

Refroidissement d'un composant électronique par immersion dans un fluide diélectrique.

Mohamed Drissi¹, Hervé Noel¹, Patrick Glouannec¹, David Nörtershäuser², Stéphane Le Masson², Jean Marc Cadou¹

¹Laboratoire d'ingénierie des MATériaux de Bretagne
Rue de Saint Maudé – BP 92116 – 56321 Lorient Cedex

²Orange Labs
2, avenue Pierre Marzin – 22300 Lannion
(auteur correspondant: herve.noel@univ-ubs.fr)

Résumé- Cette communication présente les travaux initiés afin de mieux appréhender les potentialités du refroidissement de composants électroniques en usage par immersion dans un liquide diélectrique. Une expérimentation a été mise en place ; une résistance électrique immergée dans un bain de Novec® dans une cuve étanche est soumise à des paliers de puissance. En parallèle un modèle numérique multiphysique est développé afin de prédire les champs de température au sein de l'élément chauffant et du fluide diélectrique, ainsi que la température et la pression du ciel gazeux. La confrontation des simulations avec les relevés expérimentaux sert à montrer la pertinence de la modélisation.

Nomenclature

c_p	capacité thermique massique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	Symboles grecs	
D	coefficient de diffusion, $m^2 \cdot s^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
f_m	densité de flux massique, $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
\vec{g}	accélération de gravitation, $m \cdot s^{-2}$	μ	viscosité dynamique, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
h	coefficient de convection, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	β	coefficient de dilatation du liquide, K^{-1}
H	enthalpie, J	Indices et exposants	
k_m	coefficient de transfert de masse, $m \cdot s^{-1}$	l	liquide
L_v	chaleur latente de vaporisation, $J \cdot kg^{-1}$	v	vapeur
m	masse, kg	g	gaz
M	masse molaire, $kg \cdot mol^{-1}$	a	air
p_{vol}	puissance volumique, $W \cdot m^{-3}$	0	initial
P	pression, Pa	c	convection
\mathcal{R}	constante des gaz parfaits, $J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$	$cond$	condensation ou condenseur
S	surface, m^2	r	rayonnement
t	temps, s	$evap$	évaporation
T	température, K	sat	saturation
\vec{u}	champ de vitesse dans le liquide, $m \cdot s^{-1}$	ref	référence
		ext	extérieur

1. Introduction

Les densités de puissance mises en jeu au niveau des composants de baies électroniques sont de plus en plus élevées [1], ce qui nécessite de développer des solutions de refroidissement technologiquement viables à grande échelle. En effet, les installations classiques avec un refroidissement par air atteignent leurs limites en termes d'usage (maintien des composants dans une plage de température fixée) et d'efficacité énergétique. Le refroidissement indirect en utilisant l'eau offre plus de capacités que le refroidissement par l'air seulement mais nécessite encore des grands échangeurs thermiques et provoque des problèmes de corrosion qui risquent d'endommager les composants électroniques [2, 3].

Le refroidissement par immersion dans un fluide diélectrique est une des alternatives possibles qui offre des avantages par rapport aux autres techniques de refroidissement [3]. Elle permet d'atteindre un coefficient d'échange thermique élevé [4] et d'évacuer une puissance thermique élevée [5]. Mais ce type de refroidissement nécessite un fluide qui a des propriétés particulières incluant un grand potentiel diélectrique, des propriétés thermo-physiques particulières, un impact environnemental réduit, une compatibilité chimique acceptable avec les composants électroniques, une inflammabilité et une toxicité très faibles [6]. Les technologies par immersion présentées dans la littérature suivent deux approches [7]. La première consiste en une recirculation du fluide diélectrique par le biais d'une pompe couplée à un échangeur externe afin d'en assurer le refroidissement. La seconde approche consiste à immerger le système dans un fluide diélectrique dont la température de vaporisation avoisine la température optimale de fonctionnement des composants à la pression d'usage [8]. Les puissances dissipées par les composants induisent la vaporisation du liquide et un condenseur associé à l'enceinte « étanche » permet une condensation de la vapeur produite. Dans ce cas aucune pompe n'est installée pour assurer une recirculation.

