

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR,
GÉOSCIENCES ET ARCHITECTURE

Année 2011

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Étude de la protection thermique par film d'eau
d'une paroi soumise à un flux radiatif
Approches expérimentale et numérique.

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Énergétique

Spécialité : Mécanique des fluides et transferts thermiques

Présentée

et soutenue publiquement par

Adrien AUBERT

Le 30 novembre 2010, devant le jury ci-dessous :

- Président : Patrick Lengenthal, Professeur, GEPEA/Université de Nantes
Rapporteurs : Éric Arquis, Professeur, ENSCPB/TREFLE, Bordeaux
Jean-Marie Buchlin, Professeur, Von Karman Institute, Belgique
Michel Meyer, Professeur, ENSIACET/LGC, Toulouse
Examineurs : Sadok Ben-Jabrallah, Professeur, Faculté des Sciences de Bizerte, Tunisie
Fabien Candelier, Maître de Conférences, IUSTI, Marseille
Camille Sollic, Maître de Recherche, GEPEA/École des Mines de Nantes
Invités : Joëlle Gutierrez, Docteur, DCNS, Indret
Michel Pavageau, Maître de Conférences, École des Mines d'Albi

Directeur de thèse : Camille Sollic

Co-encadrant : Fabien Candelier

Laboratoire : École Nationale Supérieure des Techniques Industrielles et des Mines de Nantes
GEPEA UMR CNRS 6144
La Chantrerie – 4, rue Alfred Kastler – F44 307 Nantes

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire est le fruit de trois années de recherche au sein du Département Systèmes Énergétiques et Environnement de l'École des Mines de Nantes. L'exposé des tenants et aboutissants de cette étude ne saurait cependant résumer l'ensemble de moments exaltants qu'a été cette expérience. J'entends donner ici toute ma reconnaissance aux gens qui ont contribué, non seulement à la réalisation de ce travail, mais aussi à rendre cette période inoubliable.

Avant tout, je tiens à remercier Camille Sollic (directeur de thèse) pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser ce doctorat. La confiance qu'il a su m'accorder et son souci permanent de me fournir une formation de qualité m'ont permis d'aborder avec sérénité ce sujet à la fois complexe et passionnant. J'ai aussi pu apprécier au long de ces années, l'étendue de ses qualités humaines et scientifiques.

Une partie conséquente de ce mémoire n'aurait sans doute jamais vu le jour sans les idées et les conseils de Fabien Candelier (co-encadrant). Je tiens ici à lui témoigner toute ma sympathie. Travailler à son contact s'est avéré à la fois enrichissant et stimulant et a contribué à donner une nouvelle dimension à cette étude.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble de l'équipe de techniciens du laboratoire DSEE. Sans leur travail et leurs conseils, le dispositif expérimental n'aurait jamais vu le jour. Un merci plus particulier à François-Xavier Blanchet, Patrick Brion, Yvan Gouriou et Jérôme Martin pour la qualité de leur contact humain ainsi que pour avoir su trouver le temps pour réaliser le banc d'essais ainsi que les multiples modifications.

Je souhaite par ailleurs exprimer toute ma gratitude à Messieurs Éric Arquis, Jean-Marie Buchlin et Michel Meyer, pour avoir accepté de rapporter cette thèse. Je les salue pour le temps précieux qu'ils ont consacré à la lecture de cette étude ainsi que pour leurs conseils avisés. Un grand merci également à Patrick Legentilhomme pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury, ainsi qu'à Sadok Ben Jabrallah, d'une part pour m'avoir ouvert généreusement les portes de son laboratoire à Bizerte (Tunisie) et d'autre part pour avoir accepté d'être examinateur de ce travail.

Je remercie aussi les partenaires industriels et académiques qui ont accompagné cette thèse au travers du projet MP08, à savoir : Bénéteau-Jeannot, Bureau-Veritas, DCNS, ISMANS, LNE, STX Europe et SAITEC. Je n'oublie pas non plus le pôle de compétitivité EMC2 de la région Pays de la Loire, dont le financement a permis la réalisation de ces travaux.

J'exprime toute ma reconnaissance envers tous ceux avec qui j'ai eu la chance de partager ces

moments à l'École des Mines de Nantes. David, Fred, JC, Jonatan, JS, Pierre, Sary... La liste est encore longue! Merci également à mes deux compères d'escalade : Erne et Philippe pour les séances de grimpe « pour se refaire ». J'ai aussi une pensée toute particulière envers mes collègues de bureau : Amine, Carolina, Deyanira, Khalil, Radu, Thangavelu et Younes. De la discussion purement scientifique à la réflexion philosophique, en passant par l'échange culturel, j'ai appris beaucoup de vous et espère avoir été à la hauteur de vos attentes. À tous, plus que de simples collègues, je vous compte désormais parmi mes amis. Docteurs ou futurs docteurs, je vous souhaite le meilleur pour la suite et espère que nous resterons en contact.

Merci également à mes amis Nantais d'adoption : Andrea, Angel, Aude, Clément, Diego, Felipe, Jairo, Leonardo (I et II), Ludo, Milou, Raúl, Sara et Sarah avec qui j'ai passé des moments inoubliables. J'inclue par ailleurs les amis qui ne m'ont jamais quitté depuis le lycée (voire bien avant...) Brice, Didie, Dindin, Mat, Marie, Marion, Olivier, Thomas, Tommy, Yohann et Yves.

Finalement je finis en adressant mes remerciements à ma famille, qui a toujours été présente, en m'apportant le soutien dont j'avais besoin et en m'appuyant dans mes décisions.

Nantes, le 20 Décembre 2010.

Adrien Aubert

Table des matières

Remerciements	i
Nomenclature	vii
Introduction générale	xiii
1 Contexte d'application et état de l'art sur les films d'eau	1
1.1 Contexte d'application	1
1.1.1 Description du matériau composite considéré	2
1.1.2 Les dispositifs de protection envisagés	4
1.2 État de l'art sur les films d'eau	5
1.2.1 Le génie des procédés	5
1.2.2 Le dessalement	6
1.2.3 Le refroidissement et la protection thermique de parois par film d'eau	6
2 Description phénoménologique	11
2.1 Hydrodynamique des films d'eau	11
2.1.1 Description des régimes d'écoulements en film	12
2.1.2 Développements théoriques majeurs sur les films d'eau	12
2.1.3 Modélisation de l'interface des écoulements en film	17
2.2 Propriétés thermiques des films d'eau	18
2.2.1 Propriétés radiatives de l'eau	18
2.2.2 Effet de thermocapillarité ou de Marangoni	20
2.2.3 Évaporation	21
2.3 Description du cas étudié	23
3 Étude théorique du transfert de chaleur dans un film d'eau	25
3.1 Analyse dimensionnelle préliminaire	26
3.2 Étude semi-analytique de l'établissement de la couche limite thermique	27
3.2.1 Résolution de l'équation de la chaleur	29
3.2.2 Détermination des constantes	31
3.2.3 Validation de la solution semi-analytique	33
3.3 Étude numérique du transfert de chaleur dans un film d'épaisseur variable	38

3.3.1	Le modèle numérique	39
3.3.2	Résultats	44
4	Matériels et Méthodes	51
4.1	Description du banc d'essais	52
4.1.1	Le circuit hydraulique	52
4.1.2	Dispositif source de flux rayonnant	53
4.2	Instrumentation de la paroi	58
4.2.1	Détermination de la masse volumique	59
4.2.2	Positionnement des thermocouples	60
4.2.3	Caractérisation des sondes de température	60
4.2.4	Positionnement et insertion des sondes	62
4.3	Méthodes expérimentales	63
4.3.1	Déroulement des expériences	63
4.3.2	Traitement des données	65
5	Modélisation numérique	69
5.1	Modélisation de la paroi non protégée	70
5.1.1	Les équations relatives à la paroi	70
5.1.2	Conditions initiales et aux limites considérées	70
5.2	Modélisation de la paroi avec le film	72
5.2.1	Les équations de la paroi avec le film	72
5.2.2	Les conditions initiales et aux limites de la paroi avec le film	75
5.2.3	Coefficient global de transfert à la surface libre	75
5.3	Méthodes numériques	76
5.3.1	Discrétisation des équations	77
5.3.2	Résolution numérique	77
5.3.3	Maillage	78
5.4	Récapitulatif des équations et conditions aux limites	78
6	Résultats expérimentaux	81
6.1	Expérience sans film d'eau	82
6.2	Expérience avec film d'eau pré-établi	84
6.2.1	Phénomène d'assèchement	84
6.2.2	Influence de la hauteur	86
6.2.3	Influence du débit	89
6.2.4	Influence du flux	91
6.3	Expériences avec film déclenché sur paroi initialement à 100°C	92
6.4	Conclusion sur la protection de paroi	94

7	Comparaison du modèle numérique avec les résultats expérimentaux	97
7.1	Comparaison sans film d'eau	97
7.2	Comparaison avec film d'eau pré-établi	100
7.2.1	Analyse de l'influence du coefficient h_i	100
7.2.2	Influence des propriétés thermiques de la paroi sur la valeur du temps caractéristique	103
7.2.3	Optimisation du coefficient h_i	105
7.2.4	Résultats optimisés comparés avec les expériences	106
7.3	Comparaison avec film déclenché sur paroi à 100°C	110
	Conclusions et perspectives	113
	Bibliographie	121
	Annexes	123
	Annexe A Complément sur l'étude théorique	125
A.1	Calcul des dérivées partielles dans le système de coordonnées curvilignes	125
	Annexe B Compléments sur le banc d'essais	127
B.1	Références des buses de sprays plats utilisées	127
B.2	Propriétés des résistances électriques	127
B.3	Instrumentation de la paroi aluminium	127
B.3.1	Fabrication des thermocouples	128
B.3.2	Positionnement des thermocouples	128
B.3.3	Isolation des thermocouples et de la paroi	128
B.3.4	Caractérisation des sondes de température	129
	Annexe C Complément sur le modèle numérique	131
C.1	Schéma de discrétisation du modèle numérique	131
C.2	Algorithme du modèle numérique	131
	Annexe D Résultats expérimentaux complémentaires sur la paroi composite	133
D.1	Température en régime permanent	133
D.2	Temps caractéristique	134
	Annexe E Expériences préliminaires sur la paroi aluminium	135
E.1	Expériences sans film d'eau	135
E.2	Expériences avec film d'eau pré-établi	136
E.2.1	Influence de la hauteur	136
E.2.2	Influence du débit	141
E.2.3	Influence du flux	142
E.3	Conclusion sur la protection de parois	143

Annexe F Comparaison du modèle numérique avec les résultats expérimentaux	145
F.1 Comparaison des températures mesurées et prédites pour la paroi aluminium en régime permanent	145
F.2 Comparaison des temps caractéristiques mesurés et prédits pour la paroi aluminium	147
F.3 Comparaison des puissances thermiques accumulées par le film mesurées et prédites pour la paroi aluminium	147
Liste des figures	155
Liste des tables	157

Nomenclature

Nombres sans dimension

Cl	Nombre de Clausius, [-]
$\mathcal{E}c$	Nombre d'Eckert, [-]
Fr	Nombre de Froude, [-]
Nu	Nombre de Nusselt, [-]
Pe	Nombre de Péclet, [-]
Ra	Nombre de Rayleigh, [-]
Re	Nombre de Reynolds, [-]
We	Nombre Weber, [-]

Lettres latines

A	Constante, [-]
b_v	Paramètre de l'amplitude des vagues, [-]
c	Célérité de la lumière, [m s ⁻¹]
c_v	Paramètre de la position de la crête des vagues, [-]
C	Concentration en vapeur d'eau dans l'air, [kg m ⁻³]
C_e	Capacité thermique de l'eau, [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
C_m	Capacité thermique du matériau (balsa ou polyester), [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
C_n	Vecteur de n constantes, [-]
C_1	Constante, [-]
C_2	Constante, [-]
C_3	Constante, [-]
d_v	Paramètre de la finesse des vagues, [-]
dV	Volume élémentaire, [m ³]
dx	Longueur élémentaire, [m]
dy	Longueur élémentaire, [m]
D	Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air, [m ² s ⁻¹]
f	Fonction, [-]
f_f	Équivalent d'un facteur de forme, [-]
\vec{f}_{vol}	Force volumique, [N m ⁻³]
g	Constante de gravitation, [m s ⁻²]
g_{ij}	Tenseur métrique, [-]

G	Matrice, [-]
h	Constante de Planck, [J s ⁻¹]
h_i	Coefficient global de transfert à la surface libre, [W m ⁻² K ⁻¹]
h_{pi}	Coefficient de transfert de chaleur sur la paroi pi, [W m ⁻² K ⁻¹]
h_{pe}	Coefficient de transfert de chaleur sur la paroi pe, [W m ⁻² K ⁻¹]
h_m	Coefficient de transfert de masse, [m s ⁻¹]
h_m^*	Coefficient de transfert de masse modifié, [kg m ⁻² s ⁻¹ K ⁻¹]
H	Épaisseur du film dans le système de coordonnées curvilignes, [m]
H'	Dérivée partielle de H selon X, [m]
int	À l'interface entre le polyester et le balsa, [-]
k	Fonction, [-]
k_b	Constante de Boltzmann, [J K ⁻¹]
l	Largeur de la paroi, [m]
L	Longueur de la paroi, [m]
L_{buse}	Longueur de buse de spray plat, [mm]
L_f	Longueur de la vague en aval, [m]
L_t	Longueur de la vague en amont, [m]
L_v	Chaleur latente de vaporisation, [J kg ⁻¹]
$L_{1,2,3}$	Phases du courant triphasé, [V]
$L_\lambda(x)$	Luminance monochromatique à l'abscisse x, [W m ⁻² sr ⁻¹]
\dot{m}_v	Densité de flux massique évaporé, [kg m ⁻² s ⁻¹]
M	Masse molaire, [g mol ⁻¹]
$M_{\alpha,\beta}(x)$	Fonction spéciale de Whittaker de type M, [-]
M^0	Émittance totale d'un corps noir, [W m ⁻²]
M_λ^0	Émittance monochromatique d'un corps noir, [W m ⁻² m ⁻¹]
\vec{n}	Vecteur normal à la surface du film, [-]
N	Nombre d'éléments considérés dans la troncature, [-]
p	Pression, [Pa]
p_σ	Pression capillaire, [Pa]
pi	Face exposée au rayonnement, [-]
pe	Face non exposée au rayonnement, [-]
$P_{elec,moy}$	Puissance électrique moyenne imposée en pourcentage de la puissance totale, [-]
P_{th}	Puissance thermique accumulée par le film d'eau, [W]
Q	Débit par unité de largeur de paroi, [kg/h m _{paroi}]
Q_m	Débit massique, [kg s ⁻¹]
Q_v	Débit volumique, [m ³ s ⁻¹]
\mathcal{R}	Constante des gaz parfaits, [J mol ⁻¹ K ⁻¹]
R_n	Reste de la troncature, [-]
t	Temps, [s]
T	Température, [K]
T_0	Température initiale, [K]

T'	Fluctuation de température, [K]
T_{alim}	Température d'alimentation en eau, [K]
T_{bas}	Température de l'eau au bas de la paroi, [K]
T_{cap}	Température du capteur, [K]
T_p	Température de la paroi, [K]
T_{pe}	Température de la paroi non-exposée au flux radiatif, [K]
T_{ref}	Température de référence prise en haut de la paroi à 1 mm de profondeur, [K]
T_{res}	Température moyenne des résistances, [K]
u	Composante de la vitesse selon x, [m s ⁻¹]
u'	Fluctuation de la composante de la vitesse selon x, [m s ⁻¹]
u_{Nu}	Vitesse donnée par la théorie de Nusselt, [m s ⁻¹]
\vec{u}	Vecteur vitesse, [m s ⁻¹]
v	Composante de la vitesse selon l'axe y, [m s ⁻¹]
v'	Fluctuation de la composante de la vitesse selon y, [m s ⁻¹]
v_δ	Vitesse d'évaporation, [m s ⁻¹]
v_w	Célérité des vagues, [m s ⁻¹]
w	Équation du profil de la vague, [-]
$W_{\alpha,\beta}(x)$	Fonction spéciale de Whittaker de type W, [-]
x	Coordonnée dans la direction de l'écoulement, [m]
X	Coordonnée dans le système de coordonnées curvilignes, [m]
X_n	$n^{\text{ème}}$ racine de la fonction $C_2 M_{\frac{A}{4}, \frac{1}{4}}(A)$, [-]
y	Coordonnée dans la direction normale à la paroi, [m]
Y	Coordonnée dans le système de coordonnées curvilignes, [m]
Y_n	Vecteur , [-]

