



# **Etude Théorique du Changement de Phase dans l'Interface d'une Garniture Mécanique d'Etanchéité.**

Fabien Migout, Noël Brunetière, Bernard Tournier

## **► To cite this version:**

Fabien Migout, Noël Brunetière, Bernard Tournier. Etude Théorique du Changement de Phase dans l'Interface d'une Garniture Mécanique d'Etanchéité.. CFM 2009 - 19ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2009, Marseille, France. <hal-03391394>

**HAL Id: hal-03391394**

**<https://hal.science/hal-03391394v1>**

Submitted on 21 Oct 2021

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

# Étude théorique du changement de phase dans un contact de garniture mécanique d'étanchéité.

F. MIGOUT, N. BRUNETIERE, B. TOURNERIE.

Laboratoire de Mécanique des Solides, Université de Poitiers, UMR CNRS 6610, SP2MI Bd Marie et Pierre CURIE, BP 30179, 86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France.

## Résumé :

*Le bon fonctionnement d'une garniture mécanique dépend des caractéristiques du fluide lubrifiant ses faces. Le changement de phase du fluide peut avoir des conséquences néfastes.*

*Un algorithme numérique de prédiction du comportement du film lubrifiant utilisant la théorie des fluides homogènes et prenant en compte les transferts de chaleur sera présenté. Nous discuterons des résultats.*

## Abstract:

*The sound functioning of a mechanical face seal depends on the characteristics of the fluid lubricating its faces. Phase change in the sealing interface could lead to failure.*

*A numerical algorithm for predicting the fluid film behaviour, based on the homogenous fluid theory and taking into account heat transfer will be presented. We will first present the algorithm and then the results.*

**Mots clefs :** garniture mécanique, film fluide, changement de phase, fluide homogène.

## 1 Introduction.

Les garnitures mécaniques d'étanchéité (GM) sont un des éléments constitutifs des machines tournantes les plus critiques. En effet, de leur intégrité dépend le bon fonctionnement des applications où elles sont utilisées. On les schématise par deux couronnes parallèles séparées par un film fluide (figure 1) dont l'épaisseur est de l'ordre du micron (voire du dixième de micron). Dans les processus utilisant l'eau comme liquide de refroidissement (centrales nucléaires, moteurs d'automobile,...), le changement de phase, en modifiant la distribution de pression dans l'interface, peut conduire à un contact des faces qui risquerait de les détériorer. Pour des processus utilisant des fluides nocifs, toxiques, dangereux pour les personnes ou l'environnement, le changement de phase à l'interface des GM produirait des émissions fugitives non souhaitées.

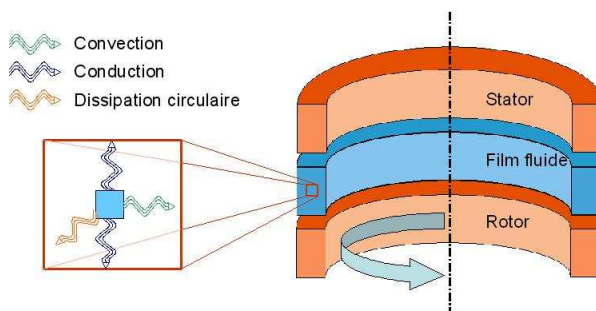


FIG. 1 - Schématisation d'une GM et des transferts de chaleurs.

Dans la littérature scientifique, on trouve relativement peu de travaux traitant de ce sujet appliqué aux GM. Deux théories ont été explorées : le changement de phase discret et la théorie des fluides homogènes. Le changement de phase discret consiste à traiter le film fluide en deux zones [1], l'une étant constituée de

liquide pur et la seconde de vapeur. Dans cette modélisation le fluide passe brutalement de l'état liquide à l'état gazeux.