En suivant la seconde approche, les résultats présentés concerneront des simulations issues du couplage d'un modèle aux éléments finis de l'ensemble résistance électrique et zone liquide et d'un modèle aux différences finies du domaine gazeux. La confrontation des simulations avec les relevés expérimentaux servira à montrer la pertinence de la modélisation. Notons que la présente étude concerne le régime de convection naturelle monophasique.

2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en œuvre consiste en une cuve réalisée en PMMA coulé transparent de 1 cm d'épaisseur partiellement remplie de liquide diélectrique. Les dimensions de la cuve qui correspondent aux cotations de la figure 1 sont $a=17$ cm, $b=17$ cm et $c=15$ cm. La hauteur du liquide dans la cuve est $h=9.6$ cm. Un élément chauffant carré de 50.8 mm de côté et d'environ 0.7 mm d'épaisseur est immergée verticalement dans le liquide (figure 1). Cet élément est instrumenté de 2 thermocouples de type K (2/10 mm) disposés sur sa médiane verticale. Une mesure de la puissance dissipée est réalisée. Des thermocouples sont disposés au sein du fluide vis à vis de cet élément chauffant. La cuve est fermée en partie haute par une plaque de cuivre maintenue en température par une circulation d'eau à température contrôlée. Les températures d'entrée et de sortie sont relevées à l'aide de thermocouples de type K ainsi que la température de la face inférieure en contact avec le ciel gazeux de la cuve. La fonction de cet échangeur est de condenser les vapeurs produites au cours des essais. Une mesure de la pression du mélange gazeux {air + vapeur} au-dessus de la surface libre est également réalisée. Les signaux délivrés par les différents capteurs sont collectés par une centrale de mesure dont le pas d'acquisition est fixé à 5 secondes. Le liquide diélectrique utilisé dans cette expérience est le Novec™ 649 industrialisé par la société 3M. Ce fluide a une température de vaporisation de 49°C et une faible chaleur latente de vaporisation de l'ordre de 88 kJ.kg⁻¹ à la pression atmosphérique. Il est caractérisé par une bonne compatibilité avec les composants électroniques et une bonne stabilité thermique.

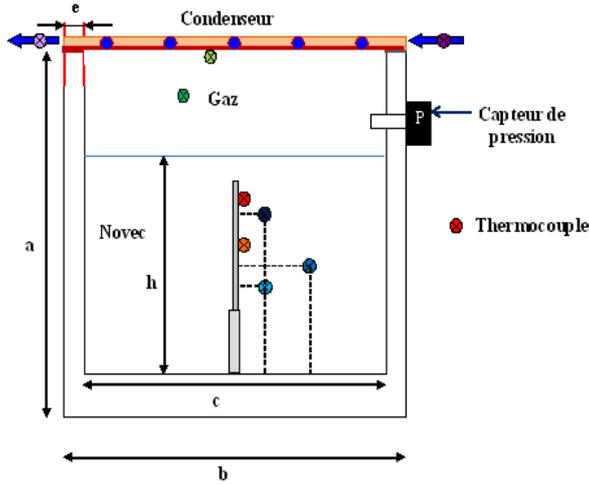


Figure 1 : Dispositif expérimental

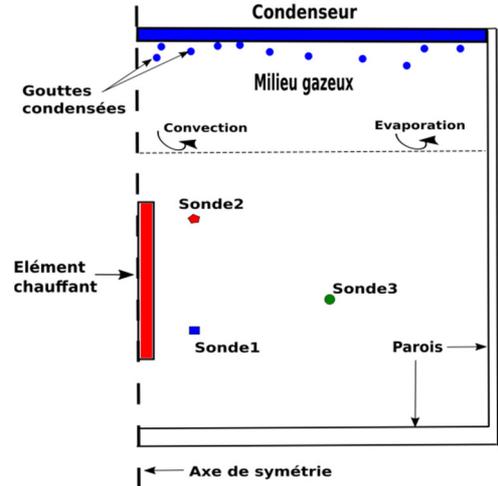


Figure 2 : Système physique modélisé

3. Modélisation

Le système physique considéré est représenté schématiquement sur la figure 2. Il est constitué de deux domaines : un domaine liquide composé par le Novec et un domaine gazeux composé d'un mélange d'air et de vapeur de Novec. La symétrie du système par rapport à l'axe central de la cuve permet de ne considérer que la moitié de la cuve pour les simulations numériques (figure 2). Les études présentées dans cette communication sont réalisées à des températures de fluide inférieure à la température de vaporisation du Novec.