Lettres Grecques

α	Coefficient d'absorption de l'eau, [m ⁻¹]
α_e	Diffusivité thermique de l'eau, [m ² s ⁻¹]
β	Angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale, [rad]
γ_λ	Coefficient de prise en compte des inter-réflexions, [-]
δ	Épaisseur du film d'eau, [m]
δ_k	Épaisseur du film de Kapitza, [m]
δ_M	Épaisseur maximale du film ondulé, [m]
δ_m	Épaisseur minimale du film ondulé, [m]
δ_{Nu}	Épaisseur du film de Nusselt, [m]
δ_{th}	Épaisseur de la couche limite thermique, [m]
δ'	Fluctuation de l'épaisseur du film, [m]
ΔT	Température comparée au thermocouple de référence T_{ref} , [K]
$\Delta \tau$	Variation du temps caractéristique par rapport à sa référence, [s]
$\Delta \lambda$	Variation de la conductivité thermique par rapport à sa référence, [W m ⁻¹ K ⁻¹]
$\Delta \rho$	Variation de la masse volumique par rapport à sa référence, [kg m ⁻³]

ϵ	Émissivité de la paroi, [-]
ϵ_{cap}	Émissivité du capteur, [-]
ζ	Fluctuation de l'épaisseur du film rapportée à la moyenne, [-]
η	Variable sans dimension, [-]
θ	Température normalisée, [-]
θ'	Température normalisée, [-]
Θ_T	Écart de température entre l'eau et la paroi : $T_e - T_p$, [K]
κ_λ	Coefficient d'extinction monochromatique, [m^{-1}]
λ	Longueur d'onde, [m]
λ_b	Conductivité thermique du balsa, [$W m^{-1} K^{-1}$]
λ_c	Longueur d'onde critique pour l'eau, [m]
λ_e	Conductivité thermique de l'eau, [$W m^{-1} K^{-1}$]
λ_m	Conductivité thermique du balsa ou du polyester, [$W m^{-1} K^{-1}$]
λ_p	Conductivité thermique du polyester, [$W m^{-1} K^{-1}$]
Λ	Notation du temps dans le système de coordonnées curvilignes, [s]
μ	Viscosité dynamique, [Pa s]
ν	Viscosité cinématique, [$m^2 s^{-1}$]
Π	Nombre sans dimension, [-]
ρ	Masse volumique de l'eau, [$kg m^{-3}$]
ρ_m	Masse volumique du matériau (balsa ou polyester), [$kg m^{-3}$]
$\rho_{pi,\lambda}$	Réflexivité monochromatique de la face pi du composite, [-]
$\rho_{\delta,\lambda}$	Réflexivité monochromatique de l'interface air/eau, [-]
σ	Tension superficielle, [$N m^{-1}$]
σ_b	Constante de Stefan-Boltzmann, [$W m^{-2} K^{-4}$]
$\hat{\sigma}$	Coefficient d'accommodation, [-]
τ	Temps caractéristique de la paroi, [s]
τ_λ	Transmissivité monochromatique de l'interface du film, [-]
$\overline{\tau_r}$	Temps de relaxation thermique moyen, [s]
φ	Densité de flux de chaleur local à la paroi, [$W m^{-2}$]
φ'	Fluctuations de la densité de flux de chaleur local à la paroi, [$W m^{-2}$]
φ_{net}	Densité de flux radiatif net reçue par le capteur, [$W m^{-2}$]
φ_{pi}	Densité de flux radiatif reçue par la paroi en présence du film, [$W m^{-2}$]
φ_r	Densité de flux radiatif reçue par la paroi, [$W m^{-2}$]
φ^+	Densité de flux radiatif transmise localement dans le sens positif, [$W m^{-2}$]
φ^-	Densité de flux radiatif transmise localement dans le sens négatif, [$W m^{-2}$]
$\varphi_{r,\lambda}$	Densité de flux radiatif monochromatique reçue par la paroi, [$W m^{-2}$]
Φ_r	Flux radiatif reçu par la paroi, [W]
Ξ	Erreur définie pour l'optimisation, [K]
χ_{paroi}	Indicateur de protection de la paroi, [-]
ψ	Fonction de l'amplitude des vagues, [-]
ω	Argument amplitude vague, [-]

Indices

vap	De vapeur saturante
sat	De saturation
δ	À la surface libre
E_q	Équivalent Nusselt
Nu	De Nusselt
max	Maximum
moy	Moyen
amb	Ambiance
int	Interface entre le polyester et le balsa
λ	À la longueur d'onde λ
*	Forme sans dimension
RP	Régime permanent, [-]

Exposants

—	Valeur moyenne
---	----------------

Abréviations

DNS	Simulation Numérique Directe (Direct Numerical Simulation)
FV	Fibre de Verre
IR	Infrarouge
KS	Simulation Cinématique (Kinematic simulation)
LNE	Laboratoire National de Métrologie et d'Essais
MEB	Microscope Électronique à Balayage
OMI	Organisation Maritime Internationale
SOLAS	Safe Of Life At Sea
TDMA	Algorithme de Thomas (Tri Diagonal Matrix Algorithm)

Introduction générale

La recherche de nouveaux matériaux de construction est une thématique qui suscite de nombreuses études. Il s'avère en effet qu'ils constituent un point clé dans une démarche industrielle d'optimisation économique et énergétique. La tendance est logiquement dirigée vers des matériaux résistants, légers et de surcroît financièrement abordables. Ils doivent cependant conserver certaines propriétés propres à leurs applications ; un élément destiné à la réalisation de murs ou cloisons, par exemple, devra avoir une résistance mécanique au moins équivalente au matériau qu'il est susceptible de remplacer.

Dans le domaine de la construction navale, un matériau composite de type *sandwich* a été retenu pour ses propriétés mécaniques afin d'être substitué à certaines parois en acier. Cependant, les propriétés thermiques des constituants de ce panneau lui font défaut ; certains composés soumis à de fortes températures dégagent des gaz toxiques. La probabilité de se trouver dans ce contexte est faible mais existe néanmoins et ne peut être négligée. Dans une telle situation, les possibilités d'actions sont diverses. Une solution est de s'orienter vers un autre matériau, bien évidemment celle-ci n'est pas privilégiée ici... On peut aussi imaginer d'adjoindre à cette paroi des couches d'isolants, la rendant alors moins sensible aux élévations de température. L'inconvénient est que le panneau est protégé en permanence, alors que les conditions menant à sa détérioration sont très exceptionnelles.

Le travail qui suit vise donc à développer une autre approche que celles citées précédemment. Nous étudions pour cela la protection thermique engendrée par le ruissellement d'un film d'eau sur une telle paroi. L'idée est de profiter des échanges thermiques importants avec le fluide afin de garantir la non-détérioration du panneau lorsqu'il est soumis à une source de chaleur distante (un flux radiatif). La possibilité de déclencher le film uniquement en cas de besoin fait qu'un fonctionnement continu n'est pas nécessaire. La flexibilité apportée par ce dernier point est capitale en comparaison de l'utilisation d'un isolant.

Malgré les divers intérêts que peut susciter un tel procédé, les études où les films d'eau sont utilisés en présence d'une source de rayonnement sont relativement rares. La richesse de phénomènes physiques mis en jeu en fait pourtant un sujet de recherche ouvert, dont l'étendue est loin d'être couverte et découverte. Les films d'eau présentent en effet d'excellentes qualités pour extraire de la chaleur par convection et ce pour une masse relativement restreinte. Outre cette capacité, l'eau possède aussi des propriétés physiques pouvant encore accroître cet effet. D'une part, sa propriété de milieu semi-transparent lui confère de très bonnes capacités d'absorption du rayonnement incident. La paroi ne recevra donc qu'une fraction de la totalité du flux émis.

D'autre part, la valeur élevée de la chaleur latente de l'eau, lui permet de dissiper d'importantes quantités de chaleur par le biais du changement d'état.

La relative rareté des études sur le sujet fait que la compréhension des phénomènes n'est pas totale. Étant donnée la dimension industrielle sous-jacente à ce travail, nous avons été amenés à appréhender les phénomènes physiques de manière couplée. Une telle orientation apporte des résultats sur la faisabilité du système de protection, mais pose aussi les bases permettant la réalisation d'analyses plus spécifiques ultérieurement.

Notre étude se divise en deux axes principaux. L'un consiste en une caractérisation expérimentale de la protection apportée par le film d'eau. L'autre partie s'attache à reproduire les résultats obtenus expérimentalement via l'utilisation d'un modèle numérique. La modélisation des phénomènes permettant à terme, la réalisation de simulations sur des configurations difficiles voire impossibles à réaliser expérimentalement (en toute sécurité) ainsi qu'une compréhension accrue des mécanismes mis en jeu dans un tel procédé.

Dans un premier temps, nous présentons plus en détail le contexte dans lequel cette étude a été réalisée ainsi qu'un état de l'art général concernant l'utilisation des films d'eau. Ce premier chapitre nous permet de préciser les contraintes qui nous sont imposées et d'identifier les travaux pouvant nous servir de base de départ.

Dans le chapitre 2, nous mettons l'accent sur les différents phénomènes physiques pouvant intervenir dans notre configuration d'étude ainsi que sur les moyens existants pour les modéliser.

Au cours du chapitre 3, nous abordons le cas simplifié d'un film s'écoulant sur une paroi chauffée à température constante. Cette partie sera l'occasion de développer des résultats analytiques ainsi que de mettre en évidence le rôle de certains phénomènes tels que les instabilités de surface du film dans le transfert de chaleur.

Le chapitre 4 est consacré à la description du banc d'essais sur lequel les expériences ont été réalisées ainsi que les diverses méthodes utilisées. Les hypothèses et techniques de résolutions utilisées dans le modèle numérique sont réunies en chapitre 5.

Enfin, les deux derniers chapitres sont consacrés respectivement à la présentation et l'analyse des résultats expérimentaux et à la comparaison avec les résultats obtenus via le modèle numérique. Les influences de paramètres tels que le débit d'eau, la densité de flux imposée où l'évolution à mesure du ruissellement sont recherchées expérimentalement. Le modèle est ensuite utilisé pour reproduire les expériences.

Chapitre 1

Contexte d’application et état de l’art sur les films d’eau

Sommaire

1.1	Contexte d’application	1
1.1.1	Description du matériau composite considéré	2
1.1.2	Les dispositifs de protection envisagés	4
1.2	État de l’art sur les films d’eau	5
1.2.1	Le génie des procédés	5
1.2.2	Le dessalement	6
1.2.3	Le refroidissement et la protection thermique de parois par film d’eau	6

Le sujet que nous abordons dans cette étude recouvre divers aspects de domaines scientifiques tels que la mécanique des fluides et les transferts thermiques, avec des approches à la fois théoriques, expérimentales et numériques. Il se place aussi dans un contexte industriel qui apporte un certain nombre d’exigences.

Afin de fixer la base de départ de ce travail, nous présentons dans ce chapitre le contexte d’application qui a motivé ce travail ; en effet une grande partie de nos choix sont conditionnés par ses obligations. Ensuite nous faisons un état de l’art général concernant les travaux relatifs aux films d’eau.

1.1 Contexte d’application

Cette étude de la protection d’une paroi composite par film d’eau ruisselant se pose dans un contexte d’application qui est celui de la construction navale. Les matériaux composites y sont utilisés depuis très longtemps pour des raisons économiques et stratégiques, telles que le gain de masse, de stabilité ou bien encore les réductions des coûts de maintenance. Cependant, de nouveaux types de matériaux adaptés aux contraintes maritimes peinent encore à s’imposer. Ils sont à base de résine renforcée par des fibres (voir la description du matériau en section 1.1.1). La principale difficulté qu’ils rencontrent est d’ordre normatif, particulièrement dans le cas de la

résistance à l'incendie. Les fumées dégagées par la résine en cas de combustion peuvent s'avérer toxiques.

Or l'OMI (Organisation Maritime Internationale) stipule au travers de la convention Safe Of Life At Sea (Solas, 2009) que ces matériaux ne peuvent être utilisés que s'ils sont plus performants (en terme de résistance à l'incendie) que leur équivalent en acier¹. Le cas échéant, d'après cette même convention, des dispositifs de protection peuvent être utilisés afin d'améliorer les performances des matériaux composites.

C'est ce point précis qui motive l'intérêt envers de nouveaux systèmes de protection. En effet, si l'on parvient à protéger le matériau de telle manière qu'il ne rentre pas dans sa phase d'émission de toxiques, alors il peut être utilisé.

Dorénavant, afin de fixer les idées, le matériau composite auquel il sera fait référence tout au long de ce travail est celui qui est décrit dans la sous-section qui suit.

1.1.1 Description du matériau composite considéré

Le matériau composite (voir figure 1.1) est de type *sandwich*. Il est donc composé d'une juxtaposition de différents matériaux, dont chacun apporte des propriétés physiques particulières. L'ensemble a des performances plus intéressantes que chacun des matériaux pris séparément.

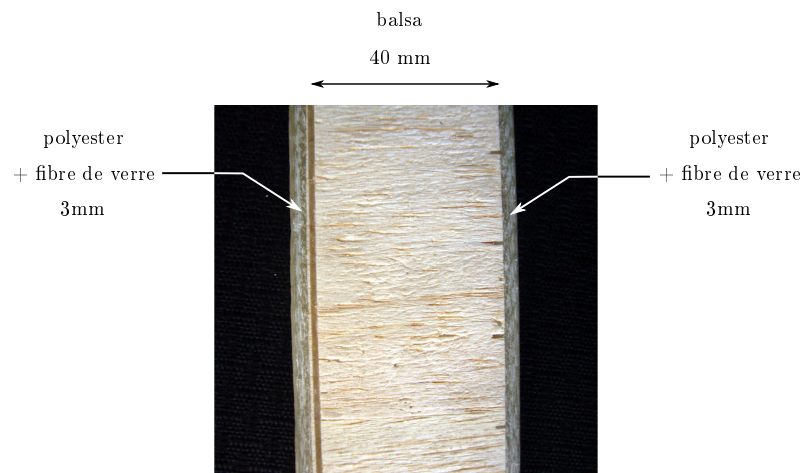


FIGURE 1.1 – Photo en coupe du matériau composite.

Concrètement, le matériau qui nous intéresse est constitué de deux parties principales, que l'on désigne par *âme* et *peaux*.

L'âme du matériau composite

L'âme, comme son nom le suggère, se trouve au cœur du matériau. Elle va servir de support pour d'autres matériaux : les peaux. On en trouve de différents types, citons principalement les

1. N.B. Cette convention ne s'applique qu'aux bateaux de transport de passagers et de marchandises de jauge brute supérieure à 500 unités naviguant dans les eaux internationales.

plastiques alvéolaires, les mousses, les structures en nid d'abeille (NIDA) et enfin les éléments de bois (balsa, contreplaqué).

Dans notre cas, il s'agit d'une âme constituée de balsa. Ce bois a été choisi pour les multiples avantages qu'il présente, à savoir :

- ▷ sa faible masse volumique, résultant de sa nature poreuse (voir la figure 1.2). Ce matériau permet donc des gains de masse considérables. Il est d'ailleurs très fréquemment utilisé pour l'aéro-modélisme,
- ▷ sa bonne résistance à la compression et au cisaillement, du fait de l'orientation de ses fibres,
- ▷ une résistance thermique importante ; sa porosité lui confère aussi une faible conductivité thermique de l'ordre de $0,05 \text{ W/mK}$. Ce qui, pour comparaison, est du même ordre de grandeur que la laine de roche.

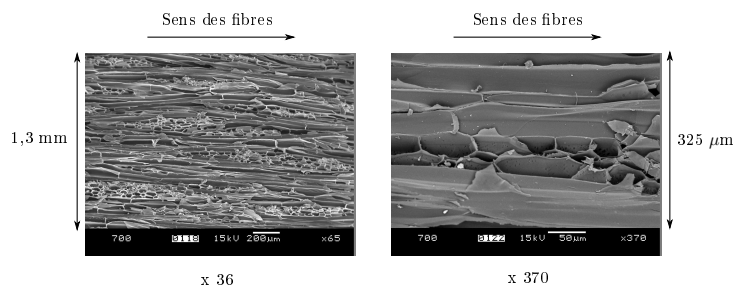


FIGURE 1.2 – Visualisation au MEB de la structure microscopique du balsa (coupe longitudinale).

Il souffre cependant de certains inconvénients tels que :

- ▷ sa variabilité ; son caractère naturel fait que ses propriétés peuvent varier énormément d'un échantillon à l'autre, à la fois en terme de conductivité thermique, de masse volumique ou de module d'Young...
- ▷ sa faible résistance à la flexion ; les fibres étant plutôt orientées pour résister à la compression et au cisaillement, celles-ci ne participent que peu en cas de flexion.

Le premier point peut être contourné en choisissant un « coefficient de sécurité » suffisamment grand pour s'affranchir de cette variabilité. Le second va pouvoir être amélioré en ajoutant des peaux à notre âme de balsa. On confère ainsi de nouvelles propriétés au matériau composite.

Les peaux du matériau composite

Les peaux sont constituées d'une matrice en résine de polyester renforcée par un treillis de fibres de verre. Elles sont rendues solidaires du balsa par un procédé d'infusion de la résine sous vide : les fibres sont posées sur le balsa, le tout est mis sous vide et la résine est injectée à chaud. On forme ainsi un matériau (Cf. figure 1.1) qui aura les avantages du balsa, sans ses inconvénients.

