frac{p^{+}}{(T^{+})^{1/2}}\right)$$

- Introduction
- 1. Relaxation d'évaporation
- 2. Instabilité de recul
- 3. Résultats de calcul
- Conclusion

# 1. Relaxation d'évaporation



**Figure 1.** Récipient d'évaporation isotherme, fermé et à volume constant.

### 1.1. Temps caractéristique du processus d'évaporation

#### A l'équilibre d'évaporation condensation

$$p = p_{sat}(T), h = h_e, M = M_L + M_G \cong S(\rho_L h_e + p_{sat} H/rT)$$

#### Evolution en quasi-équilibre

$$h_e = h + \frac{\rho - \rho_e}{\rho_L - \rho_e} (H - h) \cong h + \frac{p - p_{sat}}{\rho_L rT} H$$

$$\frac{dh}{dt} + \frac{\alpha_v}{H} \sqrt{\frac{rT}{2\pi}} (h - h_e) = 0$$

#### Temps de relaxation

$$\tau_{vap} = H \sqrt{2\pi} / \left(\alpha \sqrt{rT}\right)$$

### 1.2. Temps caractéristique de diffusion

$$\tau_{m\acute{e}c} = \tau_{diff} = H^2/\kappa$$

Pour la couche plane, au repos (Figure 1), l'épaisseur de diffusion thermique dans le gaz est simplement la hauteur H du récipient, si on considère que l'apport thermique vient du haut de celui-ci.

Dans le cas de la goutte alimentée de diamètre  $\overline{d}$ , l'épaisseur de diffusion est, si l'on considère la zone où a lieu 90% de l'évolution thermique :

$$H = \delta = \overline{d} \ln \left(1 + \overline{B}_T - 0.1 \overline{B}_T\right) / 2 \left[\ln \left(1 + \overline{B}_T\right) - \ln \left(1 + \overline{B}_T - 0.1 \overline{B}_T\right)\right]$$

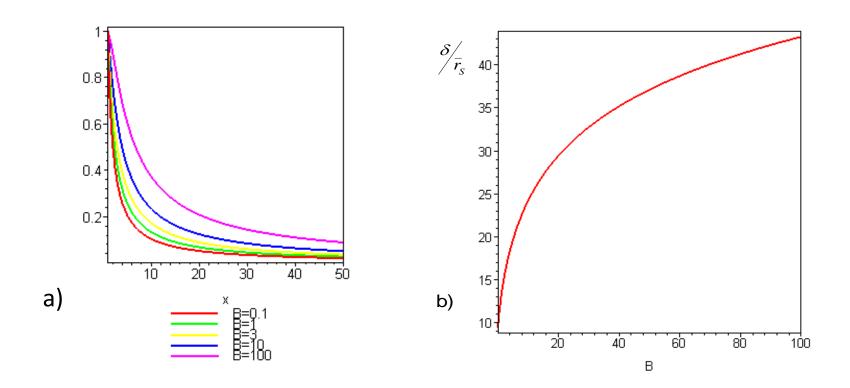


Figure 2. Calcul de l'épaisseur de diffusion thermique  $\delta$ . a) Evolution de la température réduite  $\overline{\Theta} = (\overline{T}_{\infty} - \overline{T})/(\overline{T}_{\infty} - \overline{T}_S)$  en fonction du rayon réduit  $x = r/\overline{r}_S$  pour différentes valeurs du paramètre de Spalding b) Epaisseur thermique relative  $\delta/\overline{r}_S$  obtenue avec  $\overline{\Theta} = 0,1$  pour B variant de 1 à 10

### 1.3. Nombre de Damköhler d'évaporation

$$Da = \tau_{diff} / \tau_{vap} = (\alpha_v \delta / \kappa) \sqrt{rT/2\pi}$$

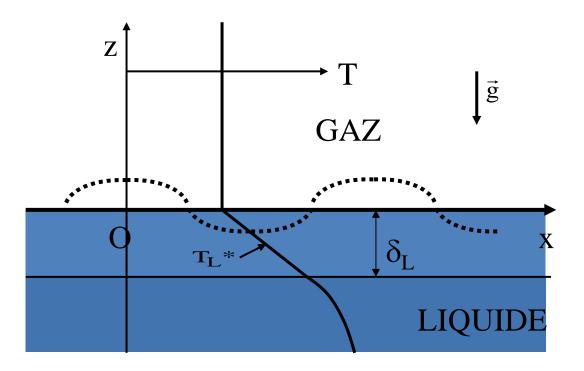
On couvre l'ensemble des situations d'équilibre d'évaporation (prise en compte de la période acoustique et du temps de vie de la goutte) en assurant la condition :

$$\sup \left(1, q_T \frac{u}{\theta}, q_T \frac{6\pi}{\theta}\right) << Da$$

avec: 
$$q_T = \frac{1}{6\pi} \frac{\tau_{diff}}{\tilde{\tau}_T} = \frac{3}{2\pi} \frac{\tau_{diff}}{\bar{\tau}_T}$$