3.1. Domaine liquide

3.1.1. Equations gouvernantes

Le fluide est constitué d'une seule espèce et l'écoulement est supposé bidimensionnel et incompressible. Les propriétés physiques du liquide sont supposées constantes sauf pour la masse volumique. Les équations de conservation respectivement de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans le fluide s'écrivent dans le cadre de l'approximation de Boussinesq comme suit:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho_l \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_l (\vec{u} \nabla \cdot \vec{u}) = \nabla \cdot [-P\mathbf{I} + (\mu_l + \mu_T)(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T)] + \rho_0 \vec{g} - \beta \rho_0 (T - T_0) \vec{g} \quad (2)$$

$$\rho_l c_{pl} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_l c_{pl} \vec{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\lambda_l \nabla T) + p_{vol} \quad (3)$$

Un modèle de turbulence de type RANS est utilisé. μ_T est la viscosité dynamique turbulente et \mathbf{I} est le tenseur unité. p_{vol} correspond à la puissance volumique injectée dans la plaque.

3.1.2. Conditions aux limites au niveau des parois de la cuve

Une condition de non-glissement ($\vec{u} = \vec{0}$) est appliquée au niveau de toutes les parois. Une condition de flux de chaleur convectif pour une plaque verticale est appliquée au niveau de la paroi latérale. Une condition de flux de chaleur convectif est appliquée également au niveau de la face inférieure de la cuve.

3.1.3. Conditions à la surface libre du liquide

Une condition de glissement adaptée dans le cas d'une interface fluide-fluide est imposée au niveau de la surface supérieure du liquide.

$$\begin{cases} \vec{u} \cdot \vec{n} = 0 \\ \vec{K} - (\vec{K} \cdot \vec{n})\vec{n} = \vec{0} \text{ avec } \vec{K} = (\mu + \mu_T)(\nabla\vec{u} + (\nabla\vec{u})^T)\vec{n} \end{cases} \quad (4)$$

Le fluide perd un flux de chaleur par convection, par évaporation et par rayonnement. On tient compte également des gouttes du liquide de condensation qui reviennent dans le liquide. La condition aux limites à la surface libre du liquide s'écrit alors :

$$\vec{n} \cdot (-\lambda_l \nabla T) = h_c^l \cdot (T_l - T_g) + h_r \cdot (T_l - T_{cond}) + f_m^{evap} [c_{pl} \cdot (T_l - T_{ref}) + L_v(T_l)] - f_m^{cond} \cdot c_{pl} \cdot (T_{cond} - T_{ref}) \quad (5)$$

La référence des enthalpies est prise pour le Novec liquide à la température $T_{ref} = 0^\circ\text{C}$.

3.1.4. Densité de flux massique d'évaporation

Le flux massique d'évaporation est proportionnel à la différence entre la masse volumique de la vapeur de Novec à la saturation (à la température de la surface du liquide) et celle dans la phase gazeuse :

$$f_m^{evap} = k_m^{evap} \cdot (\rho_{v,sat}(T_l) - \rho_v) \quad (6)$$

Avec k_m^{evap} le coefficient de transfert de masse par évaporation et $\rho_{v,sat}(T_l)$ la masse volumique de la vapeur de Novec saturante à la température moyenne de la surface du liquide T_l . Dans le cadre de l'approximation où le volume du gaz V_g est invariable, la masse volumique de la vapeur de Novec s'écrit comme :

