

Analyse du champ de température et de la création d'entropie dans un évaporateur à film tombant

Thermodynamic Analysis of a Falling Film Evaporator

Arnat MAHAMOUDOU^{1*}, Nolwenn LE PIERRÈS¹, Julien RAMOUSSE¹

¹Laboratoire LOCIE, USMB – CNRS UMR 5271

73370 Le Bourget-du-Lac.

*(auteur correspondant : arnat.mahamoudou@univ-smb.fr)

Résumé – Un évaporateur à film tombant est étudié pour des Reynolds du fluide caloporteur de 50 à 1750 afin de déterminer les champs de température et de vitesse mais aussi les créations d'entropie locales en appliquant la Thermodynamique des Processus Irréversibles. Les résultats montrent que la masse évaporée est impactée par le débit du fluide caloporteur, la longueur du film et la différence de température entre l'entrée du film tombant et la température d'évaporation. La création d'entropie quant à elle, est impactée par les propriétés des deux fluides, le débit du fluide caloporteur et la température d'entrée du film tombant.

Mots-clés : Echangeur de chaleur ; Film tombant ; Champ de température ; Création d'entropie ; Echelle locale.

Abstract – This study aims to study a falling film evaporator for Reynolds of heat transfer fluid from 50 to 1750 in order to determine the temperature and velocity fields but also the local entropy generation by applying the Thermodynamics of Irreversible Processes. Results show that the evaporated mass depends on the heat transfer fluid flow rate, the film length and the temperature difference between the saturation temperature and the entrance of the falling film. The entropy generation is impacted by the properties of the two fluids, the flow rate of the heat fluid transfer and the entrance temperature of the falling film.

Keywords: Heat exchanger; Falling film; Temperature profile; Entropy generation; Local scale.

Nomenclature

C_p	capacité calorifique massique, $J.K^{-1}kg^{-1}$	Φ	flux surfacique, $W.m^{-2}$
e	épaisseur de la paroi, m	<i>Indices et exposants</i>	
L	longueur, m	evap	évaporation
L_v	chaleur latente d'évaporation, $J.kg^{-1}$	bulk	mélange
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	f	film tombant
Re	nombre de Reynolds	gen	créée
\dot{S}	création d'entropie, $W.K^{-1}$	htf	fluide caloporteur
T	température, K	in	entrée
u	vitesse du fluide, $m.s^{-1}$	max	maximale
<i>Symboles grecs</i>		moy	moyenne
δ	épaisseur, m	p	paroi
λ	conductivité thermique $W.K^{-1}.m^{-1}$	out	sortie
μ	viscosité dynamique, Pa.s	sat	saturation
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$	th	thermique
$\dot{\sigma}$	création d'entropie volumique, $W.K^{-1}.m^{-3}$	visq	visqueuse

1. Introduction

L'évaporateur à film tombant est un échangeur de chaleur à changement de phase, mettant en jeu un film ruisselant s'évaporant à sa surface libre (Figure 1(a)). Il est largement utilisé dans les machines de réfrigération et de chauffage tels les machines à sorption du fait de son aptitude à fonctionner à des faibles pincements de température avec des coefficients de transferts de chaleur élevés [1] permettant ainsi de réduire la taille des échangeurs. Cette étude consiste à comprendre le comportement local des films ruisselants lors des transferts thermique et hydrodynamique en analysant les profils de température et la création d'entropie. L'étude locale est importante car elle permet de connaître les verrous (conditions de fonctionnement, dimension du composant, nature des fluides) sur lesquels agir pour minimiser la création d'entropie.

2. Description du problème

Le système étudié est décrit sur la figure 1(b). Un film laminaire de fluide incompressible d'épaisseur δ_f s'écoule sous l'effet de la gravité sur une plaque verticale chauffée au moyen d'un fluide caloporteur s'écoulant en co-courant entre deux plaques séparées de δ_{htf} . Ce film est le siège de phénomènes thermiques conduisant à une évaporation à la surface libre, supposée à température de saturation constante le long du film (Pression constante).