- Introduction
- 1. Relaxation d'évaporation
- 2. Instabilité de recul
- 3. Résultats de calcul
- Conclusion

## 2. Instabilité de recul



**Figure 3.** Configuration étudiée par Palmer

# 2.1. Le nombre de Hickman et l'évaporation sous vide d'une couche plane

$$Hi = \left(\frac{d\dot{m}}{dT}\right)^* \frac{\dot{m}^* \beta_L \ \delta_L^2 \mu}{\rho_L \kappa_L \sigma^*} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_L}\right)$$

 $\delta_L$  épaisseur de la couche limite liquide,  $\left(-\beta_L\right)$  gradient thermique dans cette même couche thermique,  $\dot{m}^*$  débit unitaire d'évaporation dans la situation de référence,  $\mu$  viscosité dynamique du gaz,  $\kappa_L$  diffusivité thermique du liquide,  $\sigma^*$  tension de surface de référence, T température,  $\rho$  masse volumique du gaz (la vapeur du liquide),  $\rho_L$  masse volumique du liquide

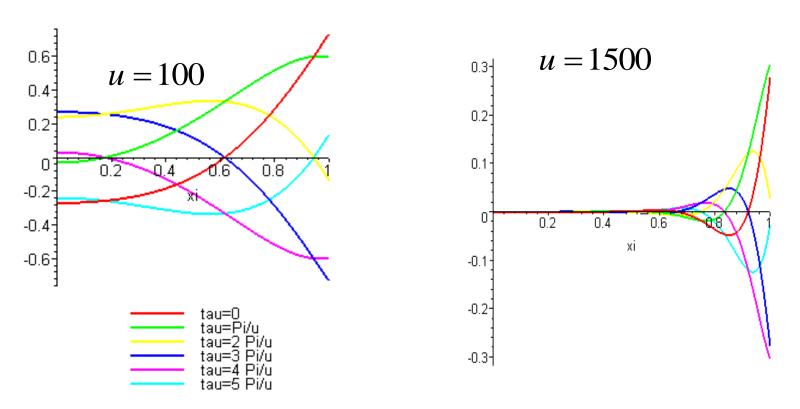
# 2.2. Le nombre de Hickman avec un modèle simplifié de couche plane à l'équilibre local d'évaporation

$$Hi = \left(\frac{H p_{sat}}{rT\tau}\right)^{2} \left(\frac{l}{rT} - 1\right) \left[\frac{1}{T} \left(\frac{l}{rT} - 1\right)^{2} - \frac{b(T+c)}{(T-c)^{3}}\right] \frac{\beta_{L} \delta_{L}^{2} \mu}{\rho_{L} \kappa_{L} \sigma^{*}} \left(\frac{1}{\rho_{V}} - \frac{1}{\rho_{L}}\right)$$

On supprimera l'indice (v) pour désigner la vapeur et on prendra :  $H=\delta$  , épaisseur de la couche de diffusion thermique dans le gaz.

(on a écrit : 
$$\dot{m}^* = \left(\frac{H p_{sat}}{rT \tau}\right)^2 \left(\frac{l}{rT} - 1\right) \text{ avec } \tau = \left|\frac{dt}{d \ln T}\right| = Cte$$

### 2.3. Cas de la goutte soumise à des perturbations acoustiques



**Figure 4.** Deux exemples de champ de température réduite résultant de la perturbation de pression de chambre, en fonction du rayon réduit à différents Instants.

 $\tau = t/\overline{\tau}_{v}$ ,  $\xi = r/\overline{r}_{S}$ , A = 10, B = 100,  $\theta = \overline{\tau}_{v}/\widetilde{\tau}_{T} = 15$ 

# Evaluation de la profondeur de pénétration $\delta_L$ des ondes acoustiques

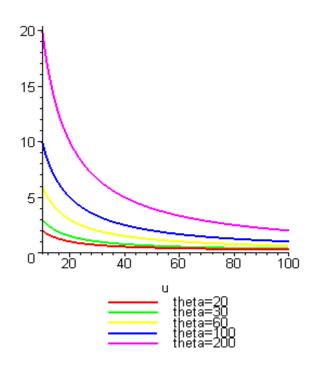
Les gradients thermiques internes à la goutte proviennent des perturbations HF en provenance de la chambre et transmises par le gaz dans tout ou partie de la goutte. En effet, la configuration de référence est celle du régime stabilisé pour lequel la température de la goutte est uniforme, contrairement à la température du gaz.