$$\rho_v = \frac{m_v}{V_g} \quad (7)$$

La vapeur de Novec est assimilée à un gaz parfait. Il est possible d'exprimer alors $\rho_{v,sat}$ en fonction de $P_{v,sat}$ à la température de surface du liquide T_l comme :

$$\rho_{v,sat} = \frac{P_{v,sat} \cdot M_v}{\mathcal{R} \cdot T_l} \quad (8)$$

Pour un gaz, on adopte l'hypothèse de Lewis [9,10] où le nombre de Lewis peut être considéré comme égal à l'unité. Cette hypothèse nous permet d'écrire :

$$k_m^{evap} = \frac{h_c^l}{\rho_v c_{pv}} \quad (9)$$

où h_c^l est le coefficient de convection moyen sur la surface libre du liquide.

3.1.5. Densité de flux massique de condensation

Comme pour le flux massique d'évaporation, le flux massique de condensation est également proportionnel à la différence entre la masse volumique de vapeur de Novec dans le milieu gazeux et celle à la température de la surface interne du condenseur T_{cond} :

$$f_m^{cond} = k_m^{cond} \cdot (\rho_v - \rho_{v,sat}(T_{cond})) \quad (10)$$

La masse volumique de l'air (gaz non-condensable) est plus faible que la masse volumique de la vapeur de Novec. La concentration d'air près de la surface du condenseur est donc plus conséquente ce qui limite la condensation de la vapeur de Novec sur la surface. Cet effet a été démontré expérimentalement [11] et numériquement [12] dans le cas de la condensation en présence d'un gaz non-condensable. Le ratio entre le taux de condensation du mélange et

celui de la vapeur pure K_a dépend essentiellement de la fraction massique de l'air dans le mélange gazeux et légèrement de la différence de température du gaz et celle de la surface. En considérant que le nombre de Lewis proche de l'unité, le coefficient de transfert de masse pour la condensation est donné par :

$$k_m^{cond} = K_a \cdot h_c^l \cdot \frac{D_v}{\lambda_a} \quad (11)$$

3.2. Equations de bilans dans le domaine gazeux

La phase gazeuse est supposée être un mélange de gaz parfaits. Elle est supposée homogène et sa température ainsi que sa pression sont uniformes dans l'espace.

Un bilan massique est posé pour la masse de vapeur dans le milieu gazeux :

$$\frac{dm_v}{dt} = (f_m^{evap} - f_m^{cond}) \cdot S \quad (12)$$

S est l'aire de la surface libre liquide qui est égale à l'aire de la surface du condenseur.

Pour le bilan thermique l'écriture suivante est retenue :

$$\frac{dH_g}{dt} = q_c^l + q_{parois} + q_{evap} - q_{cond} + q_c^{cond} \quad (13)$$

Avec

$$H_g = (m_v \cdot c_{pv} + m_a \cdot c_{pa}) \cdot (T_g - T_{ref}) + m_v \cdot L_v(T_{ref}) \quad (14)$$

Les différents flux de chaleur en présence dans le milieu gazeux sont :

Le flux de chaleur par convection à la surface libre du liquide :

$$q_c^l = h_c^l \cdot S \cdot (T_l - T_g) \quad (15)$$

La déperdition thermique à travers les parois, q_{parois}

Le flux de chaleur par évaporation du liquide vers le gaz :

$$q_{evap} = f_m^{evap} \cdot S \cdot [c_{pv} \cdot (T_l - T_{ref}) + L_v(T_{ref})] \quad (16)$$

Le flux de chaleur lié à la condensation de la vapeur:

$$q_{cond} = f_m^{cond} \cdot S \cdot [c_{pv} \cdot (T_g - T_{ref}) + L_v(T_{ref})] \quad (17)$$

Le flux de chaleur par convection à la surface du condenseur :

$$q_c^{cond} = h_c^{cond} \cdot S \cdot (T_{cond} - T_g) \quad (18)$$

Avec h_c^{cond} le coefficient moyen de convection à la surface du condenseur.