Les propriétés du matériau

Des essais menés dans le cadre d'une thèse de doctorat au LNE par Marquis (2010) ont permis de déterminer les propriétés thermiques du matériau composite². Elles sont synthétisées dans le tableau 1.1.

Propriétés thermique	Polyester + Fibre de Verre	Balsa
Masse volumique (kg m ⁻³)	1945	150
Conductivité (W m ⁻¹ K ⁻¹)	0,4	0,118
Capacité calorifique (KJ kg ⁻¹ K ⁻¹)	0,9	1,0
Emissivité totale hémisphérique	0,9	non mesurée
Emissivité totale normale	0,93	non mesurée
Réflexion totale normale	0,06	non mesurée
Transmission totale normale	0,01	non mesurée

TABLE 1.1 – Synthèse des propriétés des matériaux mesurées au LNE (Marquis, 2010).

Après dimensionnement par le constructeur, les épaisseurs (voir figure 1.1) ont été choisies de 3 mm pour l'ensemble résine/fibre de verre et de 40 mm pour le balsa.

Comme nous l'avons vu auparavant, l'unique problème de ce matériau composite réside dans sa nature combustible. Afin d'éviter de se confronter à cette situation dans l'éventualité d'un incendie, il paraît judicieux de lui adjoindre un dispositif de protection.

1.1.2 Les dispositifs de protection envisagés

On peut généralement diviser les dispositifs de protection en deux catégories : ceux qualifiés de passifs, dont le fonctionnement ne nécessite pas d'intervention et ceux qualifiés d'actifs, qui ne sont fonctionnels que lorsque qu'on les a déclenchés. Parmi les dispositifs passifs, nous disposons déjà d'une panoplie importante de systèmes de protections de paroi, tels que des revêtements de surface intumescents, qui sous l'effet d'une source de chaleur vont croître et offrir ainsi une protection accrue de la paroi, ou bien simplement l'utilisation d'un très faible conducteur thermique permettant d'isoler la paroi de la source de chaleur. Munie de telles protections, la partie résineuse du composite serait alors protégée de la combustion.

Cependant l'utilisation de tels dispositifs implique une élévation de masse non négligeable s'il faut équiper toutes les parois composites, alors qu'en cas d'incendie, seule une portion restreinte de ces parois sera sujette au feu. C'est pourquoi le concept de protection active est intéressant dans la mesure où il ne fonctionne qu'en cas de besoin et peut être ciblé sur une zone en particulier.

Le dispositif de protection actif le plus commun est sûrement celui que l'on nomme *Sprinkler* ou *dispositif d'extinction automatique d'incendie*, il est utilisé en vue d'éteindre le foyer ou

2. Dans le cas du balsa, les essais ont été effectués sur un échantillon représentatif de la moyenne, dont la masse volumique moyenne est celle indiquée dans le tableau 1.1.

tout du moins d'empêcher sa progression. Plus récemment, on a vu apparaître de nouveaux dispositifs actifs basés sur des brouillards d'eau : l'eau sous haute pression est pulvérisée en très fines gouttelettes qui vont absorber une grande partie du rayonnement de l'incendie puis se vaporiser, permettant ainsi de faire baisser la température du foyer (voir la thèse de Collin, 2006, par exemple).

Cependant, ces dispositifs sont la plupart du temps développés dans des contextes qui n'imposent pas des restrictions aussi importantes que dans le cas d'une application embarquée. En effet dans notre cas les réservoirs nécessaires à la protection des parois devront être présents dans le navire et imposent un sur-poids lié à ces dispositifs³. C'est justement cette contrainte qui motive cette étude de la protection de parois par films d'eau ruisselants, en visant la gamme de débits la plus faible possible.

1.2 État de l'art sur les films d'eau

Les films d'eau sont à la base d'une importante quantité d'applications pour le moins variées. Cependant chacune de ces applications possède ses propres contraintes et ne sont très souvent pas comparables, tant du point de vue des résultats que des phénomènes mis en jeu. On propose ici un aperçu des principaux domaines d'applications des films en insistant plus particulièrement sur les sujets fortement connexes à notre étude.

1.2.1 Le génie des procédés

Le domaine précurseur en terme d'utilisation des films d'eau est vraisemblablement celui de l'industrie chimique. Fulford (1964) mentionne dans sa revue concernant les écoulements en films fins l'existence d'un brevet, datant de 1836, utilisant comme principe de base l'absorption gazeuse sur de tels substrats. Par la suite, ce type de procédé s'est développé de manière assez intense dans l'industrie, profitant des forts échanges, à la fois en terme de chaleur ainsi que de masse (changement de phase) qui y ont lieu. Cette forte applicabilité motiva l'apparition des premiers travaux théoriques et expérimentaux. En effet, Nusselt (1916) fut l'un des pionniers quant à la modélisation du comportement d'un film formé par condensation sur une plaque verticale. La qualité de ses travaux fait d'ailleurs toujours de ses résultats une valeur de référence dans le domaine, bien que certaines de ses hypothèses aient maintenant montré quelques limites, comme nous le verrons par la suite (voir chapitre 3). Depuis lors, une multitude d'études allant toujours plus loin dans la modélisation et dans la compréhension des mécanismes a été réalisée. La revue de Killion et Garimella (2001) présente un bon aperçu de l'évolution concernant la modélisation mathématique des transferts (thermiques et massiques) dans les absorbeurs à film ruisselant.

3. On dispose sur les bateaux d'une source illimitée d'eau, à savoir la mer, cependant si les circuits électriques alimentant les pompes venaient à être endommagés, le dispositif ne pourrait fonctionner.

1.2.2 Le dessalement

Bien que l'on puisse considérer le dessalement comme partie intégrante du génie des procédés, celui-ci se positionne bien souvent dans un contexte différent de l'industrie qui est celui de l'accès à l'eau potable dans des territoires où elle est rare. Du fait de ses enjeux, ce domaine a suscité ces dernières années une très grande quantité de travaux comme ceux de Debbissi *et al.* (2001), de Fahem *et al.* (2006) ou encore de Raach et Mitrovic (2005). Le principe vise à réaliser l'évaporation puis la condensation d'un film d'eau de mer ou d'eau saumâtre ruisselant sur une plaque chauffée. On récupère ainsi de l'eau déminéralisée du côté du condenseur et une eau très fortement concentrée en sel au bas de l'évaporateur. La source de chaleur privilégiée étant fréquemment le rayonnement solaire (on parle alors de distillateur solaire) car les pays présentant un fort capital d'ensoleillement possèdent souvent de faibles ressources en eau potable. On trouve ensuite diverses mises en forme du procédé, certains utilisent un seul évapo-condenseur plan, Ben Jabrallah *et al.* (2005), d'autres tels que Raach et Mitrovic (2007) en mettent plusieurs en série...

1.2.3 Le refroidissement et la protection thermique de parois par film d'eau

L'un des domaines d'application des films d'eau est aussi celui de la protection et/ou du refroidissement de parois. Domaine qui peut encore être scindé en deux sous-parties : l'une où la source de chaleur est la paroi elle-même (cas du simple refroidissement) et l'autre où la source de chaleur est externe (cas de la protection de paroi avec éventuellement refroidissement). Nous présentons dans cette section un aperçu des différents travaux qui ont été effectués dans ces domaines. Les objectifs et les contraintes étant parfois assez éloignés de ceux qui sont les nôtres, cette section n'a pas vocation à être exhaustive, ni à donner des résultats quantitatifs, mais est plutôt orientée vers un recensement des diverses approches utilisées.

Le refroidissement de paroi

Les films d'eau suscitent en général un fort intérêt dans les problématiques de refroidissement de paroi. En effet, les faibles masses de liquides mises en jeu ainsi que l'importance du transfert de chaleur avec le film en font une technique de refroidissement à la fois économique et performante.

Certains domaines telle que la recherche spatiale s'y intéressent fortement, notamment pour les possibilités de miniaturisation des échangeurs de chaleur. Un des objectifs pouvant être de refroidir efficacement certains composants électroniques (voir les travaux de l'équipe de Kabov ; Kabov *et al.*, 2002, par exemple).

On les trouve aussi au centre de différentes études dans le domaine du nucléaire, où ils sont à la base de nouveaux procédés de refroidissement passif de réacteurs. Ambrosini *et al.* (2002), par exemple, ont réalisé une étude sur les caractéristiques physiques d'un film d'eau (épaisseur moyenne, minimale, et maximale, vitesse des vagues ...) pour différents angles d'inclinaison et différentes températures de paroi à différents nombres de Reynolds. Kang et Park (2001) ont effectué l'étude expérimentale du coefficient de transfert de masse par évaporation d'un film d'eau ruisselant sur une paroi chauffée à flux constant avec un flux d'air à contre-courant.

Dans une étude sur le refroidissement de réservoirs de produits toxiques ou dangereux lors de leur transport par voies terrestres, Celata *et al.* (2005) ont réalisé un travail expérimental sur le revêtement par spray d'une paroi chauffée à flux constant.

La protection de parois

Les films d'eau sont aussi à la base de procédés visant à protéger une paroi d'une source de chaleur externe. Cette source peut être de natures diverses : convective (courant d'air chaud), de contact (flamme venant lécher la paroi), ou radiative (flamme à distance, soleil ...). Bien évidemment les trois phénomènes sus-cités peuvent aussi avoir lieu simultanément, dans le cas d'un incendie par exemple.

Zhang *et al.* (2006), proposent une étude numérique du refroidissement des parois de la chambre de combustion d'une fusée par film d'eau. La source de chaleur est dans ce cas les gaz chauds issus de la combustion, qui chauffent la paroi à la fois par convection et par rayonnement. Les équations de Navier - Stokes, ainsi que de l'énergie et de la masse sont résolues dans la phase gazeuse ainsi que dans la phase liquide.

On trouve aussi des applications lorsque l'on cherche à protéger des cuves d'hydrocarbures dans l'éventualité d'un incendie. En général les cuves sont entourées de multiples buses de sprays fixées sur une structure externe et impactant sur la quasi-totalité de la paroi. Roberts (2004) montre expérimentalement l'inefficacité d'un tel système fonctionnant au débit recommandé par la législation lorsque les flammes atteignent la surface du réservoir. Buchlin (2005) en étudiant l'atténuation du rayonnement par brouillard d'eau montre que si l'on oriente certaines buses de manière à ce qu'elles impactent la paroi, la formation d'un film d'eau a des conséquences en terme de protection qui peuvent être très importantes (environ 90 % d'atténuation du rayonnement). Notons aussi Fossa et Devia (2008) qui étudient les interactions pouvant exister entre un réacteur en feu et des réservoirs voisins refroidis par film d'eau (facteur de forme en fonction de la distance, influence de la vitesse du vent).

Le domaine du bâtiment montre aussi un intérêt certain pour l'utilisation des films d'eau. D'un côté pour l'amélioration du confort thermique qu'ils permettent. He et Hoyano (2008) utilisent par exemple un revêtement *super-hydrophile* sur lequel de l'eau est pulvérisée pour protéger les bâtiments du rayonnement solaire. De manière plus théorique, Song *et al.* (1999) étudient numériquement l'absorption du rayonnement solaire par un film turbulent s'écoulant sur une plaque inclinée isolée.

D'un autre côté en ce qui concerne la protection incendie, Wu et Lin (2007) étudient expérimentalement la résistance au feu d'une paroi de verre refroidie soit par film d'eau soit par un sprinkler impactant la totalité de la vitre. Ils montrent une bonne efficacité de la protection par film d'eau même en présence du phénomène de flashover⁴. La paroi a en effet pu être maintenue à une température proche de 100 °C pour un débit de 1000 kg/h m_{paroi} . Avec un débit quatre fois plus important, le sprinkler ne permet pas une protection aussi bonne que le film d'eau.

Les résultats qui suivent étant cette fois-ci proches de notre problématique, nous insisterons

4. Embrasement généralisé.

plus sur les détails expérimentaux, de modélisation ainsi que sur les résultats.

Lev et Strachan (1989) réalisent une étude pour déterminer l'ordre de grandeur des débits d'eau nécessaires pour protéger une paroi métallique d'un rayonnement incident (de type incendie). Ils testent deux dispositifs : l'un consistant en la création d'un film d'eau par l'utilisation d'un tuyau percé de multiples orifices et l'autre utilisant la projection d'un spray sur la paroi (ils utilisent des buses de type sprays plats). Pour leurs travaux, ils disposent d'un panneau radiant à brûleurs à gaz de 2 x 2 m, qu'ils utilisent pour réaliser des densités de flux allant jusqu'à 70 kW/m². La paroi métallique est de dimension 1 x 200 x 200 cm, elle est isolée en face arrière par une couche de 5 cm d'épaisseur de silicate de calcium. Une zone de 50 x 50 cm au centre de la paroi (afin d'éviter au maximum les effets de bords) est équipée de six thermocouples. Les expériences sont réalisées en faisant varier le débit d'alimentation du film entre 84 et 624 kg/h m² et le flux entre 10 et 70 kW/m². Les débits les plus faibles semblent poser des problèmes d'application dans le cas du film d'eau du fait de la difficulté à mouiller la paroi complètement. Les résultats sont présentés avec le flux imposé en abscisse et la température de la paroi mesurée en ordonnée et ce pour différents débits (voir figure 1.3).

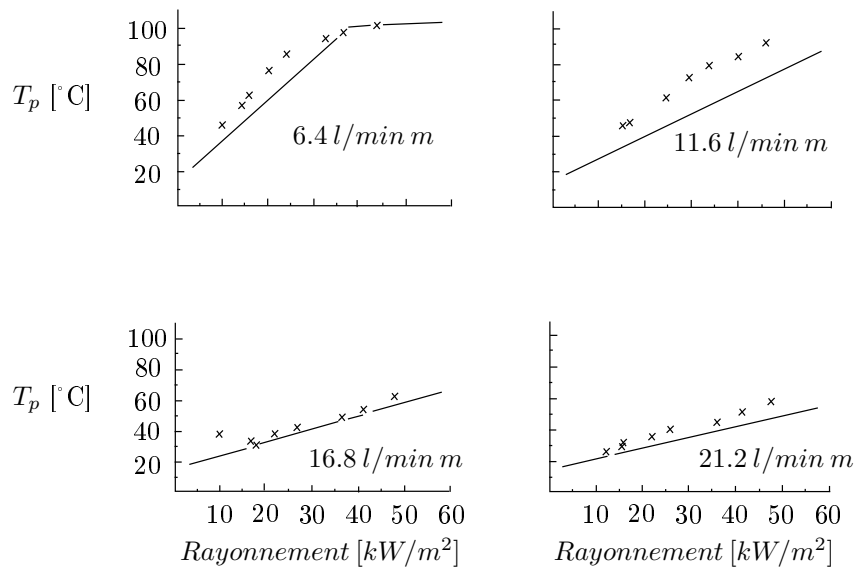


FIGURE 1.3 – Résultats expérimentaux obtenus par Lev et Strachan (1989) dans le cas du film d'eau - les croix représentent les résultats expérimentaux et les traits pleins les résultats numériques.

On remarque une augmentation de la température de manière quasi-linéaire à mesure que le flux augmente et ce quel que soit le débit du film. Passé un certain flux, le profil semble cependant s'infléchir et tendre vers une température de 100 °C.

En parallèle à ces résultats expérimentaux, ils proposent un modèle théorique de la paroi et du film en régime permanent soumis à une source de rayonnement. Ils considèrent les transferts par rayonnement, convection et conduction. La source de chaleur est considérée comme un corps noir, sa densité spectrale est donc déduite de l'équation de Planck. L'absorption du rayonnement

par le film d'eau est prise en compte via une loi de type Beer-Lambert ; ils supposent aussi que la totalité de la chaleur est transmise au film. L'épaisseur de ce dernier est obtenue via une corrélation. Le phénomène d'évaporation n'est pas considéré, cependant passé 100 °C, le phénomène d'ébullition est modélisé.

La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux montre certaines différences que les auteurs attribuent à des biais expérimentaux. Le modèle est ensuite utilisé pour simuler des flux allant jusque 140 kW/m². Les auteurs déclarent que le phénomène de protection par film d'eau est principalement obtenu grâce à l'absorption du rayonnement par le film, donc à son épaisseur. Des débits de l'ordre de 240 kg/h m² semblent suffisants pour protéger la paroi pour des flux allant jusque 70 kW/m².

Fu *et al.* (1990) présentent aussi des travaux concernant la protection de paroi vis-à-vis d'un flux de chaleur incident. L'étude est cette fois-ci entièrement abordée sous l'aspect de la modélisation numérique. Les auteurs présentent un modèle 1D instationnaire aux différences finies de la paroi et du film⁵. Ils résolvent l'équation de la chaleur dans la paroi ainsi que dans le film d'eau. L'eau est considérée comme un milieu semi-transparent (loi de type Beer-Lambert) et la paroi comme un corps noir. Le transfert de chaleur par évaporation, ainsi que la diminution de l'épaisseur du film sont pris en compte via la solution analytique du transfert de concentration dans la phase gazeuse (hypothèse d'un transfert 1D et d'un équilibre thermodynamique atteint à la surface du film). Enfin, le système d'équation est résolu par une méthode de type implicite. Les résultats sont obtenus pour un flux incident de 50 kW/m² et une paroi de cuivre. Cependant l'épaisseur du film semble être imposée de manière arbitraire, nous ne retiendrons donc que le fait que les auteurs concluent sur l'efficacité d'un film stagnant pour protéger une paroi relativement à cette même paroi sans film.