La seconde voie consiste à traiter le fluide comme un mélange liquide-vapeur [2, 3] en introduisant un terme appelé fraction de vapeur. Il indique la proportion locale de vapeur dans le mélange. Cette démarche permet de concevoir le changement de phase de manière progressive. Nous utilisons cette méthode, et la décrirons dans la section suivante.

A la méthode de prédiction de l'état du fluide lubrifiant l'interface est couplée un module éléments finis qui permet de prendre en compte les flux de chaleur aux parois et dans les solides (figure 1). Ces derniers ont un effet prépondérant sur la répartition des températures et donc sur le changement de phase. En outre, le modèle développé est transitoire, le phénomène de changement de phase dans les GM ayant généralement un caractère non-stationnaire.

## 2 Modèle numérique.

Après avoir posé les conditions et établi les hypothèses, nous exposerons dans les paragraphes suivants les équations et les démarches utilisées dans notre modèle transitoire.

### 2.1 Hypothèses.

Nous considérons le problème axisymétrique. Nous nous plaçons dans le cas d'une GM correspondant à la configuration de notre banc d'essais, à savoir une GM pressurisée par le rayon intérieur (figure 2). Le fluide à étanchéifier est de l'eau. Le fait de se placer dans une telle configuration nous permettra par la suite de valider le code de calcul à partir des résultats expérimentaux. Cependant, il faut préciser que dans la majeure partie des processus industriels, les GM utilisées sont à pression externe. Toutefois les équations sont inchangées.

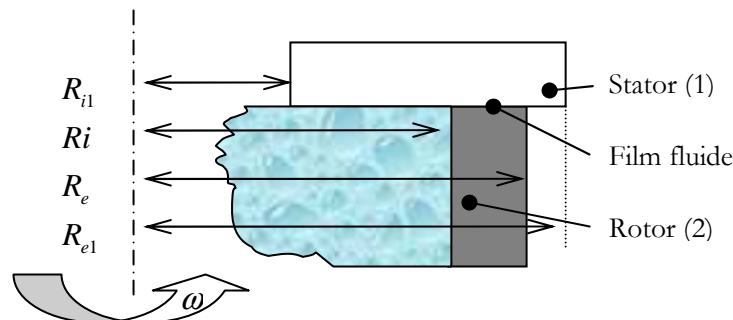


FIG. 2 - Configuration axisymétrique de la GM

La faible épaisseur de film et les conditions de fonctionnement rendent les forces d'inertie négligeables devant les forces visqueuses dans l'écoulement. Il est donc possible d'utiliser l'équation de Reynolds pour déterminer le champ de pression dans le film. En utilisant la théorie des fluides homogènes, on détermine  $\rho$ , la masse volumique du mélange à partir de l'équation (1), où  $\lambda$  est la fraction massique de vapeur, aussi appelée qualité. Nous utiliserons le modèle de McAdams pour décrire la viscosité du mélange [4]. Ce dernier décrit la viscosité dynamique  $\mu$  du mélange en fonction de celle de la phase vapeur, de celle de la phase liquide et de la qualité (2).

$$\frac{1}{\rho_{\text{mélange}}} = \lambda \frac{1}{\rho_{\text{vapeur}}} + (1 - \lambda) \frac{1}{\rho_{\text{liquide}}} \quad (1)$$

$$\frac{1}{\mu_{\text{mélange}}} = \lambda \frac{1}{\mu_{\text{vapeur}}} + (1 - \lambda) \frac{1}{\mu_{\text{liquide}}} \quad (2)$$

La distribution de température à l'interface est obtenue par résolution de l'équation de l'énergie dans le film fluide, en tenant compte des flux de chaleur aux parois. Dans les zones de changement de phase, la température du fluide est égale à la température de saturation pour la pression calculée. Nous déterminons pour ces régions la qualité en considérant l'enthalpie de vaporisation. Les équations dans le film sont résolues

par la méthode des volumes finis, alors que les flux et les températures aux parois ainsi que dans les solides sont déterminées par la méthode des éléments finis. La principale difficulté dans le traitement de ce problème résulte de l'interaction entre tous les paramètres. En effet, les caractéristiques du fluide (viscosité, masse volumique, ...) sont influencées par la pression, la température et la qualité.