En supposant que les chaleurs spécifiques sont indépendantes de la température, la variation de l'enthalpie du gaz au cours du temps est donnée par :

$$\frac{dH_g}{dt} = [c_{pv} \cdot (T_g - T_{ref}) + L_v(T_{ref})] \cdot \frac{dm_v}{dt} + (m_v \cdot c_{pv} + m_a \cdot c_{pa}) \cdot \frac{dT_g}{dt} \quad (19)$$

Les pressions partielles de la vapeur de Novec P_v et de l'air P_a dans le mélange sont déterminées par les relations suivantes :

$$P_v = \frac{m_v \cdot \mathcal{R} \cdot T_g}{M_v \cdot V_g} \quad (20a)$$

$$P_a = P_a(t=0) \cdot \frac{T_g}{T_g(t=0)} \quad (20b)$$

La pression totale P_g qui règne dans le milieu gazeux est alors égale à : $P_g = P_v + P_a$.

4. Résultats et discussion

Comme le montre la figure 3(a), une séquence de mesures correspondant à plusieurs paliers de puissance situés entre une puissance nulle et une puissance de 27.35 W a été retenue pour la comparaison de la modélisation avec les résultats expérimentaux. Les conditions aux limites correspondant à la température extérieure à la cuve et une température constante de la surface interne du condenseur sont également mentionnées. Les valeurs prises pour les coefficients d'échange sont présentées dans le tableau 1.

Géométrie	Coefficient	Type de transfert	Valeur moyenne
Surface horizontale	h_c^l	Liquide-gaz	13
	h_c^{cond}	Solide-gaz	6
	h_r	rayonnement	3
Surface verticale	–	Liquide-solide	4
	–	Gaz-solide	2

Tableau 1 : Valeurs des coefficients d'échange

La figure 3(b) montre l'élévation des températures mesurées par les deux thermocouples collés à la surface de la plaque comparées aux températures simulées en ces positions. L'accord entre les deux courbes est acceptable jusqu'à l'instant $t=18500s$.

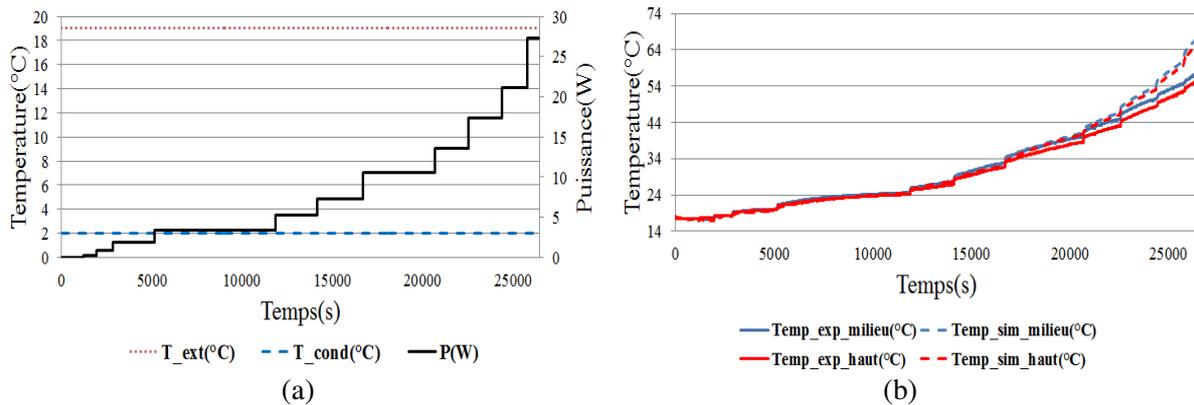


Figure 3: (a) Conditions aux limites: puissance imposée, température extérieure et température du condenseur (b) Comparaison des températures mesurées et simulées au milieu et en haut de la plaque