(Idéalement, le champ thermique est à symétrie sphérique et produit des variations de densité sources de mouvements convectifs).

Si l'on ne prend pas en compte la convection thermique due à l'alimentation de la goutte, on montre que :

$$\delta_L/\bar{r}_S \approx |1/E(u,\theta)|$$

$$E(u,\theta) = 1 - (1+i)\sqrt{\frac{3u}{2\theta}} \coth\left[(1+i)\sqrt{\frac{3u}{2\theta}}\right]$$



**Figure 5.** Calcul de l'épaisseur  $\delta_L$ Courbes donnant  $\delta_L/\bar{r}_S$  en fonction de u pour différentes valeurs de

$$Hi = \left(\frac{\delta u}{6\pi \bar{\tau}_{v}}\right)^{2} \left(\frac{\bar{p}_{C}}{r\bar{T}_{S}}\right)^{2} \left(\frac{l}{r\bar{T}_{S}} - 1\right) \left[\frac{1}{\bar{T}_{S}} \left(\frac{l}{r\bar{T}_{S}} - 1\right)^{2} - \frac{b(\bar{T}_{S} + c)}{(\bar{T}_{S} - c)^{3}}\right] \frac{\beta_{L} \delta_{L}^{2} \mu}{\rho_{L} \kappa_{L} \sigma^{*}} \left(\frac{1}{\bar{\rho}_{G}} - \frac{1}{\rho_{L}}\right)$$

- Introduction
- 1. Relaxation d'évaporation
- 2. Instabilité de recul
- 3. Résultats de calcul
- Conclusion

### 3. Résultats de calcul

- Huit couples d'ergols ont été étudiés :  $LOX-H_2$ ,  $LH_2-O_2$ ,  $LOX-CH_4$ ,  $LCH_4-O_2$ ,  $LOX-CH_{22}$ ,  $LC_{10}H_{22}-O_2$ ,  $LN_2O_4$ -MMH, et LMMH- $N_2O_4$  (le n-décane représentant ici le kérosène car le modèle de dynamique d'évaporation ne traite pour l'instant que des gouttes mono-composant) [7]
- [7] Mauriot Y., Prud'homme R., Etude des instabilités haute fréquence. Rapport ONERA RT 5/16530 DEFA-Décembre 2011.