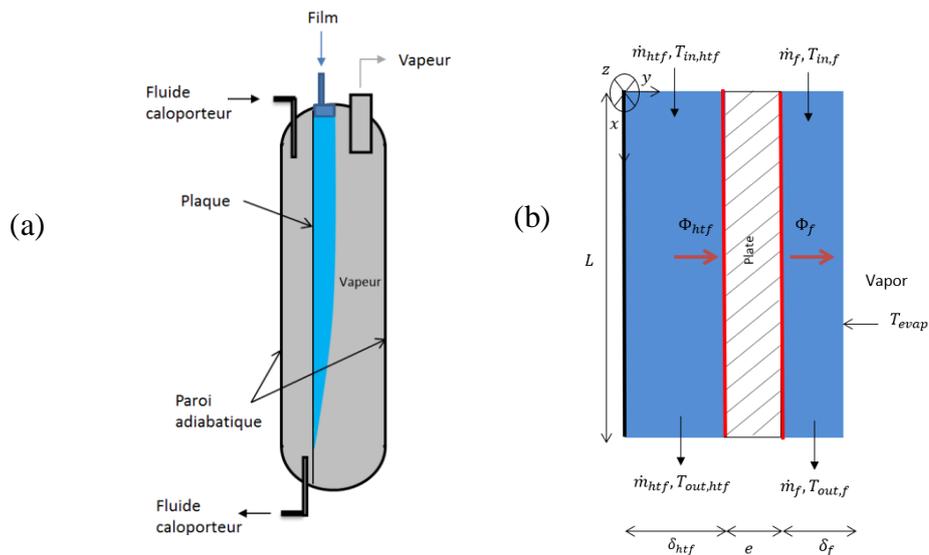


Figure 1 : Evaporateur à film tombant (a), film tombant sur une plaque verticale (b)

Un repère cartésien est considéré pour la résolution du problème comme indiqué sur la figure 1(b). L'origine étant prise à l'entrée de l'échangeur du côté du fluide caloporteur.

2.1. Equations du modèle

Les hypothèses suivantes ont été formulées pour les deux fluides : régime stationnaire, épaisseur et propriétés du film constantes, phénomènes de conduction négligés dans le sens de l'écoulement, température d'évaporation égale à la température de saturation et supposée constante $T_{sat} = T_{evap} = cste$, effets de bords négligés $(\partial T / \partial z) \approx 0$, pas de changement de phase dans l'épaisseur du film et forces de cisaillements négligées à la surface libre. De plus, un profil de Nusselt est supposé pour les profils de vitesse des deux fluides afin de simplifier l'étude, d'autant qu'il est suffisant pour modéliser le problème de film tombant [2]. Le profil de Nusselt stipule que le profil de vitesse est parabolique. De ce fait :

$$\begin{cases} u_{htf}(y) = 4 \cdot u_{htf,max} \left(\frac{y}{\delta_{htf}} - \left(\frac{y}{\delta_{htf}} \right)^2 \right) \\ u_f(y_1) = \frac{\rho_f g}{\mu_f} \delta_f^2 \left(\frac{y_1}{\delta_f} - \frac{1}{2} \left(\frac{y_1}{\delta_f} \right)^2 \right) \text{ où } y_1 = y - \delta_{htf} - e \end{cases}$$

L'équation de la chaleur appliquée au fluide caloporteur et au film tombant en tenant compte des hypothèses s'écrit :

$$\begin{cases} \rho_{htf} C_{p,htf} u_{htf}(y) \frac{\partial T_{htf}(x,y)}{\partial x} = \lambda_{htf} \frac{\partial^2 T_{htf}(x,y)}{\partial y^2} \\ \frac{\partial T_p(x,y)}{\partial y} = \frac{T_f(x, \delta_{htf} + e) - T_{htf}(x, \delta_{htf})}{e} \\ \rho_f C_{p,f} u_f(y) \frac{\partial T_f(x,y)}{\partial x} = \lambda_f \frac{\partial^2 T_f(x,y)}{\partial y^2} \end{cases} \quad (1)$$

Connaissant le débit par unité de largeur (Γ_f), la vitesse moyenne et l'épaisseur du film tombant sont définis comme dans [2], [3], à savoir :

$$\begin{cases} \delta_f = \left(\frac{3\mu_f \Gamma_f}{\rho_f^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} \\ u_{f,m} = \frac{1}{\delta_f} \int u_f(y_1) dy_1 = \frac{\rho_f g}{3\mu_f} \delta_f^2 = \frac{2}{3} u_{f,max} \end{cases} \quad (2)$$