Du peu d'études existant concernant la protection de parois par film d'eau ruisselant, on peut retenir d'une part que le système semble efficace pour protéger la paroi à condition d'utiliser un débit adéquat. D'autre part on remarque que des approches expérimentales et numériques ont été réalisées. Cependant les études restent assez limitées à des études de faisabilité et le plus souvent dans des situations unidimensionnelles. Enfin les matériaux testés sont le plus souvent de bons conducteurs de la chaleur.

Ces lacunes sont autant de motivations pour étudier à la fois expérimentalement et numériquement la protection apportée par un film d'eau vis-à-vis d'un flux radiatif conséquent.

5. Il convient de noter qu'au vu des équations présentées dans l'article, le film est considéré comme stagnant.

Chapitre 2

Description phénoménologique

Sommaire

2.1	Hydrodynamique des films d'eau	11
2.1.1	Description des régimes d'écoulements en film	12
2.1.2	Développements théoriques majeurs sur les films d'eau	12
2.1.3	Modélisation de l'interface des écoulements en film	17
2.2	Propriétés thermiques des films d'eau	18
2.2.1	Propriétés radiatives de l'eau	18
2.2.2	Effet de thermocapillarité ou de Marangoni	20
2.2.3	Évaporation	21
2.3	Description du cas étudié	23

Le sujet que nous abordons est caractérisé par une grande richesse de phénomènes physiques. Nous présentons dans ce chapitre les différents points clés utiles à sa compréhension. Nous commençons d'abord par les critères propres à l'hydrodynamique des films d'eau, puis nous décrivons ceux associés à leurs propriétés thermiques. Enfin, nous finirons en posant le cas d'étude qui sera le notre tout au long de ce travail.

2.1 Hydrodynamique des films d'eau

Depuis les travaux de pionnier de Nusselt (1916) concernant la condensation de films d'eau sur des parois verticales, les films ruisselants ont toujours été un sujet de recherche très actif. En effet, le couplage ainsi que l'hétérogénéité des phénomènes physiques y ayant lieu rendent son étude assez complexe. D'autre part, l'étendue de ses domaines d'applications et ses bonnes performances en terme de transferts de chaleur et de masse en font un sujet très attractif. Nous proposons dans cette section une description des différents régimes d'écoulement pouvant prendre place au sein des films d'eau ainsi que les principaux développements théoriques qui ont été réalisés et enfin des exemples de modélisation de la forme de l'interface du film. Pour des raisons de concision, nous allons restreindre l'étude aux films s'écoulant sur des parois planes et dont l'écoulement dans la phase gazeuse peut être considéré comme au repos.

2.1.1 Description des régimes d'écoulements en film

L'analyse dimensionnelle des écoulements en film (voir la revue de Fulford, 1964) révèle que le phénomène est principalement régi par les nombres de Reynolds, de Weber, ainsi que de Froude. On définit ces nombres de la manière suivante :

$$\mathcal{R}e = \frac{4Q}{\nu}, \quad \mathcal{W}e = \frac{\bar{u}}{(\sigma/\rho\bar{\delta})^{1/2}}, \quad \mathcal{F}r = \frac{\bar{u}}{(g\bar{\delta})^{1/2}}.$$

De manière similaire aux autres types d'écoulements, il existe donc un nombre de Reynolds critique au-delà duquel le fluide va passer d'un état laminaire à un état turbulent¹. Cependant cette distinction ne s'avère pas suffisante à elle seule pour distinguer les différents régimes d'écoulements en film. En effet, suivant les différentes valeurs adoptées par les nombres de Weber et de Froude, la géométrie de la surface libre du film peut se trouver modifiée par l'apparition de vaguelettes causées soit par des effets de gravité soit par des effets de capillarité. On introduira donc un second distinguo dans les régimes d'écoulements en introduisant la notion de film ondulé, pouvant à son tour être subdivisée suivant les causes des ondulations (gravité ou capillaire). On distingue donc en général quatre régimes d'écoulement distincts dans les films d'eau (voir figure 2.1) : le régime laminaire lisse, le régime laminaire ondulé sinusoïdalement, le régime laminaire ondulé non-sinusoïdal et enfin le régime de transition et turbulent.

À faible nombre de Reynolds, l'écoulement est régi par les effets de viscosité, l'écoulement est en conséquence laminaire et la surface libre n'est pas déformée ; elle reste donc lisse. Passé un nombre de Reynolds de l'ordre de 10, l'importance des forces de tensions de surface grandit et l'interface commence à se déformer en suivant une sinusoïde (voir figure 2.1). Une fois passé des nombres de Reynolds de l'ordre de 200, les forces d'inertie couplées aux effets de la gravité tendent à déformer l'interface sinusoïdale. On observe alors des vagues dont l'amplitude est plus importante et dont la pente est plus faible en amont et plus forte en aval. Leurs fréquences deviennent aussi plus faibles. On observe entre ces vagues des vagues d'origines capillaires. Leur allure est identique mais elles sont d'amplitude plus faible et de plus grande fréquence. Ensuite pour des nombres de Reynolds compris dans l'intervalle 1000 - 2000, la transition laminaire/turbulent débute.

Note : de manière implicite, il apparaît que la présence de vaguelettes à la surface du film n'est pas un critère de turbulence du film, mais d'instabilité du film.

2.1.2 Développements théoriques majeurs sur les films d'eau

Dans cette partie, nous dressons un court inventaire des principales théories analytiques obtenues concernant l'hydrodynamique des films liquides plans. Bien évidemment ces solutions requièrent un certain nombre de simplifications sans quoi la résolution en serait quasiment

1. Même pour des nombres Reynolds bien supérieurs à la valeur critique, l'importance de la sous-couche laminaire dans les écoulements en film reste très importante, ce qui rend l'observation de la transition moins évidente que dans le cas des écoulements en canalisations.

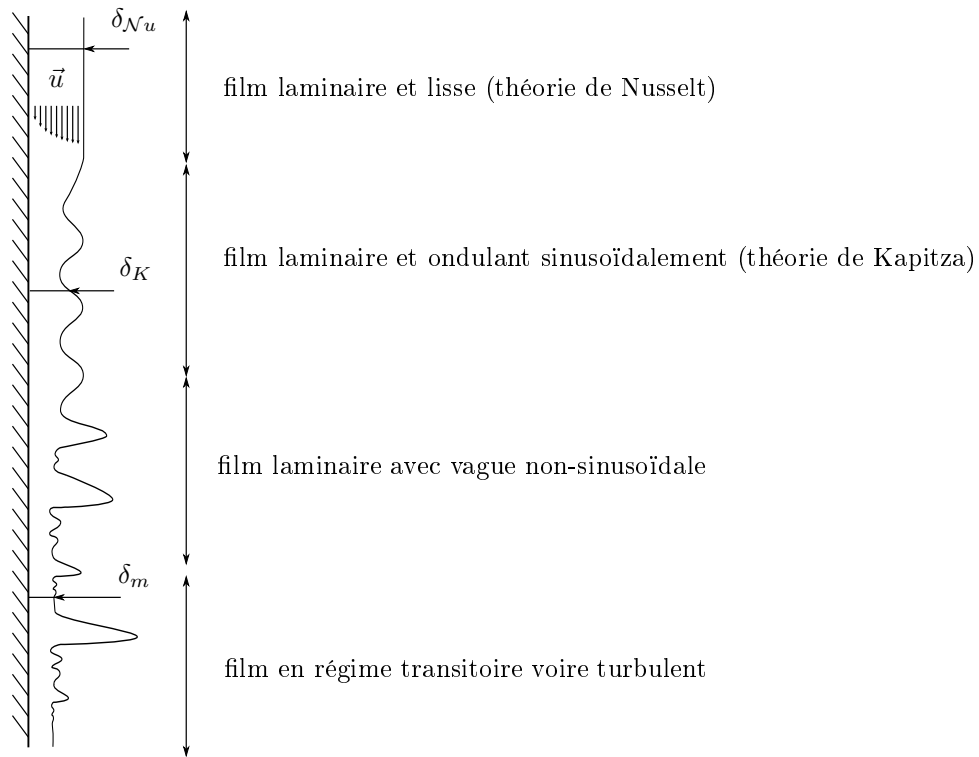


FIGURE 2.1 – Schéma représentant les différentes allures de l'interface du film.

impossible. Malgré cela, les résultats fournis par ces théories fournissent de précieux renseignements concernant les écoulements et se trouvent souvent confortés par de nombreuses analyses expérimentales.

Le régime laminaire lisse ou de Nusselt

Dans un premier temps nous exposons ici la manière dont Nusselt (1916) a résolu l'écoulement d'un film liquide s'écoulant en régime laminaire lisse et permanent sur une paroi inclinée d'un angle β avec l'horizontale (voir figure 2.2). Le fluide est considéré comme incompressible et l'écoulement bidimensionnel (l'axe des x caractérise la direction de l'écoulement et l'axe des y la normale au plan incliné).

Nous partons de la loi de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0, \quad (2.1)$$

et de l'équation de Navier et Stokes :

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \mu \Delta \vec{u} + \vec{f}_{vol}. \quad (2.2)$$

En régime permanent l'équation (2.1) nous donne :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

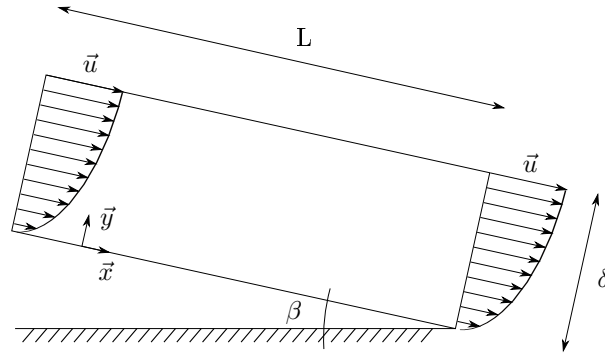


FIGURE 2.2 – Représentation schématique de la configuration considérée pour la théorie de Nusselt.

or l'écoulement est établi donc $\frac{\partial}{\partial x} = 0$, d'où $\frac{\partial v}{\partial y} = 0$, soit v est une constante. Comme en particulier en $y = 0$ (à la paroi), la condition de non-glisement nous donne que $\vec{u} = 0$, alors la composante v de la vitesse est nulle. Le vecteur vitesse de l'écoulement se résume donc à sa composante selon l'axe x soit : $\vec{u} = u(y)\vec{e}_x$. En introduisant la nouvelle expression du vecteur vitesse dans l'équation de Navier - Stokes (2.2) et en considérant que les seules forces volumiques qui s'exercent sur le fluide résultent du champ de pesanteur, on arrive, selon la composante x , à l'équation suivante :

$$\nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \sin \beta = 0. \quad (2.3)$$

Après intégration de l'équation (2.3) et utilisation de la condition à la limite de continuité de la contrainte tangentielle à l'interface², on aboutit à l'équation de la vitesse suivante :

$$u_{\mathcal{N}u}(y) = \frac{g \sin \beta}{\nu} \left(y\delta - \frac{1}{2}y^2 \right). \quad (2.4)$$

Le profil de vitesse obtenu dans un film en régime laminaire lisse et permanent est donc de forme semi-parabolique, on fera par la suite référence à ce profil sous l'appellation de *profil de Nusselt*. On en déduit, en $y = \delta$, la vitesse à la surface du film :

$$u(\delta) = \frac{g\delta^2 \sin \beta}{2\nu}. \quad (2.5)$$

Après intégration de l'équation (2.4), on obtient la relation suivante entre le débit par unité de longueur Q et l'épaisseur du film :

$$\delta = \left(\frac{3Q\nu}{g} \right)^{1/3}, \quad (2.6)$$

on notera cette épaisseur $\delta_{\mathcal{N}u}$ en référence à la théorie qui permet de l'obtenir. Cette relation nous donne aussi l'expression de la vitesse moyenne \bar{u} :

$$\bar{u} = \frac{g\delta^2 \sin \beta}{3\nu}. \quad (2.7)$$

2. Étant donnée la différence de viscosité entre l'air et l'eau, la contrainte tangentielle exercée par l'air sur l'eau est considérée comme négligeable.

Cette solution analytique proposée par Nusselt nous permet, d'une part, d'avoir une première information sur la forme du profil de vitesse dans un film laminaire et lisse. D'autre part, cette solution donne une estimation rapide et relativement précise de l'épaisseur du film δ pour de faibles nombres de Reynolds. Certains résultats expérimentaux (voir Yih, 1986, par exemple) montrent même que pour des nombres de Reynolds élevés (film turbulent) cette équation fournit des résultats d'un ordre de grandeur comparable avec la mesure.

Cependant, d'un point de vue plus théorique, certaines études sur les conditions d'apparition des vagues sur un film ruisselant (études de stabilité) ont montré que le film devient instable pour des nombres de Reynolds relativement faible : $\mathcal{Re} > 10$ (voir Fulford, 1964). D'autres études, comme celle de Benjamin (1957), montrent même qu'un film d'eau ruisselant sur une paroi verticale est inconditionnellement instable. Ces résultats restreignent considérablement le champ d'application de cette théorie, dans la mesure où en pratique un film lisse est relativement rare (pour l'eau en tout cas). Cependant, de par sa simplicité d'utilisation, cette théorie reste à la base de bons nombres d'applications.

Note : dans la démonstration précédente, les effets d'inertie du film ont été négligés, certaines études (voir Fulford, 1964) fournissent cependant des solutions concernant la variation de l'épaisseur du film selon la direction de l'écoulement. En théorie, l'écoulement se divise en trois zones, la première où l'épaisseur du film va croître jusqu'à atteindre l'épaisseur de Nusselt. La seconde où le film est stabilisé à l'épaisseur de Nusselt, et enfin une troisième où les forces d'inertie deviennent importantes et où l'épaisseur recommence à croître. Cependant, avec les propriétés physiques d'un fluide tel que l'eau, ces effets sont relativement faibles.

Régime laminaire ondulé

Dans la continuité des travaux de Nusselt, Kapitza et Kapitza (1964) se sont intéressés à l'étude de l'écoulement d'un film en régime laminaire, mais dont la surface est cette fois-ci supposée ondulée (dépendante de x et de t). L'écoulement est supposé bidimensionnel et le fluide incompressible.

Par intégration de l'équation de conservation de la masse (2.1) sur un volume de contrôle élémentaire $dV = \delta(x, t) dx$, on obtient dans les hypothèses de type couche limite :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^\delta u dy \right). \quad (2.8)$$

L'équation de Navier - Stokes (2.2) projetée selon x , dans le cas d'un écoulement de ce type prend alors la forme (voir Guyon *et al.*, 2001, par exemple) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \sin \beta, \quad (2.9)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

- à la surface libre (en $\delta(x, t)$) : $p = p_\sigma \cong -\sigma \frac{d^2 \delta}{dx^2}$ (expression de la pression capillaire) et on considère toujours la contrainte tangentielle exercée par l'air sur l'eau comme négligeable.
- à la paroi : la condition de non-glissement et d'étanchéité donne $u = v = 0$.

Si l'on suppose que le profil de vitesse est le profil semi-parabolique de Nusselt (2.4) et que l'on introduit cette valeur dans l'équation (2.9), après utilisation de la condition à la limite de pression, puis intégration sur l'épaisseur du film et en ayant divisé par δ , on obtient :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{9}{10} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = \frac{\sigma}{\rho} \frac{d^3 \delta}{dx^3} - \frac{3\nu \bar{u}}{\delta^2} + g \sin \beta, \quad (2.10)$$

où \bar{u} est la valeur moyenne de la vitesse dans l'écoulement.

Puis l'équation (2.8) nous amène à :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = - \frac{\partial \bar{u} \delta}{\partial x}. \quad (2.11)$$

En ajoutant à cela l'hypothèse que les vagues sont de grandes longueurs d'onde relativement à l'épaisseur du film, on peut réécrire l'épaisseur du film δ comme : $\delta = \bar{\delta}(1 + \zeta)$, où $\bar{\delta}$ est l'épaisseur moyenne du film et ζ correspond à l'amplitude de la perturbation relativement à $\bar{\delta}$. Cette expression est ensuite substituée dans l'équation (2.10).

Après un certain nombre de changements de variable et dans l'hypothèse de vagues de nature périodique (voir Fulford, 1964), cette équation donne en première approximation (les termes d'ordre 2 pour les dérivées de ζ sont négligés) :

$$\bar{\delta}^3 = \frac{3Q\nu}{g \sin \beta} = \delta_{\mathcal{N}u}^3,$$

et la célérité des vagues v_w :

$$v_w = 3\bar{u}.$$

L'épaisseur moyenne du film n'est donc, en première approximation, pas influencée par la présence des vagues (elle est identique à celle de Nusselt). La vitesse des vagues est nettement supérieure à la vitesse moyenne du film.