## 2.2 Équations régissant le modèle théorique.

L'équation de Reynolds régit la répartition de la pression dans le film fluide. En supposant la masse volumique constante dans le volume de contrôle  $\Omega$  (figure 3) on écrit l'équation du bilan de masse (3), où  $\rho$  est la masse volumique issue de l'équation (1). On la donne sous sa forme discrète (4).

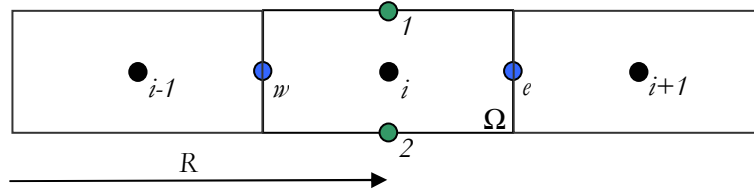


FIG. 3 – Représentation du maillage du film fluide.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega + \int_{\partial\Omega} \rho \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (3)$$

On a :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega &= \frac{\partial}{\partial t} (\rho \Omega) = \frac{\partial \rho}{\partial t} \Omega + \rho \cdot \frac{\partial \Omega}{\partial t} \\ \int_{\partial\Omega} \rho \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} dA &= -\dot{m}_w + \dot{m}_e \\ \text{Où : } \dot{m} &= 2\pi R \int_0^h \rho V_R dz = -\pi R \cdot \frac{\rho}{\mu} \cdot \frac{dP}{dR} \cdot \frac{h^3}{12} \end{aligned}$$

Il vient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot 2\pi R \Delta R h + \rho 2\pi R \Delta R \frac{\partial h}{\partial t} + \pi R_w \frac{1}{v_w} \frac{dP}{dR} \Big|_w \frac{h_w^3}{12} - \pi R_e \frac{1}{v_e} \frac{dP}{dR} \Big|_e \frac{h_e^3}{12} = 0 \quad (4)$$

Les conditions aux limites sont telles que la pression au rayon intérieur est égale à la pression du fluide à étanchéifier, et que, la pression au rayon extérieur est égale à la pression atmosphérique.

L'équation de l'énergie (5), dans le film s'exprime de la manière suivante.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho i d\Omega - \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} P d\Omega + \int_{\partial\Omega/e.w} \rho i \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} dS - \int_{\partial\Omega/e.w} P \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} dS = - \int_{\partial\Omega/e.w.1.2} P \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} dS + \int_{\partial\Omega/1.2} \tau_{z\theta} \cdot V_{\theta} dS - \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} dS \quad (5)$$

Intégrée sur le volume de contrôle (figure 3), elle s'écrit sous la forme (6), avec  $R$  rayon du nœud courant,  $i$  enthalpie au nœud courant,  $i_w$  et  $i_e$  enthalpie aux frontières du volume  $\Omega$ .  $h$  est l'épaisseur du film au nœud courant,  $\omega$  est la vitesse de rotation,  $P$  la pression au nœud courant, et, pour finir,  $q_1$  et  $q_2$  respectivement le flux de chaleur vers les solides 1 et 2.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho i h) \cdot 2\pi R \Delta R - \dot{m}_w i_w + \dot{m}_e i_e - 2\pi R \Delta R h \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\mu R^2 \omega^2}{h} \cdot 2\pi R \Delta R - (q_1 + q_2) \cdot 2\pi R \Delta R \quad (6)$$

On écrit  $i$ , l'enthalpie du mélange (7) sous la forme qui suit, avec  $T$  la température du film fluide.