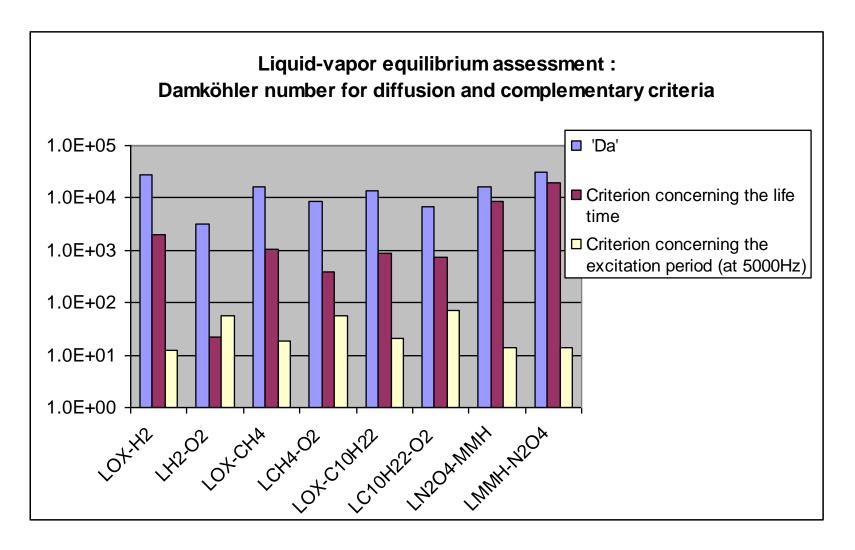


Figure 6 : Vérification de l'équilibre liquide-vapeur pour une goutte au repos

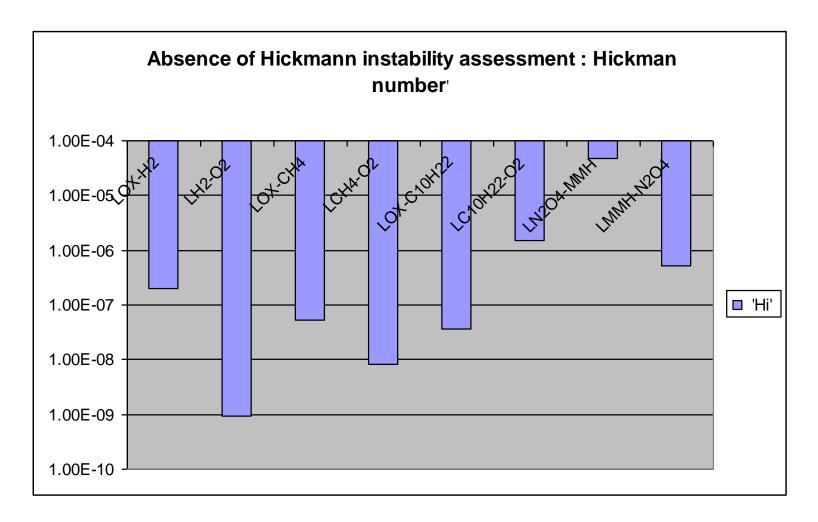


Figure 7 : Valeurs du nombre de Hickman critique pour une goutte au repos

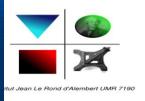
- Introduction
- 1. Relaxation d'évaporation
- 2. Instabilité de recul
- 3. Résultats de calcul
- Conclusion

### Conclusion

- Sur l'équilibre local d'évaporation :
- i. Nous nous sommes placés ici dans le cas d'une goutte au repos. Il sera nécessaire d'étendre l'analyse au cas d'une goutte soumise à un écoulement.
- ii. En outre, nous avons adopté par hypothèse, faute de données, une valeur unitaire des coefficients d'évaporation et de condensation pour l'ensemble des espèces envisagées. Ces coefficients sont effectivement, pour de nombreuses espèces étudiées, voisins de l'unité, et lorsque ce n'est pas le cas, supérieurs à 0.01, d'après la compilation effectuée par Pound [8] qui ne comprend cependant aucune des espèces qui nous intéresse ici. Une recherche bibliographique plus approfondie serait donc à effectuer, concernant les valeurs des coefficients d'évaporation et de condensation des ergols usuels.









# Conclusion (suite)

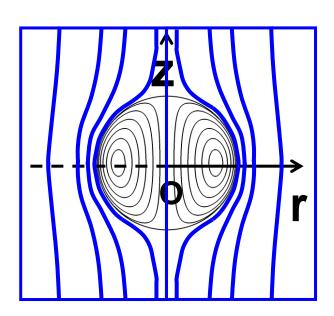
- iii. Enfin, la triple condition d'équilibre a été formulée pour une interface plane ; il serait en toute rigueur nécessaire de la transposer au cas de la géométrie sphérique.
- Les ordres de grandeurs très faibles, inférieurs à 10<sup>-4</sup>, obtenus pour le nombre de Hickman suggèrent l'absence d'instabilité. Cependant, les résultats de Palmer montrent que le problème est complexe et dépend des valeurs de plusieurs nombres sans dimension à déterminer. D'autre part, il serait utile de transposer l'expression du nombre de Hickman que nous avons établie au cas de la géométrie sphérique de l'interface, en tenant compte en outre d'un écoulement externe.

# Autres phénomènes

 D'autres phénomènes non pris en compte par le modèle actuel de goutte en évaporation sont susceptibles d'intervenir (l'instabilité thermoconvective, l'effet Marangoni et l'instabilité thermocapillaire, la diffusion instationnaire dans la phase gazeuse, les effets de la turbulence externe à différentes échelles).

## Exemples

 Vortex de Hill généré par un écoulement extérieur



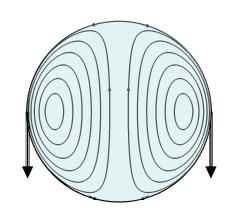
## **Exemples**

Vortex de Hill généré
 par un gradient thermique

-Naissance d'un vortex Visualisation expérimentale dans le cas d'une injection courte (Gharib et al., 1998)

-Instabilité thermocapillaire en couche sphérique Interface libre déformable avec Surface adiabatique (Bi=0), pour Différentes valeurs du nombre de crispation Cr (Wilson,S.K. 1994)





$$\vec{\mathbf{U}}_{SG} = \frac{\sigma_T \, a}{2 \, \mu} \vec{\mathbf{G}}$$