On obtient aussi la fonction ζ , qui nous permet de décrire la forme de la surface libre du film :

$$\zeta = \omega \sin \left(\bar{u} \left(4, 2\rho/\sigma\bar{\delta} \right)^{1/2} (x - v_w t) \right),$$

où $\omega\bar{\delta}$ correspond à l'amplitude de la vague.

Les variations de la forme de l'interface vis-à-vis de l'épaisseur moyenne sont donc de nature sinusoïdale³.

En seconde approximation (cette fois ci, l'équation est résolue sans négliger les dérivées d'ordre 2 en ζ), on obtient que l'épaisseur moyenne du film dépend de la hauteur de perturbation de l'interface :

$$\bar{\delta}^3 = \frac{3\nu Q}{g} \psi,$$

ou ψ est une fonction de l'amplitude des vagues.

En formalisant les travaux de Kapitza portant sur l'étude de la stabilité des films ondulés et notamment la détermination des conditions pour lesquelles les forces de gravité sont compensées

3. En première approximation.

par la dissipation d'énergie sous forme visqueuse, Levich (1962) donne par résolution graphique les paramètres suivants :

$$\omega = 0,46 ,$$

$$v_w = 2,4\bar{u} ,$$

$$\delta_K = 0,93\delta_{Nu} ,$$

Cette solution est valide pour des nombres de Reynolds compris entre 10 et 200 et des longueurs d'onde de vagues supérieures à 13,7 fois l'épaisseur du film. L'épaisseur moyenne du film ondulé est donc de 6 à 7 % plus faible que celle du film lisse pour le débit correspondant, cette tendance a été aussi observée expérimentalement par Portalski (1963).

Régime de transition et turbulent

Du fait de la complexité des équations, on ne trouve d'après Fulford (1964) que peu de théories analytiques concernant le régime de transition et le régime turbulent et bien souvent les études théoriques des films font l'hypothèse que l'interface peut être supposée lisse. Alors, le problème des films turbulents est bien souvent approché par des techniques de résolution numériques. Les premiers travaux effectués par Alekseenko *et al.* (1985) puis suivis plus tard par Gao *et al.* (2003) montrent que le profil de vitesse dans les grandes vaguelettes tend à rester de forme parabolique sauf en aval de la vague où il s'en écarte, donnant ensuite naissance à un phénomène de recirculation à proximité de la crête de l'instabilité.

2.1.3 Modélisation de l'interface des écoulements en film

Au cours des recherches concernant les films d'eau, on remarque de nombreuses tentatives de modélisation de la forme de l'interface d'un film ruisselant ondulé. En effet, cette donnée est d'une importance capitale lorsque l'on s'intéresse aux transferts de masse et/ou de chaleur entre le film et son environnement.

La théorie de Kapitza (voir section 2.1.2) permet une description de la forme de l'interface pour des nombres de Reynolds allant jusque 200.

Pour des débits plus importants, Hirshburg et Florschuetz (1982a) développent une solution par analyse d'états périodiques asymptotiques de l'écoulement. Le profil de vitesse est supposé auto-similaire au profil parabolique de Nusselt et la perturbation de l'interface est supposée pouvant être représentée sous la forme d'une série comparable à une série de Fourier (la méthode de base est comparable à celle présentée en section 2.1.2). Ils obtiennent ainsi une équation de la surface libre en fonction d'une série de Fourier tronquée. L'étude est restreinte à des écoulements de nature périodique, d'où un nombre de Reynolds maximum de 1000.

Plus tard, Jayanti et Hewitt (1996) utilisent dans une étude sur le transfert de chaleur dans

les films avec vaguelettes une équation empirique du type :

$$\begin{aligned}\delta(x) &= \frac{1}{2} \left[(\delta_M - \delta_m) - (\delta_M - \delta_m) \cos \frac{\pi x}{L} \right] \text{ pour } 0 \leq x \leq L_t, \\ &= \frac{1}{2} \left[(\delta_M - \delta_m) - (\delta_M - \delta_m) \cos \frac{\pi (x - L_t)}{L_t} \right] \text{ pour } L_t \leq x \leq L_t + L_f, \\ &= 0 \text{ pour } x \leq 0 \text{ ou } x \geq L_t + L_f,\end{aligned}\tag{2.12}$$

pour décrire la forme de l'interface en présence d'une vaguelette (δ_M correspond à la hauteur de crête de la vague, δ_m la hauteur minimale du film⁴, L_t à la longueur de la partie aval de la vague ou *tail* et L_f à la longueur de la partie amont de la vague ou *front*).

Enfin, Touglidis *et al.* (2004) proposent une technique très intéressante de reconstruction de la forme de l'interface d'un film ruisselant pour des nombres de Reynolds allant de 800 à 5000. Leur modèle ne se base pas sur la résolution d'équations de la dynamique, mais sur l'observation empirique de la forme des vagues et de la nature stochastique d'un tel écoulement. Ils utilisent une loi log-normale :

$$w = \delta_m + b_v e^{-\left(\ln \frac{t}{c_v}\right)^2 / 2d_v},\tag{2.13}$$

pour décrire la géométrie des vagues (ce qui s'avère assez réaliste en première approximation), avec δ_m , b_v , c_v et d_v des paramètres permettant d'ajuster la forme des vagues (δ_m pour l'épaisseur minimale du film, b_v pour l'amplitude de la vague, c_v définit la position relative de la crête de la vague, tandis que d_v représente la finesse de la vague). Le processus de reconstruction est alors le suivant : un nombre de vagues est fixé en fonction du nombre de Reynolds (à l'aide d'une corrélation obtenue expérimentalement) puis les vagues sont réparties de manière gaussienne sur un substrat d'épaisseur δ_m . Les valeurs des paramètres b_v , c_v et d_v sont aussi choisies de manière gaussienne dans un intervalle de valeurs fixé par l'expérience. Moyennant quelques itérations pour satisfaire des critères physiques et statistiques, la morphologie de l'interface du film peut alors être représentée.

2.2 Propriétés thermiques des films d'eau

Les films d'eau, comme tout autre fluide, possèdent des comportements en terme de conduction ainsi que de convection, dont les propriétés et caractéristiques sont très bien connues et trop peu originales pour être décrites ici. Cependant, certaines particularités méritent d'être mises en relief, du fait de leur forte influence concernant la capacité de protection thermique du film d'eau.

2.2.1 Propriétés radiatives de l'eau

Nous allons dans un premier temps nous focaliser sur les propriétés radiatives de l'eau et donc de notre film.

Dans les observations que nous pouvons faire quotidiennement, l'eau nous apparaît comme totalement transparente au rayonnement. On serait dès lors tenté de la considérer comme telle

4. Ou hauteur du substrat.

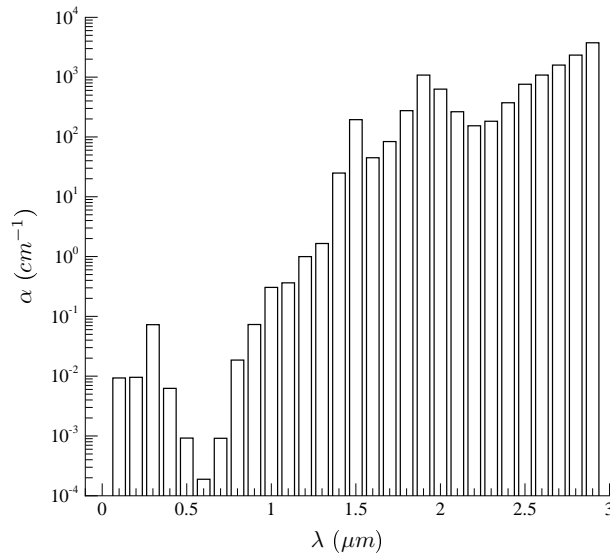


FIGURE 2.3 – Courbe d’absorptivité de l’eau en fonction de la longueur d’onde (Dia, 1991).

quel que soit le spectre de lumière étudié. Cependant, dans des contextes tels que la plongée sous-marine, on peut observer une évolution du spectre lumineux à mesure de la descente. L’atténuation des couleurs rouges est caractéristique et impose même le recours à des sources de lumière artificielle afin de réaliser des photographies dans la totalité du spectre visible. Ainsi malgré l’apparente transparence de l’eau au rayonnement visible, l’eau tend à être de plus en plus opaque, à mesure que la longueur d’onde augmente (voir figure 2.3).

On observe en effet une forte élévation du coefficient d’absorption par unité de longueur de l’eau en fonction de la longueur d’onde, particulièrement lorsque l’on arrive proche des IR moyens et lointains. Song *et al.* (1999) donnent pour l’eau une valeur critique de la longueur d’onde $\lambda_c = 2,5 \mu\text{m}$; au delà de cette valeur l’eau peut être considérée comme opaque au rayonnement.

L’eau est donc un milieu que l’on qualifie de semi-transparent, ce qui signifie que son comportement est à mi-chemin entre un corps complètement athermane⁵ et un milieu diathermane⁶. Les phénomènes radiatifs y sont donc à la fois surfaciques (notamment aux interfaces du film : air/film et film/paroi) et volumiques (à l’intérieur du film).

Cette propriété va être tout à fait intéressante dans le type d’application qui nous concerne. En effet, une partie du rayonnement émis par la source de laquelle on veut protéger la paroi va être absorbée par le film, sans même atteindre la paroi. Il s’agit malheureusement de la partie la moins énergétique du rayonnement (aux plus grandes longueurs d’onde), mais cet effet est loin d’être négligeable.

En conséquence, plus le film d’eau va être épais, plus il sera à même de protéger la paroi en absorbant une plus grande quantité de rayonnement.

5. Opaque au rayonnement et donc caractérisé par des phénomènes radiatifs de surface.

6. Transparent au rayonnement et donc n’intervenant pas dans le bilan radiatif.

Modélisation du rayonnement dans un milieu semi-transparent

L'atténuation du rayonnement dans un milieu semi-transparent suit la loi de Beer - Lambert ⁷ (voir équation (2.14)) pour chacune des longueurs d'onde du rayonnement (voir De Vriendt, 1992, par exemple). Pour un milieu semi-transparent homogène, la luminance transmise à travers une épaisseur x vaut :

$$L_\lambda(x) = L_\lambda(0)e^{-\kappa_\lambda x}, \quad (2.14)$$

où $L_\lambda(0)$ la luminance monochromatique incidente dans le domaine et κ_λ est le coefficient d'extinction du milieu pour la longueur d'onde λ .

2.2.2 Effet de thermocapillarité ou de Marangoni

L'effet de thermocapillarité ou *effet Marangoni* est un phénomène très important lorsque l'on étudie les films d'eau en présence d'une source de chaleur. En effet, Wang *et al.* (2000) affirment que dans la plupart des situations, la cause de l'assèchement du film peut être attribuée à un effet thermocapillaire latéral ou selon la direction de l'écoulement. Cet effet se montre plus prononcé pour des flux thermiques importants ainsi que pour les débits les plus faibles (voir Zhang *et al.*, 2008).

Description du phénomène

Sous l'influence d'importantes variations locales de température au sein du film, des gradients de tension superficielle peuvent apparaître à l'interface entre le film et l'air. En effet, certaines zones plus chaudes vont voir leur tension superficielle chuter, ce qui augmente localement la pression et donc provoque la migration des particules vers les zones de plus forte tension superficielle (de plus faible pression). Le mouvement des particules fluides entraîne par contrainte visqueuse une partie de l'écoulement ; ensuite, afin de satisfaire la conservation de la masse, elles tendent à être renouvelées par de nouvelles particules (voir figure 2.4). Un mouvement de convection est ainsi engendré, on parle de convection de Marangoni.

Le film étant alors localement plus fin, les transferts de chaleur à cet endroit en sont décuplés ; le film chauffe donc plus, ce qui tend de nouveau à générer des gradients de tensions superficielles et donc à amenuiser encore l'épaisseur du film.

De manière visuelle, à l'aide d'une caméra infrarouge, on peut observer des alternances de bandes verticales plus chaudes et de bandes plus froides telles que décrites par Zhang *et al.* (2008).

À la limite, si le renouvellement de matière n'est pas suffisant (débit trop faible), le film va atteindre progressivement les conditions propices à la création d'une zone sèche. On parle de séchage, mais le moteur principal n'est pas son changement d'état, mais sa migration.

7. Ou aussi loi de Bouguer.

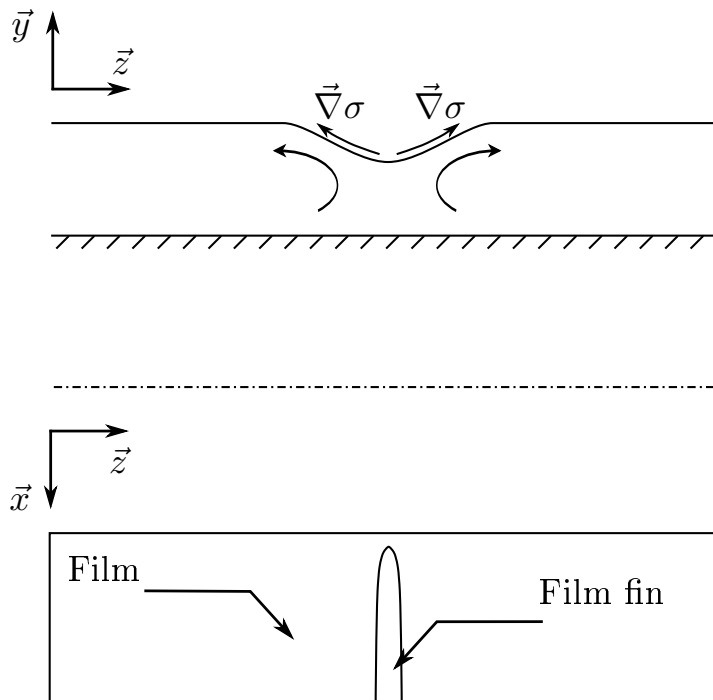


FIGURE 2.4 – Schéma explicatif de la convection ou effet Marangoni

Modélisation du phénomène

On trouve dans la littérature différents essais de modélisation du phénomène, notamment en vue de déterminer le flux de chaleur critique amenant l'assèchement du film. Les modèles se basent essentiellement sur la recherche de conditions sur l'écoulement secondaire (l'écoulement primaire étant celui issu de la force de pesanteur) permettant le maintien d'une zone sèche. Wang *et al.* (2000), par exemple, recherchent, en effectuant un bilan des forces s'exerçant sur le film, la vitesse critique de l'écoulement engendré par l'effet Marangoni telle qu'elle soit prépondérante vis-à-vis de celle de l'écoulement initial.

2.2.3 Évaporation

L'évaporation est l'un des phénomènes à l'origine de la forte utilisation des films d'eau. Ce phénomène va effectivement permettre d'une part d'évacuer efficacement de la chaleur car une grande quantité d'énergie est nécessaire au changement d'état de l'eau. D'autre part ce phénomène peut être utilisé pour séparer l'eau d'autres constituants ayant des températures de vaporisation plus élevées. C'est par exemple le principe de fonctionnement des distillateurs solaires d'eau de mer comme celui de Ben Jabrallah *et al.* (2006) ou bien de Bouchekima *et al.* (2000).

Description du phénomène

L'interface entre l'air et l'eau, va, du fait des transferts de chaleur imposés atteindre une certaine température T_δ . On peut faire correspondre à cette température une pression partielle dans la phase de vapeur à l'interface, qui, si l'on suppose que l'équilibre thermodynamique est localement atteint, est égale à la pression de saturation de la vapeur d'eau à la température T_δ : $p_{sat, \delta}(T_\delta)$. Dès lors, s'il existe une différence entre cette pression partielle et la pression partielle de vapeur contenue dans l'air, on va assister à un mécanisme d'évaporation ou de condensation (selon le signe : si $p_{sat, \delta}(T_\delta) > p_{vap, amb}(T_{amb})$, une partie du film s'évapore et inversement si $p_{sat, \delta}(T_\delta) < p_{vap, amb}(T_{amb})$, une partie de la vapeur présente dans l'air va se condenser sur le film).

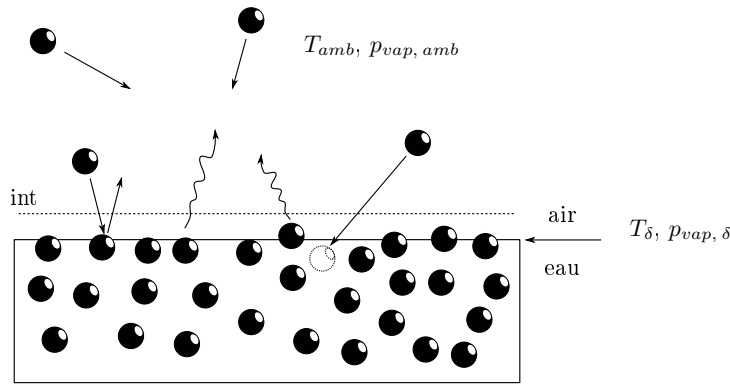


FIGURE 2.5 – Schéma représentatif de la situation considérée dans le traitement par la théorie cinétique des gaz parfaits de l'évaporation.