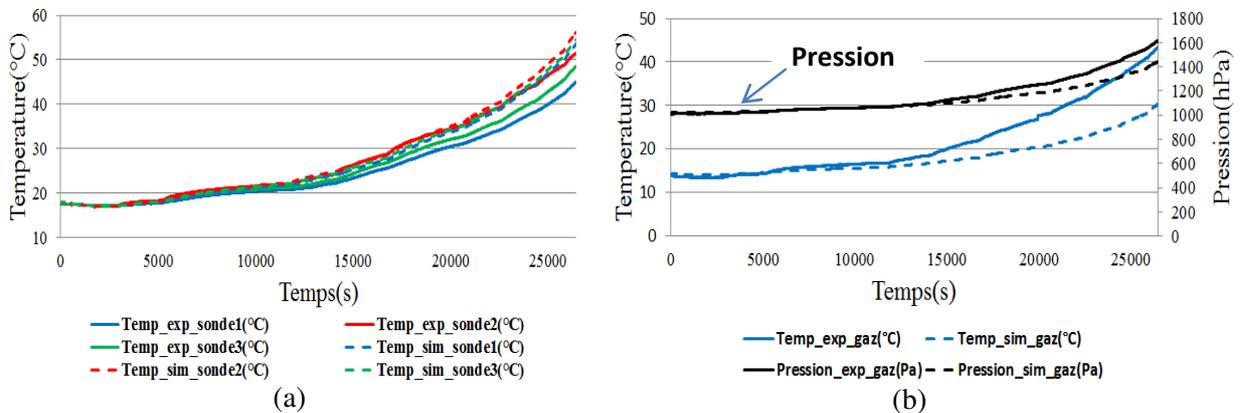


Figure 4 : (a) Comparaison des températures mesurées et simulées au sein du liquide (b) Comparaison entre l'expérience et la simulation pour la température et la pression dans le gaz

Les températures mesurées par les thermocouples placés dans le liquide ont été comparées avec les températures simulées numériquement en ces positions comme le montre la figure 4(a). L'élévation de la température mesurée par la sonde placée en partie haute du liquide est confirmée par les résultats de simulation. Cette augmentation de la température est due aux mouvements convectifs ascendants. En revanche, la sonde la plus éloignée de la plaque a une température plus élevée que celle placée près du bas de la plaque. Ceci est dû à un effet de recirculation du champ de vitesse, observable visuellement, et retrouvé numériquement. Un écart conséquent entre les valeurs simulées et mesurées pour l'ensemble des températures apparaît également à partir de l'instant $t=18500s$. En effet, cet instant correspond au début du régime d'ébullition nucléée. Le modèle actuel ne prenant pas en compte le phénomène d'ébullition, la température de la surface de la plaque est surestimée comme la chaleur latente nécessaire à la formation des bulles n'est pas modélisée. De même, les températures dans le liquide sont surestimées pour cette raison.

Quant au gaz, il est clair comme illustré sur la figure 4(b) que pour des faibles puissances de chauffe, la température du gaz simulée montre un faible écart par rapport à la température mesurée puis cet écart devient plus important. Cette différence peut être attribuée à l'hypothèse qui consiste à supposer que les propriétés de vapeur de Novec et de l'air restent constantes dans la gamme de température étudiée. Comme le révèle la figure 4(b), la pression dans le ciel gazeux monte quand la puissance de chauffe est augmentée. L'écart entre les valeurs mesurées et celles simulées devient conséquent également à partir de l'instant $t=18500s$. Il s'accroît de plus en plus avec l'augmentation de la puissance. La température et la pression dans le gaz sont sous-estimées car la production de vapeur par ébullition qui contribue à l'augmentation de la température et de la pression n'est pas implémentée dans le modèle.