$$i = \lambda i_{\text{vapeur}} + (1 - \lambda) i_{\text{liquide}} \quad (7)$$

$$\text{Avec : } i_{\text{liquide}} = T \cdot C p_{\text{liquide}} \quad (8)$$

Et :

$$\begin{aligned} i_{\text{vapeur}} &= T \cdot C_{p_{\text{vapeur}}} + K \\ K &= i_{\text{vaporisation}} - (C_{p_{\text{vapeur}}} - C_{p_{\text{liquide}}})T \end{aligned} \quad (9)$$

La température de saturation (10) s'obtient en fonction de la pression, par une approximation issue des tables thermodynamiques de l'eau.

$$T_{\text{sat}} = 220.34 + 16.7218 \cdot P^{0.19114} \quad (10)$$

La prise en compte du couplage solide-fluide est nécessaire à une représentation réaliste de la répartition des températures lors du changement de phase. L'équation de la chaleur dans les solides s'écrit, en configuration axisymétrique, sous la forme (11), avec  $C_p$  la chaleur massique et  $K$  la conductivité thermique des matériaux considérés.

$$\frac{\rho \cdot C_p}{K} \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) = \frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (11)$$

La loi de Fourier (12), relie le flux de chaleur aux parois avec la température dans les solides. Elle s'écrit comme suit :

$$q = -K \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \quad (12)$$

Notons que la température au travers de l'épaisseur du film est supposée constante et égale à celle de chacune des surfaces.

## 2.3 Démarche de résolution.

Le problème étant transitoire, les calculs sont réalisés dans une boucle temporelle de la manière suivante. A chaque pas de temps, nous calculons en premier lieu la répartition des pressions en résolvant par la méthode des volumes finis l'équation de Reynolds (4), jusqu'à atteindre un critère de convergence acceptable. Ce critère a été défini en comparant les résultats avec une solution analytique. Une fois le champ de pression obtenu, nous déterminons la température de saturation à chaque nœud (10).

En comparant la répartition des températures du film fluide, aux températures de saturation, on définit l'état du fluide qui peut se situer dans trois zones différentes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Zone\_liquide} \\ \text{Zone\_mélange} \\ \text{Zone\_vapeur} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} T < T_{\text{sat}} \Rightarrow \lambda = 0 \\ T = T_{\text{sat}} \Rightarrow 0 < \lambda < 1 \\ T > T_{\text{sat}} \Rightarrow \lambda = 1 \end{array} \right. \left| \begin{array}{l} \text{flux\_imposé} \\ \text{température\_imposée} \\ \text{flux\_imposé} \end{array} \right. \left| \begin{array}{l} \text{calcul\_de\_}T \\ \text{calcul\_de\_}\lambda \\ \text{calcul\_de\_}T \end{array} \right. \quad (13)$$

Pour les zones de liquide et de vapeur, on calcule par la méthode des éléments finis la température dans les solides et aux parois, en imposant un flux de chaleur qui annule l'équation de l'énergie (6), la température dans les zones de mélange étant imposée égale à la température de saturation.

Le flux de chaleur aux parois étant calculé, on détermine, pour les zones de mélange, la répartition de la qualité annulant l'équation de l'énergie (6) par la méthode de Newton.

On vérifie pour chacun des nœuds les inégalités (13) portant sur la température ou sur la qualité. On modifie l'état des nœuds nécessitant un changement de zone. Les variables dépendantes de la qualité, de la pression et de la température, à savoir,  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $\nu$ ,  $C_p$  et  $i$ , sont misent à jour.

On répète l'ensemble du processus jusqu'à ce que les critères de convergence soient vérifiés pour la pression, la température et la qualité. Après convergence, les calculs sont réalisés pour le pas de temps suivant.