Modélisation du phénomène

On distingue plusieurs manières de modéliser le phénomène d'évaporation. Elles se distinguent principalement par la théorie qui en est à l'origine, mais aussi par les données nécessaires à son calcul. On trouve en général plusieurs grandes approches :

- ▷ soit l'utilisation d'équations dérivées de la théorie cinétique des gaz parfaits. Par exemple, la loi de Hertz-Knudsen (voir équation (2.15)). Un bilan sur les particules traversant une zone proche de l'interface où a lieu l'évaporation (voir figure 2.5) permet d'établir une relation entre le flux massique évaporé et les pressions partielles ainsi que les températures à l'interface du liquide et celles dans le noyau de la phase gazeuse.

$$\dot{m}_v = \frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \left(\frac{M}{2\pi\mathcal{R}} \right)^{1/2} \left(\frac{p_{sat, \delta}(T_\delta)}{\sqrt{T_\delta}} - \frac{p_{vap, amb}(T_{amb})}{\sqrt{T_{amb}}} \right), \quad (2.15)$$

où $\hat{\sigma}$ est le coefficient d'accommodation, supposé ici comme identique pour l'évaporation et la condensation⁸.

8. Voir Marek et Straub (2001) pour plus de précision concernant ce coefficient.

- ▷ soit des équations dérivées des lois de la diffusion. On fait alors implicitement l'hypothèse que le phénomène d'évaporation est limité seulement par la diffusion de la vapeur dans l'air et non par l'apport de chaleur. On a alors, en considérant l'interface comme semi-perméable, la formule suivante :

$$v_\delta = -\frac{D}{1 - C(\delta)} \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_\delta, \quad (2.16)$$

qui donne la vitesse d'évaporation et donc, par intégration, le flux massique d'évaporation, en fonction de la diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air, ainsi que du gradient de concentration dans la phase gazeuse.

Ce type d'équation est très souvent résolu de manière numérique lorsque les conditions aux limites sont bien connues et proches (voir Ben Jabrallah *et al.*, 2006, par exemple). En effet, ce type de condition impose la connaissance des profils de concentration en vapeur dans la phase gazeuse et donc la résolution des équations de convection-diffusion dans ce milieu.

Des solutions analytiques dérivées de l'équation de la diffusion en 1D et instationnaire sont parfois utilisées (voir Fu *et al.*, 1990) :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}, \quad (2.17)$$

avec comme conditions aux limites une concentration constante C_δ à l'interface eau/air et une concentration constante C_{amb} dans l'air ambiant.

Moyennant un passage par la fonction *erf*, la solution de cette équation est donnée par :

$$\dot{m}_v(t) = (C_\delta - C_{amb}) \sqrt{\frac{D}{\pi t}}. \quad (2.18)$$

- ▷ soit des lois empiriques basées sur des corrélations.
▷ soit par analogie avec les transferts de chaleur.

2.3 Description du cas étudié

L'étude de la protection d'une paroi composite par film d'eau vis-à-vis d'un flux radiatif incident amène à considérer un grand nombre de ces phénomènes physiques, qui sont par ailleurs souvent couplés (voir figure 2.6).

Tout d'abord, les phénomènes liés à l'hydrodynamique du film. En fonction du débit imposé on va caractériser le régime d'écoulement, l'épaisseur du film et sa stabilité par rapport à des perturbations extérieures. Ces propriétés auront des répercussions sur la capacité du film à protéger la paroi (absorption du rayonnement, échanges convectifs avec la paroi et avec l'air ambiant, températures atteintes et donc évaporation)

Par ailleurs, on met aussi en jeu des transferts par conduction à l'intérieur du matériau composite et dans le film d'eau. Mais aussi de la convection naturelle entre la paroi et l'air ambiant.

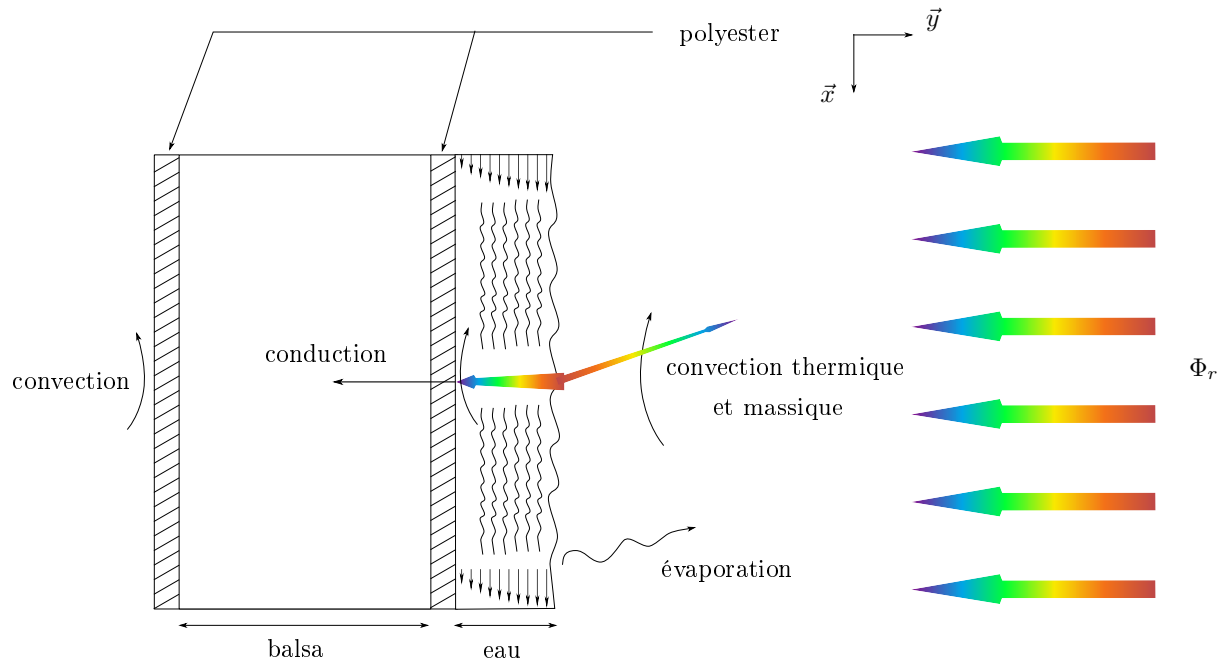


FIGURE 2.6 – Représentation schématique des différents phénomènes physiques mis en jeu dans la protection de paroi par film d'eau ruisselant soumis à une source de rayonnement.

Ensuite, le rayonnement, qui est ici la source de chaleur, va voir son influence modifiée par la gamme de longueurs d'onde dans laquelle la source émet. Les rayonnements proches de l'infrarouge se verront absorbés par le film d'eau tandis que les autres seront plus facilement transmis.

Chapitre 3

Étude théorique du transfert de chaleur dans un film d'eau

Sommaire

3.1	Analyse dimensionnelle préliminaire	26
3.2	Étude semi-analytique de l'établissement de la couche limite thermique	27
3.2.1	Résolution de l'équation de la chaleur	29
3.2.2	Détermination des constantes	31
3.2.3	Validation de la solution semi-analytique	33
3.3	Étude numérique du transfert de chaleur dans un film d'épaisseur variable	38
3.3.1	Le modèle numérique	39
3.3.2	Résultats	44

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 1, les films d'eau se positionnent sur un domaine très vaste de la recherche scientifique. En effet, ils couplent des aspects liés à la dynamique des fluides (stabilité, turbulence), aux transferts thermiques (conductifs, convectifs et radiatifs), au transfert de masse avec ou sans changement d'état (absorption, advection, évaporation, condensation). Bien heureusement, les circonstances d'application font que l'ensemble de ces phénomènes ne sont pas toujours présents, ou du moins, ne sont pas tous prépondérants dans la physique observée. Il arrive alors que l'on puisse faire abstraction de certains de ces phénomènes qui existent cependant (stricto sensu). Cette possibilité permet parfois d'arriver à des problèmes moins couplés et donc plus simples à résoudre. Un exemple bien connu dans le domaine des films liquides est celui de l'hypothèse d'un film d'épaisseur constante. Cette hypothèse est très fréquemment utilisée, la théorie de Nusselt (1916) en est une illustration pour le moins historique et réputée. Même si des études ultérieures ont montrées qu'un film d'eau liquide s'écoulant verticalement est inconditionnellement instable (voir les travaux de Benjamin, 1957), cette approximation s'avère adéquate dans bon nombre de situations (Grossman, 1986) et reste un résultat de référence.

Le présent chapitre a donc pour vocation d'apporter une contribution à l'appréhension des

phénomènes prenant place dans les films d'eau en mettant l'accent sur les phénomènes de transferts thermiques.

3.1 Analyse dimensionnelle préliminaire

On considère dans cette section le cas simplifié d'un film d'eau d'épaisseur constante δ ruisselant sur une paroi verticale de longueur L . La paroi est supposée isotherme à la température T_p . Le film d'eau, quant à lui, s'écoule initialement à la vitesse u_e , avec une température T_e . La situation considérée est schématisée sur la figure 3.1. L'analyse dimensionnelle requiert dans un premier temps un recensement exhaustif des paramètres intervenant dans notre problème (à droite du schéma).

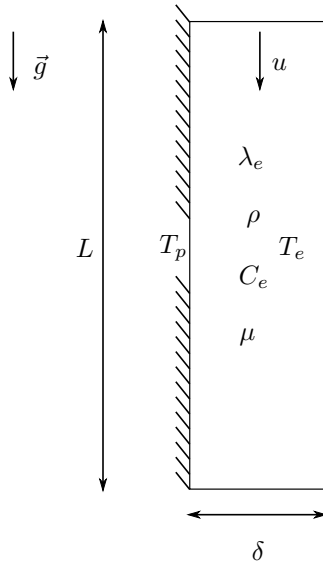


FIGURE 3.1 – Représentation schématique de la configuration considérée pour l'analyse dimensionnelle.

Les paramètres du problème sont :

- Ceux relatifs à l'eau : $\lambda_e, \rho, C_e, \mu, u, \delta, T_e$,
- Ceux relatifs à la paroi : T_p, L ,
- L'accélération de la pesanteur : \vec{g} .

Les dimensions sont les suivantes :

- $[\lambda] = \frac{ML}{T^3\theta}$,
- $[\rho] = \frac{M}{L^3}$,
- $[C] = \frac{L^2}{T^2\theta}$,
- $[\mu] = \frac{M}{LT}$,
- $[u] = \frac{L}{T}$,
- $[L] = M$,
- $[T] = \theta$,
- $[\vec{g}] = \frac{L}{T^2}$.

Pour simplifier le problème, au lieu de considérer séparément les températures de l'eau T_e et de la paroi T_p , nous allons nous intéresser à leur différence, car c'est cette grandeur qui nous intéresse lorsque l'on étudie le transfert thermique. On pose $\Theta_T = T_e - T_p$.

Si les grandeurs caractéristiques du système que l'on choisit sont les suivantes λ_e, ρ, u et δ . On obtient, d'après le théorème de Vaschy-Buckingham que le problème peut être réduit à $(9 - 4) = 5$ nombres Π sans dimension et on obtient les nombres suivants :

- $\Pi_\mu = \frac{\mu}{\rho u \delta} = \frac{1}{\mathcal{R}_e}$,
- $\Pi_g = \frac{g \delta}{u^2} = \mathcal{F}r^2$,

$$\begin{aligned}
- \Pi_L &= \frac{L}{\delta}, \\
- \Pi_{C_e} &= \frac{\rho u \delta C_e}{\lambda_e} = \frac{u \delta}{\alpha_e} = \mathcal{P}_e, \\
- \Pi_{\Theta_T} &= \frac{\lambda_e \Theta_T}{\rho u^3 \delta} = \frac{1}{Cl} = \frac{\lambda_e}{\rho u \delta} \frac{\Theta_T}{u^2} = \frac{\alpha_e C_e \Theta_T}{u \delta u^2} = \frac{1}{\mathcal{P}_e} \frac{1}{\mathcal{E}c}.
\end{aligned}$$

De manière assez logique, on voit apparaître les nombres de Reynolds et de Froude dans la physique de notre problème. Ces derniers caractérisent la répartition dans l'écoulement des efforts d'inertie, visqueux et de pesanteur. On remarque aussi la présence du nombre de Péclet, qui quantifie le rapport entre le transfert thermique par convection sur la paroi par rapport à la conduction de la chaleur dans le film. Enfin, on obtient aussi le nombre de Clausius qui va caractériser le rapport entre l'énergie cinétique du fluide et le transfert par conduction, ou, présenté autrement, le produit du nombre de Péclet et du nombre d'Eckert (rapport de l'énergie cinétique sur l'énergie interne).

Dans notre situation, l'écoulement s'effectue à des vitesses relativement faibles, on peut alors supposer que le rapport entre l'énergie cinétique du fluide et le transfert thermique par conduction est faible. Alors, le transfert thermique dans le cas présent est globalement régi par le régime d'écoulement, ainsi que par le rapport entre l'énergie transmise par conduction et celle transmise par convection, soit la valeur du nombre de Péclet.

3.2 Étude semi-analytique de l'établissement de la couche limite thermique

Partant de ce résultat, nous nous proposons d'étudier l'établissement de la couche limite thermique dans un film liquide d'épaisseur constante ruisselant en régime laminaire établi sur une paroi. Cette fois-ci dans un souci de généralisation, la paroi est supposée inclinée d'un angle β avec l'horizontale (voir figure 3.2). On considère toujours la paroi isotherme à T_p et l'eau arrivant à la température T_e .

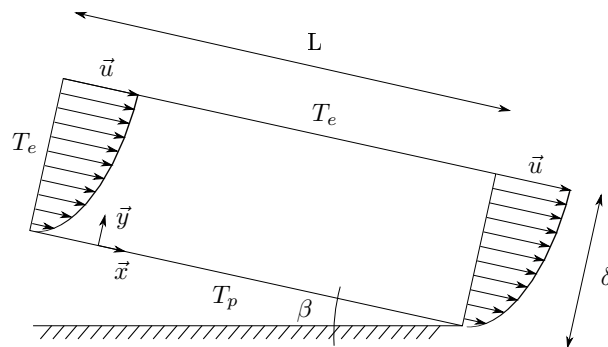


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de la configuration considérée pour l'étude semi-analytique de la couche limite thermique.

Le fluide est considéré comme incompressible et l'écoulement comme bidimensionnel et lisse. La théorie de Nusselt (voir chapitre 2) nous renseigne donc sur l'allure du profil de vitesse dans le film :

$$u_{Nu}(y) = -\frac{g}{\nu} \sin \beta \left(\frac{1}{2}y^2 - y\delta \right). \quad (3.1)$$

Par simple intégration de ce profil sur l'épaisseur du film, on obtient une relation entre l'épaisseur δ et le débit volumique par unité de largeur Q :

$$\delta = \left(\frac{3Q\nu}{g \sin(\beta)} \right)^{1/3}, \quad (3.2)$$

on observe que l'épaisseur du film est liée au débit à la puissance 1/3.

Note : on voit en général dans la littérature différentes expressions du nombre de Reynolds dans le cas des films. Nous prendrons celle que l'on rencontre le plus fréquemment :

$$\mathcal{Re} = \frac{4Q}{\nu}. \quad (3.3)$$

Maintenant que nous avons en notre possession l'équation du profil de vitesse dans la situation que l'on a considérée, nous allons nous intéresser au transfert de chaleur dans le film. En l'absence de source de chaleur, l'équation régissant la température dans le film est la suivante¹ :

$$\rho C_e \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T \right) = \lambda_e \Delta T. \quad (3.4)$$

Afin de poursuivre plus en avant nos investigations, on est maintenant amené à formuler deux hypothèses.

1. La première est que quel que soit x , on suppose que la couche limite thermique n'atteint pas la surface du film. Autrement dit, on se place dans la zone d'établissement de la couche limite thermique.
2. La seconde concerne l'ordre de grandeur des termes aux dérivées partielles d'ordre deux. On va supposer que $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$. Cette hypothèse est classique lors de l'étude des phénomènes de type couche limite (voir Guyon *et al.*, 2001, par exemple).

Dès lors, en régime permanent, l'équation (3.4) peut être mise sous la forme :

$$u(y) \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_e \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (3.5)$$

avec $u_{Nu}(y) = -\frac{g}{\nu} \sin \beta \left(\frac{1}{2}y^2 - y\delta \right)$ et $\alpha_e = \lambda_e / \rho C_e$ la diffusivité thermique de l'eau.