La vitesse maximale du fluide caloporteur est obtenue à partir de la vitesse moyenne u_{moy} pour un débit et une épaisseur de canal imposée.

$$u_{htf,moy} = \frac{\dot{m}_{htf}}{\rho_{htf} * S} = \frac{1}{\delta_{htf}} \int u_{htf}(y) dy = \frac{2}{3} u_{htf,max}$$

La création d'entropie volumique locale ($\dot{\sigma}_{gen}$) dans le film tombant et dans le fluide caloporteur est due aux créations d'entropie d'origine thermique ($\dot{\sigma}_{gen,th}$) et d'origine visqueuse ($\dot{\sigma}_{gen,visq}$) comme indiqué dans l'équation (3) [4].

$$\dot{\sigma}_{gen} = \frac{\lambda}{T(x,y)^2} \left(\frac{\partial T(x,y)}{\partial y} \right)^2 + \frac{\mu}{T(x,y)} \left(\frac{\partial u(y)}{\partial y} \right)^2 \quad (3)$$

2.2. Conditions aux limites du modèle

Les conditions aux limites considérées pour la résolution du problème sont les suivantes :

$$\text{En } y = 0: \quad u_{htf} = 0, \quad \frac{\partial T_{htf}}{\partial y} = 0$$

$$\text{En } y = \delta_{htf}: \quad u_{htf} = 0, \quad \frac{\partial T_{htf}}{\partial y} = \frac{\partial T_p}{\partial y} = \boxed{p}$$

$$\text{En } y = \delta_{htf} + e: \quad u_f = 0, \quad \frac{\partial T_f}{\partial y} = \frac{\partial T_p}{\partial y} = \boxed{p}$$

$$\text{En } y = \delta_{htf} + e + \delta_f: \quad \frac{\partial u_f}{\partial y} = 0, \quad T_f(x, \delta_{htf} + e) = T_{sat} \text{ et } k_f \frac{\partial T_f}{\partial y} = \dot{m}_{evap} L_v$$

La conservation du flux au niveau de la plaque est due au fait que le régime est stationnaire et que la conduction suivant l'axe x est négligeable devant celle suivant y ($\partial T/\partial x \ll \partial T/\partial y$).

3. Méthode de résolution

3.1. Condition de fonctionnement

La résolution du modèle (1) est faite numériquement en utilisant la méthode implicite des différences finies sous Julia [5] dans le cas où les deux fluides sont de l'eau. L'évaporation se fait à une température constante de 300.0 K. La pression de saturation est alors de 3.4 kPa. La chaleur latente d'évaporation est de 2400 kJ.kg⁻¹ [6]. La table 1 résume les conditions de fonctionnement des deux fluides pour un rapport de débit allant de 4 à 140 ainsi que les caractéristiques de la plaque. La température d'entrée du fluide chaud est maintenue à 305.0 K alors que celle du fluide froid prend les valeurs suivantes : 300.0, 300.5, 301.0, 302.0 et 302.5 K. Les masses volumiques des deux fluides sont supposées égales et valent 997.8 kg.m⁻³.

	Epaisseur	Conductivité λ	Capacité calorifique C_p	Débit, Γ	Reynolds
	mm	W.K ⁻¹ .m ⁻¹	J.K ⁻¹ kg ⁻¹	kg/(s.m)	-
Plaque	0.05	500	-	-	-
Fluide caloporteur	0.2	0,61	4178.0	0.04 – 1.4	50 – 1750
Film tombant	0.13	0,61	4178.0	0.01	49.8

Table 2 : Données de l'étude

3.2. Validation du modèle

La création d'entropie globale obtenue par intégration de la création d'entropie thermique volumique est comparée à celle obtenue à partir de l'équation (4) issu d'un bilan entropique, pour validation.

$$\dot{S}_{gen,th} = \frac{\dot{m}_{evap}\Delta H_{liq_vap}}{T_{sat}} + \dot{m}_{htf}C_{p,htf} \ln\left(\frac{T_{bulk,out,htf}}{T_{bulk,in,htf}}\right) + \dot{m}_f C_{p,f} \ln\left(\frac{T_{bulk,out,f}}{T_{bulk,in,f}}\right) \quad (4)$$

Avec

$$T_{bulk} = \frac{\iint \rho C_p u T(x,y) dx dy}{\rho C_p u_{moy} S}$$

Dans les conditions de simulation, les écarts observés entre les deux méthodes de calcul de la création d'entropie globale restent inférieurs à 4%.