## 3 Résultats

Les cas de calcul présentés ci-dessous sont réalisés pour une garniture mécanique de diamètre intérieur de 93mm, et de diamètre extérieur de 101mm. L'épaisseur de film est maintenue constante suivant le rayon et est égale à 2 $\mu$ m. Le rotor est une couronne de 10mm de hauteur ; Il est en carbone avec une masse

volumique de  $1800\text{kg/m}^3$ , une conductivité thermique de  $10\text{W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$  et une chaleur massique de  $470\text{J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}$ . Le stator est considéré comme une paroi adiabatique. Donc, dans l'équation de l'énergie (6)  $q_1$  est égal à 0. Le fluide entre par le rayon intérieur du contact à une pression de 1MPa. La pression externe est de 0,1MPa. La vitesse de rotation est de  $2000\text{rad.s}^{-1}$  et est atteinte en 0,2s. Les calculs ont été réalisés sur une période de temps de 50s. Le régime étant établi après 10s nous présenterons les résultats jusqu'à 15s. L'intervalle de temps pour ces simulations est de 0,02s.

Le film fluide et le rotor sont respectivement représentés par un maillage 1D régulier de 150 noeuds, et par un maillage 2D régulier de 150 noeuds suivant le rayon et de 30 noeuds dans la direction axiale avec un raffinement local près du film. Le fluide utilisé est de l'eau. La température d'alimentation du fluide est de  $380^\circ\text{K}$  pour le cas n°1 et de  $360^\circ\text{K}$  pour le cas n°2. Le rotor est refroidi par convection par le fluide à étanchéifier sur la paroi intérieure (Fig 2), les autres surfaces étant adiabatiques. Le coefficient d'échange vaut  $1000\text{WK}^{-1}\text{m}^{-2}$ .

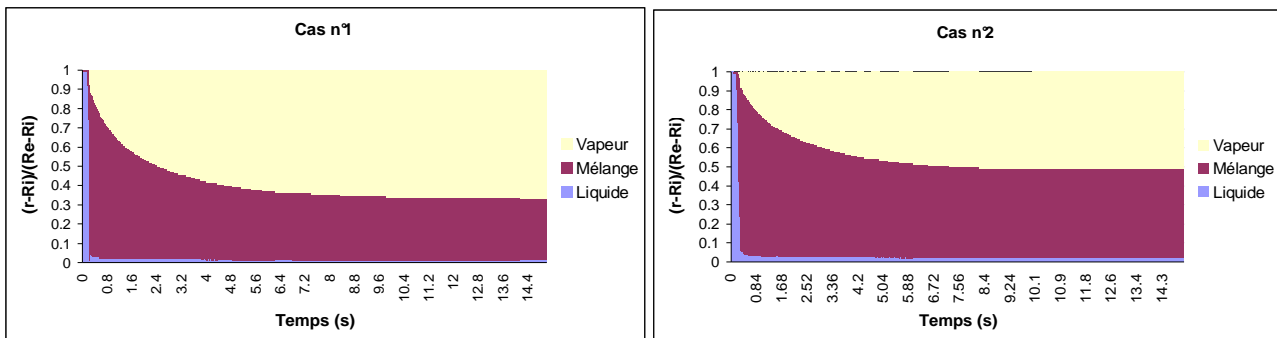


FIG. 4 (1 et 2) – Représentation de la fraction de vapeur selon le rayon en fonction du temps.

Les résultats de la figure 4 (1et2) représentent pour les deux cas, la répartition des zones de liquide, mélange et vapeur suivant le rayon du contact, en fonction du temps. Le film initialement totalement liquide se transforme très rapidement en mélange liquide-vapeur puis en vapeur, lorsque la température des surfaces augmente avec le temps. On remarque qu'en régime établi pour le cas n°1, la proportion de vapeur pur est plus importante que pour le cas n°2, la température du fluide à l'entrée étant plus élevée. On remarque également une zone assez étendue de mélange, qui montre que le changement de phase ne s'opère pas de manière discrète mais de façon progressive.