La température satisfaisant les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} T(x, y = 0) = T_p & \text{pour } x \in [0, L], \\ T(x = 0, y) = T_e & \text{pour } y \in]0, \delta], \\ T(x, y = \delta) = T_e & \text{pour } x \in [0, L[. \end{cases} \quad (3.6)$$

1. On considère les propriétés du film comme indépendantes de la température et isotropes.

3.2.1 Résolution de l'équation de la chaleur

Tout d'abord, nous procédons à certains changements de variables pour rendre l'équation sans dimension.

On pose classiquement :

$$\theta = \frac{T_p - T(x, y)}{T_p - T_e} \quad (3.7)$$

et

$$y_* = \frac{y}{\delta}, \quad (3.8)$$

d'où

$$u_* = \frac{u}{u_{max}} = (2y_* - y_*^2). \quad (3.9)$$

Pour rendre la grandeur x sans dimension, nous faisons appel au résultat de l'analyse dimensionnelle (Cf section 3.1) nous indiquant que le transfert thermique est régi par le nombre de Péclet et posons :

$$x_* = \frac{x}{\delta \mathcal{P}e}, \quad (3.10)$$

avec $\mathcal{P}e = \frac{u(y = \delta)\delta}{\alpha_e}$.

Ce changement de variable étire l'axe x_* en fonction de la valeur du nombre de Péclet, donc en fonction du rapport du transfert thermique par convection sur celui par conduction. De la sorte, on s'assure que quel que soit le type de fluide, ainsi que son débit (sa vitesse), on puisse observer les mêmes phénomènes sur une même gamme de valeurs de x_* . Ce qui ne serait pas le cas avec la grandeur seulement divisée par l'épaisseur du film (comme y).

Finalement, afin de rendre les conditions aux limites homogènes (i.e. nulles à la paroi et à la surface libre), on pose les changements suivants :

$$\begin{cases} \eta = 1 - y_* \\ \theta' = \theta - (1 - \eta) \end{cases} \quad (3.11)$$

Dans ces conditions, l'équation de la chaleur (3.5) devient :

$$(1 - \eta^2) \frac{\partial \theta'}{\partial x_*} - \frac{\partial^2 \theta'}{\partial \eta^2} = 0, \quad (3.12)$$

qui a pour conditions aux limites :

$$\begin{cases} \theta'(x_* = 0, \eta) = \eta \quad \text{pour } \eta \in [0, 1[\\ \theta'(x_*, \eta = 1) = \theta'(x_*, \eta = 0) = 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

Désormais, nous utilisons une approche classique, en cherchant la solution par une méthode de séparation de variable, soit sous la forme : $\theta' = f(x_*)k(\eta)$. En introduisant cette expression dans l'équation (3.12), on obtient :

$$\frac{\partial f}{\partial x_*} = \frac{\partial^2 k}{(1 - \eta^2)k}. \quad (3.14)$$

Comme chacun des membres de l'équation (3.14) est fonction d'une variable différente et que celles-ci sont indépendantes, alors ils sont nécessairement égaux à une constante. On pose $-A^2$ cette constante (par commodité).

Le membre de gauche de l'équation (3.14) nous donne par intégration :

$$f(x_*) = C_1 e^{-A^2 x_*}, \quad (3.15)$$

avec C_1 une constante d'intégration.

Concernant le membre de droite, nous sommes amenés une fois encore à effectuer de nouveaux changements de variables : on pose $k' = k\sqrt{\eta}$ et $\eta' = A\eta^2$, on obtient alors :

$$\frac{\partial^2 k'}{\partial \eta'^2} + k' \left(-\frac{1}{4} + \frac{A/4}{\eta'} + \frac{1/4 - (1/4)^2}{\eta'^2} \right), \quad (3.16)$$

que l'on identifie sous cette forme à l'équation (3.17) connue sous le nom d'équation de Whittaker (Consulter le livre de Gradshteyn et Ryzhik, 2000, par exemple) :

$$\frac{\partial^2 k'}{\partial \eta'^2} + k' \left(-\frac{1}{4} + \frac{\lambda}{\eta'} + \frac{1/4 - \mu^2}{\eta'^2} \right). \quad (3.17)$$

On obtient par identification $\lambda = A/4$ et $\mu = 1/4$.

L'intérêt d'identifier notre équation à celle de Whittaker est que cette dernière possède des solutions connues. Ces solutions sont appelées fonctions de Whittaker. Elles sont linéairement indépendantes et il en existe deux types : la fonction $M_{\lambda,\mu}(z)$ et la fonction $W_{\lambda,\mu}(z)$. Elles sont définies de la sorte :

$$M_{\lambda,\mu}(z) = z^{\mu+\frac{1}{2}} e^{-z/2} \phi(\lambda - \mu + \frac{1}{2}, 2\mu + 1; z) \quad (3.18)$$

et

$$W_{\lambda,\mu}(z) = \frac{\Gamma(-2\mu)}{\Gamma(\frac{1}{2} - \mu - \lambda)} M_{\lambda,\mu}(z) + \frac{\Gamma(2\mu)}{\Gamma(\frac{1}{2} + \mu - \lambda)} M_{\lambda,-\mu}(z), \quad (3.19)$$

où Γ est la fonction gamma et ϕ est la fonction confluite hypergéométrique définie par :

$$\phi(\alpha, \gamma; z) = 1 + \frac{\alpha z}{\gamma 1!} + \frac{\alpha(\alpha+1) z^2}{\gamma(\gamma+1) 2!} + \frac{\alpha(\alpha+1)(\alpha+2) z^3}{\gamma(\gamma+1)(\gamma+2) 3!} + \dots \quad (3.20)$$

La solution de l'équation (3.16) s'écrit alors comme combinaison linéaire des fonctions M et W , ce qui en reprenant la notation k et η donne :

$$k(\eta) = \frac{C_2 M_{\frac{A}{4}, \frac{1}{4}}(A\eta^2) + C_3 W_{\frac{A}{4}, \frac{1}{4}}(A\eta^2)}{\sqrt{\eta}}, \quad (3.21)$$

où C_2 et C_3 sont des constantes d'intégration.

Une première utilisation des conditions aux limites nous permet de simplifier l'équation (3.21). Si l'on fait tendre la variable η vers 0, on a $\theta'(x_*, 0)$ qui tend aussi vers 0 d'après l'équation (3.13). Or la fonction $M_{\frac{A}{4}, \frac{1}{4}}(A\eta^2)$ tend aussi vers 0 dans ces conditions alors que la fonction $W_{\frac{A}{4}, \frac{1}{4}}(A\eta^2)$ non. Cela implique, en supposant que la constante A n'est pas nulle, que la constante C_3 est nécessairement nulle.

L'autre condition donnée par l'équation (3.13) (en $\eta = 1$) impose que pour tout x_* , $\theta'(x_*, 1)$ soit nulle. Alors cela conditionne $k(1) = C_2 M_{\frac{A}{4}, \frac{1}{4}}(A)$ à être nulle. En conséquence, chaque valeur de A annulant $k(1)$ peut être une solution de notre problème. Ce sont donc les racines de la fonction de Whittaker suivante : $M_{\frac{A}{4}, \frac{1}{4}}(A)$. On note X_n sa $n^{\text{ième}}$ racine.

Comme la fonction M admet une infinité de racines, la solution de l'équation de la chaleur (3.16) s'écrit comme combinaison linéaire de toutes ces solutions, soit :

$$\theta' = \frac{1}{\sqrt{\eta}} \sum_{n=1}^{\infty} C_n M_{\frac{X_n}{4}, \frac{1}{4}}(X_n \eta^2) e^{-X_n^2 x_*}, \quad (3.22)$$

où C_n est une constante contenant C_1 et C_2 .

Nous connaissons donc à présent la forme de la solution de l'équation de la chaleur dans la zone d'établissement de la couche limite thermique dans notre film. Il ne manque que les valeurs des constantes X_n et C_n pour pouvoir calculer les valeurs de la température.

3.2.2 Détermination des constantes

Si les fonctions mises en jeu sont orthogonales (par exemple les fonctions de Bessel dans un problème à symétrie cylindrique), la détermination des constantes C_n peut se faire à l'aide d'une formule analytique. Dans notre cas, les fonctions de Whittaker ne possèdent pas de propriétés d'orthogonalité, il n'existe donc pas de formule analytique pour calculer ces constantes, nous sommes donc contraint de les calculer via un algorithme numérique.

Dès lors, la solution que nous en tirons ne peut plus réellement être qualifiée d'analytique. Cependant, le caractère sans dimension que nous avons donné à l'équation de la chaleur (3.16) fait qu'une fois calculées, les constantes sont utilisables dans toute situation respectant le cadre des hypothèses dans lequel cette solution a été obtenue. Pour cette raison nous qualifions la solution de semi-analytique.

Dans un premier temps, nous calculons les valeurs des racines (X_n) de la fonction $M_{\frac{x_*}{4}, \frac{1}{4}}(x_*)$ par un algorithme de type Newton.

Ensuite, nous faisons appel à la condition à la limite présentée dans l'équation (3.13) qui stipule que $\theta'(x_* = 0, \eta) = \eta$, ce qui implique l'équation suivante :

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n M_{\frac{X_n}{4}, \frac{1}{4}}(X_n \eta^2) = \eta^{3/2}. \quad (3.23)$$

En tronquant la série de fonctions 3.23 à un nombre N fini d'éléments et en définissant le produit scalaire suivant : $\langle f(\eta) | g(\eta) \rangle = \int_0^1 f(\eta) g(\eta) d\eta$, la détermination des constantes se résume à la résolution d'un simple système linéaire :

$$G \cdot \vec{c} = \vec{y}, \quad (3.24)$$

où G est une matrice défini par :

$$G_{ij} = \langle M_{\frac{X_i}{4}, \frac{1}{4}}(X_i \eta^2) | M_{\frac{X_j}{4}, \frac{1}{4}}(X_j \eta^2) \rangle, \quad (3.25)$$

c un vecteur contenant les C_n et y est défini par $y(i) = \langle \eta^{3/2} | M_{\frac{X_i}{4}, \frac{1}{4}}(X_i \eta^2) \rangle$.

Néanmoins, contrairement aux cas plus classiques (fonctions de Bessel par exemple) les fonctions de Whittaker ne possèdent pas de propriétés d'orthogonalité. Ce constat rend délicat le calcul des constantes C_n , car la matrice G n'est pas purement diagonale. Les constantes ne sont alors pas déterminées de manière indépendante de la longueur de la série. On peut donc a priori obtenir des valeurs de constantes différentes en fonction du nombre d'éléments N considérés. Nous devons donc nous assurer que ce nombre est suffisant pour ne pas trop affecter les valeurs des constantes. Dans ce cas, des calculs de constantes pour $N = 50$ et $N = 100$, montrent que les 30 premières constantes restent quasiment identiques. Pour éviter des calculs ultérieurs de ces constantes, le tableau 3.1 en présente les 20 premières valeurs.

n	X_n	C_n	n	X_n	C_n
1	3.6723	0.6957	11	43.6669	0.0711
2	7.6688	-0.3522	12	47.6669	-0.0685
3	11.6679	0.2392	13	51.6668	0.0609
4	15.6675	-0.1832	14	55.6668	-0.0603
5	19.6673	0.1481	15	59.6668	0.0532
6	23.6671	-0.1261	16	63.6668	-0.0543
7	27.6671	0.1083	17	67.6668	0.0473
8	31.6670	-0.0973	18	71.6668	-0.0498
9	35.6669	0.0857	19	75.6668	0.0426
10	39.6669	-0.0800	20	79.6668	-0.0463

TABLE 3.1 – Valeurs des vingt premiers coefficients X_n et C_n .

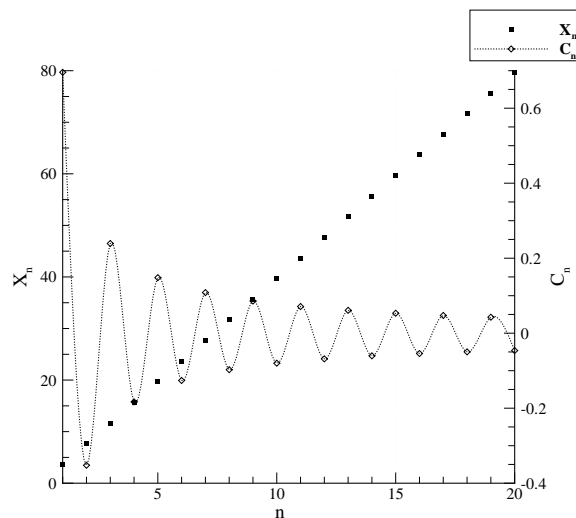


FIGURE 3.3 – Représentation des valeurs des constantes X_n et C_n .

Si l'on représente ces valeurs sous forme de graphe (Voir figure 3.3), on s'aperçoit que la suite des coefficients C_n est alternée et tend en décroissant vers une limite nulle. Le théorème de Leibniz, nous permet une estimation de l'erreur commise par troncature de la série :

$$|R_n| = \left| \sum_{k=n+1}^{\infty} C_k \right| \leq |C_{n+1}|. \quad (3.26)$$

Reprenons désormais les variables sans dimension plus proches de la physique du problème, soit : x_* , y_* et θ , notre solution s'écrit donc :

$$\theta = y_* + \sum_{n=1}^N C_n \frac{M_{\frac{X_n}{4}, \frac{1}{4}}(X_n(1-y_*)^2)}{\sqrt{1-y_*}} e^{-X_n^2 x_*}. \quad (3.27)$$

Dès lors, on est capable de calculer le champ de température en tous points du fluide. On peut aussi en déduire facilement la densité de flux échangée à la paroi :

$$\vec{\varphi} = \lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} \vec{e}_y \Leftrightarrow \vec{\varphi} = \lambda_e \frac{T_p - T_e}{\delta} \frac{\partial \theta}{\partial y_*} \Big|_{y_*=0} \vec{e}_y, \quad (3.28)$$

soit après dérivation :

$$\vec{\varphi} \cdot \vec{y} = \lambda_e \frac{T_p - T_e}{\delta} \left(1 - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} C_n (3 + X_n) M_{\frac{X_n}{4} + 1, \frac{1}{4}}(X_n) e^{-X_n^2 x_*} \right), \quad (3.29)$$

et donc une expression du nombre de Nusselt².

3.2.3 Validation de la solution semi-analytique

Afin de nous assurer de la validité de la solution présentée dans la section 3.2.2. Nous proposons de la comparer avec, d'une part, la solution numérique de l'équation de la chaleur dans un film liquide en se plaçant dans les mêmes hypothèses que celle considérée pour aboutir à la solution semi-analytique et, d'autre part, certains résultats expérimentaux issus de la bibliographie.

Description du modèle numérique

Le modèle numérique que nous avons développé est un modèle aux différences finies, avec un schéma de discrétisation du second ordre. L'équation que l'on résout est l'équation de la chaleur avec les variables x_* et y_* , soit :

$$(2y_* - y_*^2) \frac{\partial \theta}{\partial x_*} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y_*^2}, \quad (3.30)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} \theta(x_* = 0, y_*) = 1 & \text{pour } y_* \in]0, 1], \\ \theta(x_*, y_* = 0) = 0, \\ \theta(x_*, y_* = 1) = 1 & \text{pour } x_* \in [0, L/\delta \mathcal{P}e] \text{ et} \\ \theta(x_* = L, y_*) = y_* & \text{pour } y_* \in [0, 1]. \end{cases} \quad (3.31)$$

2. Le nombre de Nusselt correspond au gradient de température sans dimension calculé à la paroi. C'est précisément la valeur de l'expression entre parenthèses dans la formule (3.29).

On note l'ajout d'une condition à la limite supplémentaire par rapport à celle de la solution semi-analytique 3.13. En effet pour fermer notre domaine on suppose le profil de température linéaire passée une certaine longueur d'écoulement. Le maillage utilisé est de 500×100 . Le système d'équations est résolu par l'algorithme de Thomas ou méthode TDMA (voir Patankar, 1980).

Influence du nombre de modes considérés

Une fois calculée, la solution numérique du problème peut être utilisée afin de déterminer le nombre de modes nécessaires dans la solution semi-analytique pour représenter la physique de notre problème. En effet, à proximité de la singularité (proche de $x_* = 0$), la quantité de modes considérés va avoir une importance capitale sur la qualité du résultat. Ce phénomène est connu classiquement sous le nom de phénomène de Gibbs.

Sur la figure 3.4, on représente l'influence du nombre de modes considérés dans la solution semi-analytique, par rapport à la solution obtenue par le modèle numérique, et ce pour 3 abscisses différentes ($x_* = 0,002$, $x_* = 0,02$ et $x_* = 0,2$).