4. Interprétation des résultats

Deux cas sont étudiés pour différentes valeurs du nombre de Reynolds du fluide caloporteur : le premier cas est celui où la température d'entrée du film tombant est égale à celle d'évaporation alors que le deuxième cas est celui où les deux températures mentionnées sont différentes (film surchauffé en entrée par rapport à la température d'évaporation).

4.1. Film à température de saturation à l'entrée

Dans ce cas, l'évaporation est exclusivement due à la quantité de chaleur transmise par le fluide caloporteur.

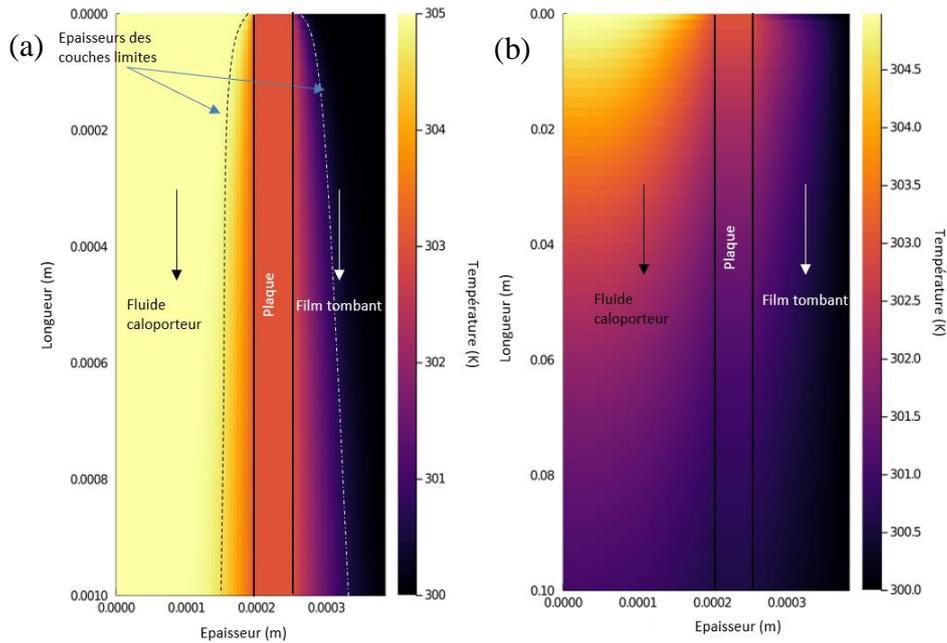


Figure 2 : Champ de température dans l'évaporateur pour $L = 0.001m$ et $L = 0.1 m$ à $Re_{htf} = 250$

A l'entrée de l'évaporateur ($L = 0$), la plaque chauffée transmet de la chaleur au film tombant, conduisant ainsi au développement de la couche limite thermique (figure 2 (a)) – en noir, l'épaisseur de la couche limite du fluide caloporteur et en blanc celle du film ruisselant. Logiquement, le fluide caloporteur se refroidit tout au long de l'évaporateur alors que le film tombant se réchauffe. La figure 2(b) montre le champ de température après établissement des couches limites thermiques.

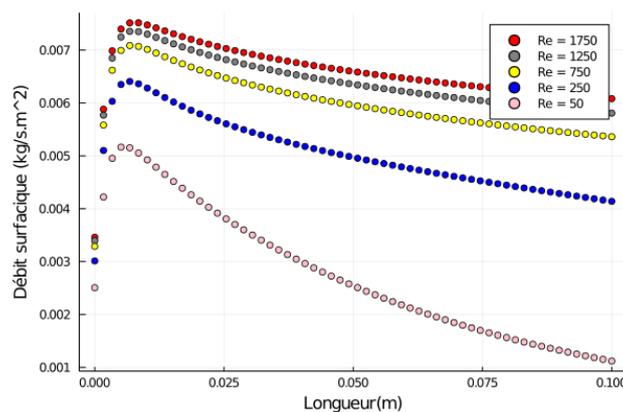


Figure 3 : Débit évaporé à la surface libre du film tombant pour différentes valeurs du nombre de Reynolds du fluide caloporteur