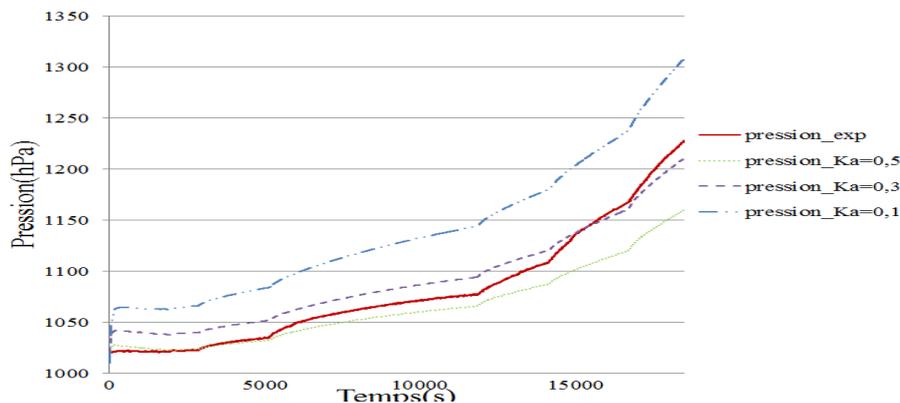


Figure 5 : Sensibilité de la pression du gaz au coefficient K_a

Dans le domaine d'application du modèle monophasique, une étude de sensibilité du coefficient K_a sur les variables d'états du gaz montre que la pression du gaz est plus proche initialement de la courbe $K_a = 0.5$ puis pour des puissances plus importantes elle devient proche de la courbe $K_a = 0.3$ (figure 5). En effet, une quantité d'air plus importante s'accumule au voisinage de la surface interne du condenseur, ce qui limite davantage la

condensation. Concernant la température du gaz, la variation de K_a a peu d'effet sur la température. La courbe de la température de la figure 4(b) est inchangée.

5. Conclusion et perspectives

En vue d'une appréhension de la technologie du refroidissement par immersion et d'une application sur le refroidissement des centres de données, cette étude a montré la possibilité de prédire les champs de température sur la plaque et dans le liquide en régime de convection naturelle pour différentes densités de flux de chaleur dissipées par la plaque. Les tendances d'élévation de température et de pression dans le gaz sont aussi bien reproduites.

Par la suite, le travail sera complété par la comparaison entre la modélisation et les résultats expérimentaux en régime d'ébullition nucléée impliquant un écoulement diphasique.

Références

- [1] iNEMI, «<http://www.nemi.org>,» 2004. [En ligne].
- [2] A. Bar-Cohen, M. Arik, M. Ohadi, Direct Liquid Cooling of High Flux Micro and Nano Electronic Components *Proceedings of the IEEE*, 49-8 (2006), 1549-1570.
- [3] P. E. Tuma, The Merits of Open Bath Immersion Cooling of Datacom Equipment, *26th IEEE SEMI-THERM Symposium* (2010).
- [4] M.S. El-Genk, Immersion cooling nucleate boiling of high power computer chips, *Energy Conversion and Management*, 53 (2012), 205-218.
- [5] F.A. Amir, M.S. El-Genk, Spreaders for immersion nucleate boiling cooling of a computer chip with a central hot spot, *Energy Conversion and Management*, 53 (2012), 259-267.
- [6] E. Forrest, L.-W. Hu, J. Buongiorno, T. McKrell, Pool Boiling of Novec™ 649 Engineered Fluid, *ECI International Conference on Boiling Heat Transfer*. (Florianopolis-SC-Brazil, 2009).
- [7] C. M. Barnes, P. E. Tuma, Practical Considerations Relating to Immersion Cooling of Power Electronics in Traction Systems, *IEEE Transactions on Power Electronics*, 25-19 (2010).
- [8] T. Anderson, I. Mudawar, Microelectronic Cooling by Enhanced Pool Boiling of a Dielectric Fluorocarbon Liquid, *ASME Journal Of Heat Transfer*, 111 (1989), 752-759.
- [9] M., Ozisik, *Heat transfer. A basic approach*, McGraw-Hill Company, Inc. (New-York, 1994).
- [10] W.M. Kays, M.E. Crawford, *Convective heat and mass transfer*, McGraw-Hill Company, Inc. (New-York, 1980).
- [11] W. Minkowycz, E. Sparrow, Condensation heat transfer in the presence of noncondensables, interfacial resistance, superheating, variable properties, and diffusion, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9 (1966), 1125-1144.
- [12] Y. Chin, S. Ormiston, H. Soliman, Numerical solution of the complete two-phase model for laminar film condensation with a noncondensable gas, *Proceedings of the tenth International Heat and Mass Transfer Conference*. (Brighton, UK, 1994).