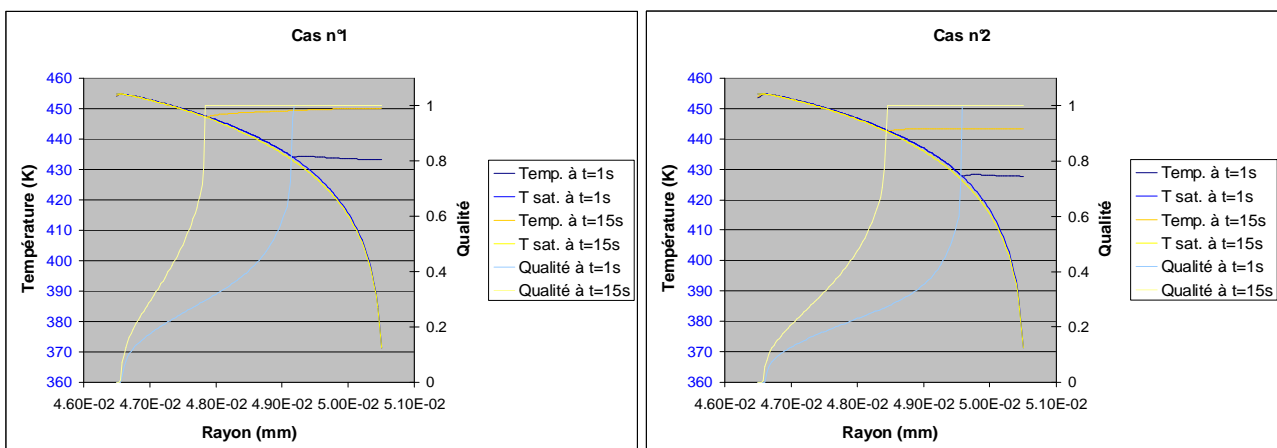


FIG. 5 (1 et 2) – Représentation des températures et de la qualité en fonction du rayon à  $t=1\text{s}$  et  $t=15\text{s}$ .

La figure 5 présente la distribution radiale de température et de qualité à  $t=1\text{s}$  et en régime établi pour les deux configurations étudiées. En outre les courbes de saturations ont été ajoutées, celles-ci étant quasiment superposées pour les deux pas de temps. Ceci est dû aux faibles variations de pression dans le contact qui contrôle la température de saturation (10) entre ces deux instants. On note également une variation croissante de la qualité en fonction du rayon dans les zones de mélanges.

En observant les courbes bleues foncées et oranges, représentant l'évolution de la température selon le rayon, le changement de phase apparaît bénéfique d'un point de vue thermique, puisqu'il permet un refroidissement

du film et des solides. Sous l'effet de la dissipation visqueuse, la température du fluide augmente dans les zones de liquide jusqu'à atteindre la courbe de saturation, et la suit tout au long du changement de phase. Tant que la chaleur apportée par dissipation visqueuse et éventuellement par les solides n'est pas suffisante pour complètement vaporiser le fluide, la température suit la courbe de saturation et diminue. Dans les zones de vapeur pure, la température varie à nouveau indépendamment de la courbe de saturation mais reste quasi constante du fait de la très faible viscosité du fluide en phase vapeur, qui rend la production de chaleur par cisaillement négligeable. Contrairement au cas d'un fonctionnement avec un liquide pur, on noterait une augmentation de la température selon le rayon due au cisaillement du fluide, on observe ici une baisse de température. Plus la zone changement de phase est étendue, plus cette baisse est importante.

On note que la température du fluide à l'entrée du contact est nettement plus élevée que celle d'alimentation. Cette forte élévation est due au flux de chaleur élevé du solide vers le fluide à l'entrée de l'interface.