La figure 3 présente l'influence du débit du fluide caloporteur sur la masse évaporée pour un rapport de débit du fluide caloporteur sur le film allant de 4 à 140. Cette dernière augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds du fluide caloporteur qui se traduit par un développement plus rapide de la couche limite thermique du côté du film tombant. De plus, le

débit évaporé augmente rapidement à l'entrée de l'échangeur à cause du gradient de température qui est plus grand à ce niveau, jusqu'à atteindre un maximum après moins de 6 cm. Ensuite, la quantité évaporée diminue du fait de l'hypothèse de température d'évaporation constante tout au long du film. Le débit évaporé représente 2.73% du débit du film pour $Re_{htf} = 50$ et 6.51% pour $Re_{htf} = 1750$ sur 0.1 mètre de longueur ce qui justifie l'hypothèse de l'épaisseur de film constante.

4.2. Film surchauffé en entrée

La température d'entrée du film tombant a aussi un impact sur le développement de la couche limite thermique et par conséquent, sur le débit évaporé. Du fait de la surchauffe, le film subit le développement de deux couches limites : celle due à l'écoulement du fluide caloporteur, du côté de la paroi, et celle due à la surchauffe, du fait du gradient de température qui existe entre la surface d'évaporation et l'entrée du film tombant.

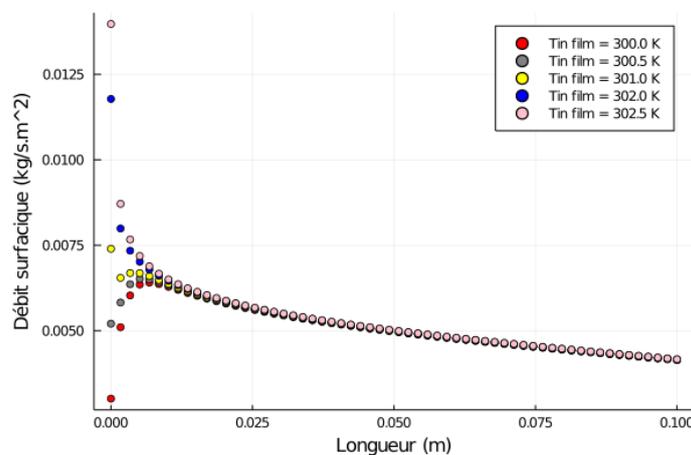


Figure 4 : Débit évaporé à la surface libre du film tombant en fonction de la longueur du film et pour différentes valeurs de surchauffe et $Re_{htf} = 250$ avec $T_{sat} = 300K$

La figure 4 montre l'évolution du débit évaporé pour différentes températures de surchauffe d'entrée du film et pour $Re_{htf} = 250$. Lorsque le film tombant entre surchauffé dans l'évaporateur, le débit évaporé à l'entrée est principalement dû à l'énergie interne apportée par le film. A partir de 6 cm, le débit évaporé est dû à la chaleur transmise par le fluide caloporteur. Plus la surchauffe à l'entrée est importante plus le flux de chaleur échangé est important à proximité de l'entrée, se traduisant donc par une quantité évaporée globale dans l'échangeur plus importante. Le débit évaporé représente jusqu'à 5.22% du débit du film pour $Re_{htf} = 250$ et une surchauffe en entrée de 2.5 K.

5. Analyse thermodynamique

L'analyse des figures 5 et 6 montrent l'évolution (en échelle logarithmique) de la création d'entropie volumique d'origine thermique dans l'évaporateur. Elle augmente avec le nombre de Reynolds (figure 5) et de la surchauffe surtout à l'entrée de l'évaporateur (figure 6) – la différence peut se voir au niveau de la zone entourée – dû à l'impact du développement de la couche limite thermique. Une fois qu'elle est entièrement développée, la création d'entropie thermique diminue avec l'augmentation de la longueur.

La figure 7 montre l'évolution logarithmique de la création d'entropie volumique d'origine visqueuse dans le film tombant. Elle domine au niveau de la paroi à cause des frottements et est minimale à la surface libre allant de 2 à $-5 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$. De plus, elle ne varie pas en fonction de la longueur du film tombant conformément à l'hypothèse du profil de Nusselt. Ces résultats

sont en adéquation avec ceux de [8], [9]. Les valeurs négatives des créations d'entropie (en échelle logarithmique) sur les figures sont dues à des créations d'entropie inférieures à $1 \text{ W} \cdot \text{K} \cdot \text{m}^{-3}$.

De plus, la création d'entropie visqueuse à travers la plaque est nulle car il n'y a pas d'écoulement. Par ailleurs, la création d'entropie visqueuse – 0 à $7.35 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ dans le film tombant – est négligeable devant celle d'origine thermique – 4129 à plus de $25000 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ dans le film tombant pour $Re_{h_{tf}} = 250$. Toutefois, elle n'est pas négligeable pour le fluide caloporteur du fait des grands débits ($Re_{h_{tf}} = 50$ et 1750) dans un canal de 0.2 mm .

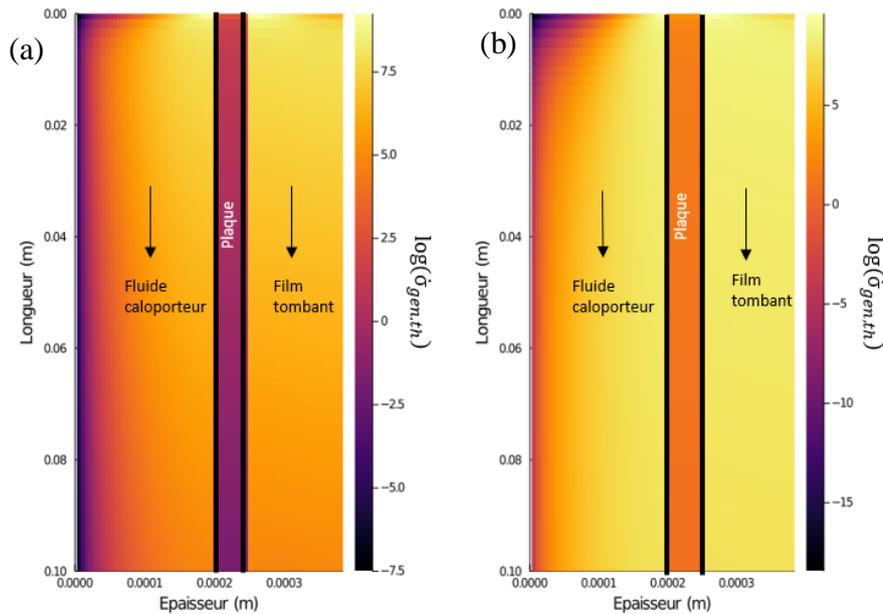


Figure 5 : Evolution de la création d'entropie d'origine thermique pour (a) $Re_{h_{tf}} = 50$ et (b) $Re_{h_{tf}} = 250$ pour un film à l'entrée à saturation

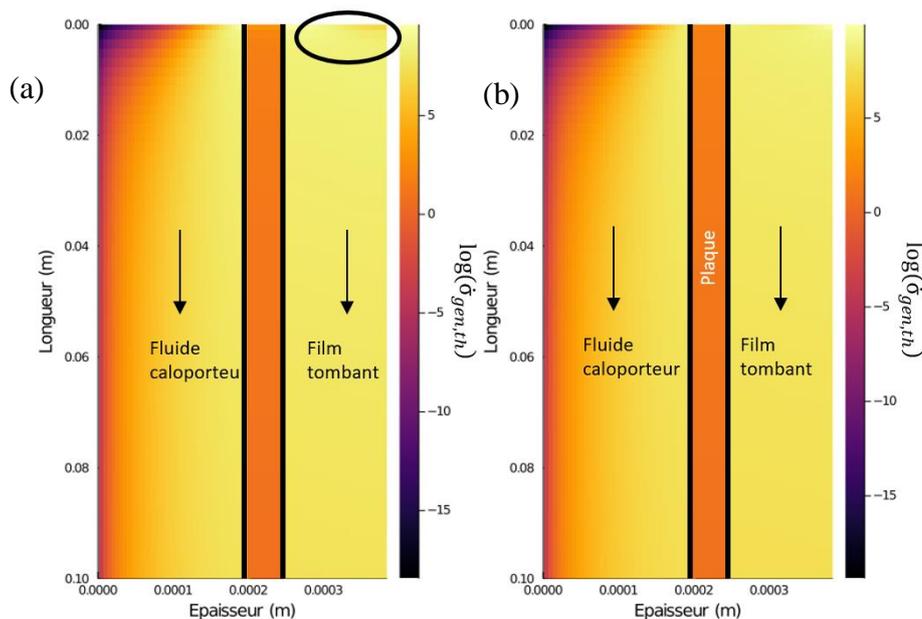


Figure 6 : Evolution de la création d'entropie d'origine thermique pour $Re_{h_{tf}} = 250$ pour (a) un film à l'entrée à saturation et pour (b) un film en entrée avec une surchauffe de 2.5 K