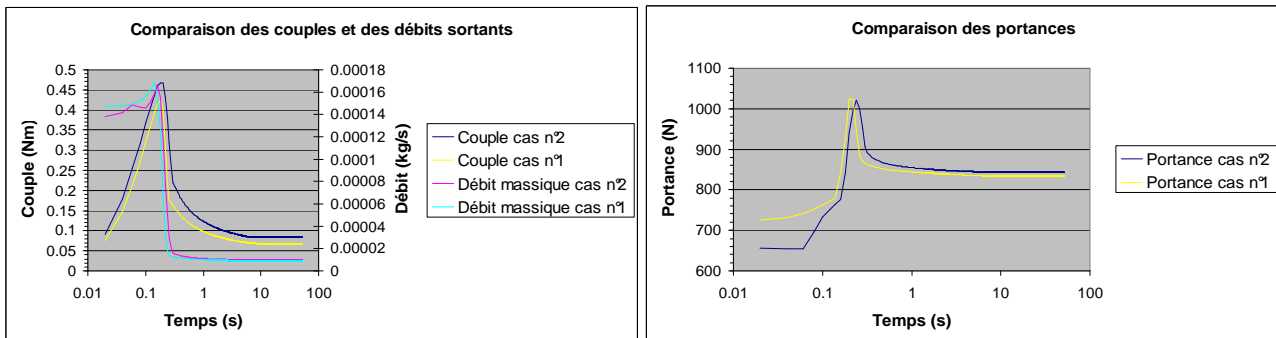


FIG. 6 (1 et 2) – comparaison des couples, débits massiques sortants et portance pour les deux cas.

La figure 6 présente l'évolution temporelle du couple de frottement, de la portance due au champ de pression et du débit massique pour les deux cas étudiés. Ces paramètres évoluent de manière significative car ils sont fortement influencés par les distributions de viscosité et de masse volumique qui varient fortement entre les zones de liquide et de vapeur. On remarque (fig. 6 (1 et 2)) que le couple et la portance présentent un pic respectivement au voisinage 0,18s pour le cas n°1 et 0,22s pour le second. Ils se produisent au moment où le fluide commence à se vaporiser complètement. Simultanément les débits massiques sortants commencent à décroître pour atteindre des valeurs dix fois plus faibles. La couronne de vapeur, en se formant, freine l'écoulement du fluide en raison de sa faible masse volumique.

## 4 Conclusions et Perspectives.

Les résultats de ce premier modèle sont très encourageants. On remarque que pour le cas des garnitures mécaniques, le modèle des fluides homogènes semble plus approprié pour l'étude du changement de phase que l'approche discrète. De plus, ce phénomène a des conséquences bénéfiques, puisque d'une part il contribue à l'abaissement de la température du fluide dans le contact et d'autre part, il concourt à diminuer le débit de fuite, limitant ainsi l'émission de fluide vers l'extérieur.

Dans la réalité, l'épaisseur du film lubrifiant résulte de l'équilibre des forces et est affecté par les déformations thermoélastiques des surfaces. Ces deux aspects seront prochainement pris en compte dans le modèle pour obtenir une représentation plus réaliste d'une garniture mécanique. De plus des résultats expérimentaux en cours de réalisation permettront de valider ce moyen de calcul théorique et d'affiner le modèle.

## Références.

- [1] I. Etsion, M.D. Pascovici, L. Burstein, The Boiling Interface in a Misaligned Two-Phase Mechanical Seal, *Journal of Tribology*, n°119, 265-271, 1997.
- [2] W.F. Hughes, N.S. Winowich, M.J. Birchak, W.C. Kennedy, Phase Change in Liquid Face Seals, *Journal of Lubrication Technology*, Vol 100, 74-80, 1978.
- [3] W.F. Hughes, N.C. Chao, Phase Change in Liquid Face Seals II – Isothermal and Adiabatic Bounds With Real Fluids, *Journal of Lubrication Technology*, Vol 102, 350-359, 1980.
- [4] G.B. Wallis, One-dimensional Two-phase Flow, McGraw-Hill Book Company, 1969