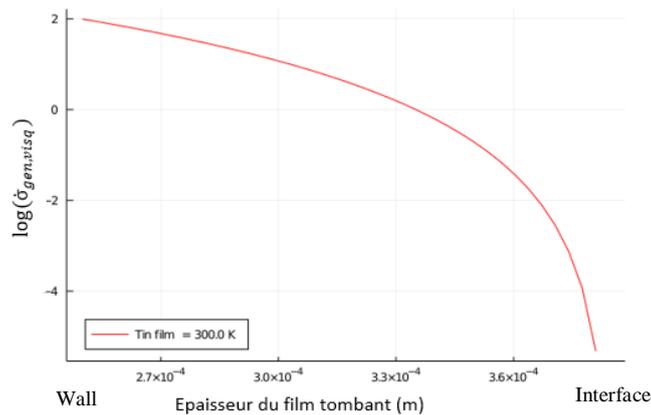


Figure 7 : Evolution logarithmique de la création d'entropie visqueuse volumique due à l'écoulement du film tombant

6. Conclusion

Ce travail a permis de déterminer d'une part le champ de température d'un évaporateur à film tombant pour des différents nombre de Reynolds du fluide caloporteur. D'autres part, l'analyse thermodynamique a permis de mieux comprendre l'origine de la création d'entropie à l'échelle locale. Cette étude a permis d'identifier, de localiser et de quantifier les différentes contributions des phénomènes dissipatifs (thermiques et visqueux). Dans les conditions étudiées, la création d'entropie visqueuse est largement négligeable devant celle d'origine thermique dans le film tombant. En outre, la création d'entropie d'origine thermique est impactée à la fois par le nombre de Reynolds du fluide caloporteur et par la surchauffe du film. En perspectives, il sera intéressant d'introduire l'étude de la phase vapeur dans l'analyse afin de voir son impact. Ce travail doit ainsi permettre d'identifier les leviers à l'échelle locale pour améliorer les performances globales de ces échangeurs. Ce travail préliminaire sera poursuivi par l'étude des échangeurs de type absorbeurs/désorbeurs, mettant en jeu des transferts supplémentaires de matière dans l'épaisseur du film.

Références

- [1] W. M. Salvagnini et M. E. S. Taqueda, « A Falling-Film Evaporator with Film Promoters », Ind. Eng. Chem. Res, 43 (2004) 6832-6835.
- [2] Grossman, « Simultaneous heat and mass transfer in film absorption under laminar flow », International Journal of Heat and Mass Transfer, 26 (1983), 357-371.
- [3] Flores, « Etude des transferts de masse et de chaleur au sein d'un absorbeur eau/bromure de lithium », Ph.D thesis, Université de Grenoble, 2014.
- [4] Giannetti, Rocchetti, Saito, et Yamaguchi, « Irreversibility analysis of falling film absorption over a cooled horizontal tube », International Journal of Heat and Mass Transfer, 88 (2005), 755-765.
- [5] <https://julialang.org/> (site consulté le 01/09/2020)
- [6] « Caractéristiques physiques de la vapeur d'eau saturée de 0 à 30 bar », 06 (2020), [En ligne]. Disponible sur : www.thermexcel.com.
- [7] Nougier, Méthodes de calcul numérique, volume 2 : Fonctions équations aux dérivées, (2001). Hermes Science Publications.
- [8] Makinde, « Thermodynamic second law analysis for a gravity-driven variable viscosity liquid film along an inclined heated plate with convective cooling », J Mech Sci Technol, 24 (2010) 899-908.
- [9] Saouli et Aïboud-Saouli, « Second law analysis of laminar falling liquid film along inclined heated plate », International Communications in Heat and Mass Transfer, 31 (2004), n° 6, 879-886.