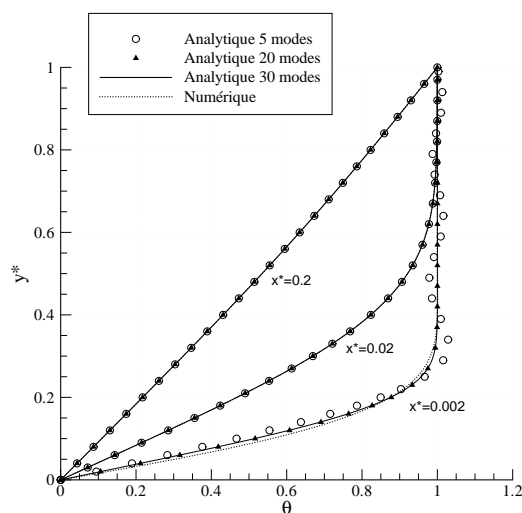


FIGURE 3.4 – Influence du nombre de mode considérés dans la solution semi-analytique par rapport à la solution numérique pour 3 abscisses différentes ($x_* = 0,002$, $x_* = 0,02$ et $x_* = 0,2$).

On observe que l'utilisation de seulement 5 modes s'avère insuffisante pour décrire précisément la physique à proximité du point $x_* = 0$. La température alors obtenue oscille autour d'une valeur néanmoins proche de celle donnée par la solution numérique. Concernant les restrictions à 20 et 30 modes, on remarque que les solutions sont confondues et donnent des résultats concordant avec ceux obtenus par la résolution numérique. Après, pour les points d'abscisses plus élevées : $x_* = 0,02$ et $x_* = 0,2$, l'influence du nombre de modes devient négligeable et les résultats semi-analytiques sont confondus avec ceux issus du modèle numérique. On peut donc conclure qu'une restriction à 20 modes va être suffisante pour représenter correctement la physique de notre problème dans la quasi-totalité du domaine. C'est ce nombre de modes que nous garderons par la suite.

Allure de la couche limite thermique

Afin de poursuivre la comparaison entre les deux solutions, nous avons choisi de présenter les allures obtenues pour la couche limite thermique δ_{th} dans les deux situations : numérique et analytique (voir figure 3.5).

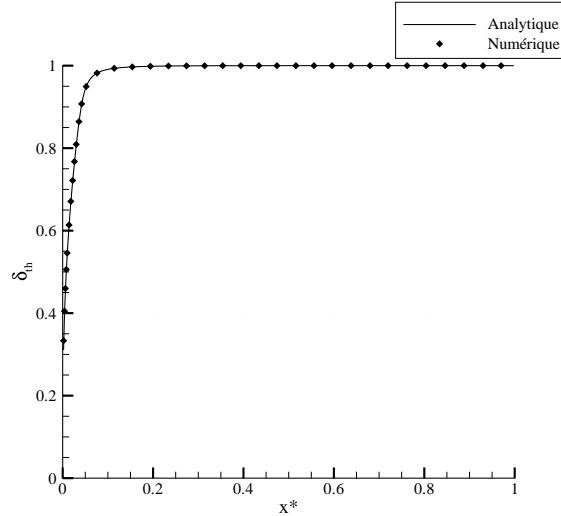


FIGURE 3.5 – Allure de la couche limite thermique δ_{th} obtenue par la solution semi-analytique (20 modes) par rapport à la solution numérique.

Nous avons pris comme critère le lieu des points où la température sans dimension vaut 99% de la valeur à la surface libre, puis nous avons calculé les valeurs par interpolation linéaire lorsque ce lieu est situé entre deux mailles. On note une bonne adéquation des résultats, tant dans la partie d'établissement de la couche limite thermique (entre $x_* = 0$ et $x_* = 0,1$) que concernant la position quasi-établie (passé $x_* = 0,1$).

Comparaison de la densité de flux échangée à la paroi

Enfin, à l'aide de l'équation (3.29), on obtient la densité de flux échangée à la paroi de manière semi-analytique. Nous présentons figure 3.6, la comparaison entre la densité de flux sans dimension φ_* (Cf équation (3.32)) obtenue semi-analytiquement et la densité de flux φ_* obtenue à l'aide du modèle numérique. La grandeur φ_* correspond aussi au nombre de Nusselt $\mathcal{N}u$. La dérivée $\left. \frac{\partial \theta}{\partial y_*} \right|_{y_*=0}$ est estimée dans le modèle numérique par un schéma du second ordre décentré.

$$\varphi_* = \mathcal{N}u = \frac{\varphi \delta}{\lambda_e (T_p - T_e)} = \left. \frac{\partial \theta}{\partial y_*} \right|_{y_*=0}. \quad (3.32)$$

Cette fois encore, on note une très bonne corrélation entre le flux obtenu avec la solution semi-analytique et celui obtenu par le calcul, et ce quel que soit le point de la surface considéré.

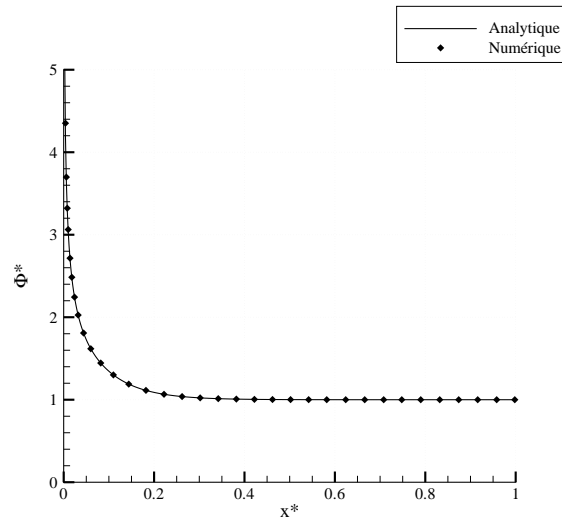


FIGURE 3.6 – Comparaison de la densité de flux sans dimension échangée à la paroi obtenue avec la solution semi-analytique et le modèle numérique.

Comparaison avec d'autres résultats

Pour finir, nous allons mettre nos résultats en regard de ceux que l'on peut trouver dans la bibliographie, voir Yih (1986) par exemple.

Solution analytique aux faibles temps de contact et hypothèse de Lévêque L'équation de la chaleur (3.5) est résolue avec un profil de vitesse en proche paroi approximé (hypothèse de Lévêque) par

$$u(y) = \rho g \delta y / \mu, \quad (3.33)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} T(x, y = 0) = T_p & \text{pour } x \in [0, L], \\ T(x = 0, y) = T_e & \text{pour } y \in]0, \delta], \\ \text{en } y = \delta, \partial T / \partial y = 0 & \text{pour } x \in [0, L]. \end{cases} \quad (3.34)$$

On obtient alors :

$$\mathcal{N}u_x = 0,678 x_*^{-1/3}. \quad (3.35)$$

Solution aux temps de contact intermédiaires et longs Le profil de vitesse considéré est cette fois-ci le profil semi-parabolique. Des résolutions par méthode de séparation de variables ou bien des résultats numériques donnent qu'au loin :

$$\mathcal{N}u_\infty = 1,88. \quad (3.36)$$

Nusselt, a cependant noté que le régime d'entrée ne peut être négligé et donne l'équation suivante, valide pour la totalité du domaine :

$$\mathcal{N}u_x = 0,0942 \frac{1}{1,5 x_*} + 1,88, \quad (3.37)$$

Les résultats obtenus par ces diverses formules sont comparés aux résultats obtenus par la solution semi-analytique sur la figure 3.7.

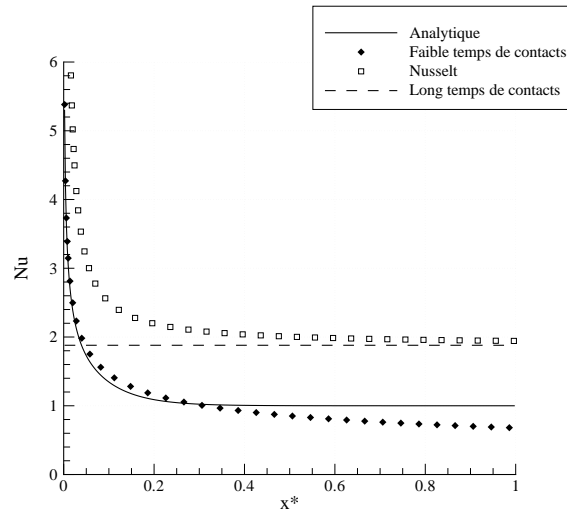


FIGURE 3.7 – Comparaison des nombres de Nusselt pour différentes théories.

On remarque que le nombre de Nusselt obtenu par la solution semi-analytique donne des résultats très proches de la solution aux faibles temps de contact. Passé $x^* = 0,3$, les solutions tendent cependant vers des limites différentes, probablement en raison de l'hypothèse d'un profil linéaire de vitesse, qui n'est raisonnable que dans une faible portion de l'écoulement pour la solution aux faibles temps de contact.

En ce qui concerne les solutions aux temps de contact plus longs, on observe que les résultats convergent vers des valeurs de nombre de Nusselt plus élevées de 0,88 à la limite. On note malgré tout que la tendance observée par la solution semi-analytique est très proche de celle de Nusselt à ce décalage près.

Les différences observées résultent très probablement de la condition à la limite que nous avons utilisée à la surface du film. Nous avons en effet supposé que la couche limite thermique n'atteignait pas la surface libre, et donc que la température de la surface restait constante et égale à la température d'entrée de l'eau. Alors au vu de l'allure de la couche limite thermique présentée sur la figure 3.5, cette hypothèse n'est valide que pour des valeurs de x^* inférieures à 0,1. En grandeurs dimensionnées, cela correspond à une longueur de 0,75 m pour de l'eau s'écoulant à 10^{-3} m³/s.

La solution semi-analytique que nous présentons ici permet donc d'obtenir facilement des résultats concernant un film liquide s'écoulant sur une plaque chauffée à température constante dans la mesure où l'on s'intéresse à une zone relativement proche de la zone d'entrée du fluide.

Des grandeurs telles que le champ de température en chaque point du domaine ainsi que le flux échangé à la paroi peuvent être ainsi extraites. L'avantage est sans conteste la rapidité d'obtention des résultats pour n'importe quel fluide.

3.3 Étude numérique du transfert de chaleur dans un film d'épaisseur variable

L'étude présentée précédemment se place dans le cadre idéal de la théorie de Nusselt (1916). Or en pratique, les chances de rencontrer un film parfaitement lisse sont assez faibles et ne peuvent être réunies que pour certaines conditions bien particulières. Ils ont en effet une nature qui est intrinsèquement instable; un film d'eau s'écoulant sur une paroi verticale l'est même inconditionnellement (Benjamin, 1957).

Dès lors, sa surface est la plupart du temps couverte de ridules d'amplitudes plus ou moins importantes (voir chapitre 2). On est alors en droit de s'interroger sur l'effet que de tels phénomènes peuvent avoir sur le transfert de chaleur, d'autant que certaines études ont montrées que la sous-prédiction par la théorie de Nusselt pouvait être non-négligeable (de l'ordre de 20 % selon Kapitza et Kapitza, 1964).

Différents auteurs se sont attelés à l'étude de l'influence de ces vaguelettes sur le transfert de chaleur en suivant des approches assez variées. Hirshburg et Florschuetz (1982a) ont dérivé des équations de Navier - Stokes une équation de la surface libre d'un film dans le cas de sollicitations périodiques et ont ensuite utilisé cette équation dans un modèle pour décrire un film laminaire ondulé en évaporation ou condensation (voir Hirshburg et Florschuetz, 1982b). Plus tard, Jayanti et Hewitt (1996) ont imposé une géométrie de surface (déduite de formulations empiriques) puis résolu l'écoulement et l'équation de la chaleur dans un système de coordonnées lié à une paroi en mouvement. Récemment, des résultats de simulation 2D et 3D DNS d'un film s'écoulant sur une plaque plane chauffée ont été fournis par Kunugi et Kino (2005). Les calculs sont malheureusement limités à un nombre de Reynolds de 75, probablement à cause d'un temps de calcul élevé.

Nous voyons que des moyens très poussés, allant jusqu'au calcul direct, ont été employés en vue de décrire les liens pouvant exister entre les instabilités présentes à la surface du film et les échanges de chaleurs avec la paroi sur laquelle le film s'écoule. Les résultats obtenus grâce à ces techniques sont extrêmement intéressants mais sont fortement limités de par le temps de calcul nécessaire à leur obtention.

Un constat similaire a été fait depuis maintenant quelques années dans le traitement de la turbulence et a abouti à l'utilisation de certains subterfuges. Kraichnan (1970) fut le premier à émettre l'idée de simuler la cinématique du champ de vitesse sans pour autant résoudre les équations de la dynamique. Cette méthode est couramment appelée *Kinematic Simulation*, abrégée souvent par les initiales KS. Les champs de vitesse y sont générés à partir de données statistiques issues de mesures expérimentales ou de simulations directes. Ils n'obéissent pas nécessairement aux équations de la dynamique mais respectent à chaque instant l'équation de conservation de la masse (voir Fung et Perkins, 2008, par exemple). Les gains de temps de calculs sont bien

entendu considérables alors que les effets du champ de vitesse peuvent être obtenus avec fidélité (dispersion de polluant, trajectoire de particules, etc).

En nous inspirant de cette méthode, nous proposons de nous affranchir de la résolution des équations relatives à l'hydrodynamique du film pour étudier l'influence des fluctuations de hauteur de l'interface sur le transfert de chaleur.

Pour cela, nous sommes amenés à faire deux hypothèses majeures :

- ▷ la forme de la surface libre du film est déduite des données statistiques présentées par Touglidis *et al.* (2004),
- ▷ le profil de vitesse dans le film, quelle que soit la déformation subie par l'interface, est auto-similaire à celui de Nusselt.

De la sorte, nous pouvons générer de manière aléatoire des géométries d'interface et les champs de vitesse correspondants et nous intéresser aux conséquences engendrées par les fluctuations de l'épaisseur du film sur les échanges de chaleur.

L'hypothèse d'un profil de vitesse auto-similaire à celui de Nusselt a cependant montré ses limites (voir Alekseenko *et al.*, 1985; Gao *et al.*, 2003) dans le cas d'oscillations non-sinusoidales de grande amplitude. En effet, passé un certain ratio entre l'épaisseur du substrat et la hauteur de vague, on observe un phénomène de recirculation dans la zone de crête.

Nous restreignons donc l'étude à des nombres de Reynolds relativement faibles. Nous nous plaçons dans la gamme de régime laminaire ondulé, soit des nombres de Reynolds inférieurs à 1000 (Patnaik et Perez-Blanco, 1996), même si en toute rigueur pour certains ratios des recirculations peuvent être observées.

Note : On fait aussi implicitement l'hypothèse que la diffusivité de quantité de mouvement est grande devant celle de la chaleur. Pour un nombre de Reynolds de 1000, le nombre de Péclet de l'écoulement est de l'ordre de 10^4 .

3.3.1 Le modèle numérique

Forme de l'interface du film d'eau

Touglidis *et al.* (2004), dans leur article, ont présenté une méthodologie pour reconstruire la forme de l'interface d'un film dont le nombre de Reynolds est compris entre 800 et 5000 (voir chapitre 2). Cette donnée nous sert d'entrée pour notre modèle numérique et n'est donc plus une inconnue du problème (on note $\delta(x, t)$ la position de l'interface eau/air à l'abscisse x et au temps t).

Sur la figure 3.8, nous présentons un exemple d'interface obtenue grâce au modèle de Touglidis *et al.* (2004) pour un nombre de Reynolds de 1000. Il s'agit de la reconstruction du tracé qu'aurait effectué un dispositif de mesure de l'épaisseur du film durant une période d'une seconde.

Nous faisons ensuite l'hypothèse que cette interface ne se déforme pas lors du ruissellement du film. Elle est donc advectée à une vitesse correspondante à celle des instabilités pour les points situés en aval de l'écoulement (l'interface est la même que pour un point antérieur, mais déphasée dans le temps). La vitesse est prise d'après les résultats énoncés au chapitre 2, i.e :

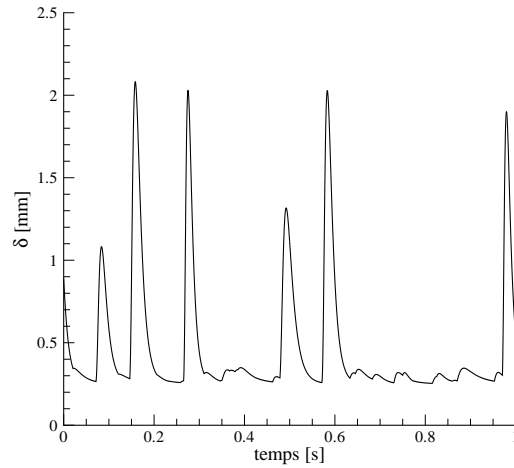


FIGURE 3.8 – Exemple de l'interface en un point de l'espace en fonction du temps (description eulérienne) reconstruite suivant le modèle de Toulidis et al. (2004), pour $Re = 1000$.

$g\delta^2/\nu$.

Comme cette fonction $\delta(t)$ n'est pas dérivée directement d'équations de la physique, mais d'une étude statistique et empirique de la mesure d'épaisseur du film, une telle interface pourrait ne jamais exister ; elle reste néanmoins réaliste. Cependant, l'objectif que nous suivons est d'apporter une meilleure compréhension des phénomènes ayant lieu dans un film ondulé. Alors, même si cette géométrie d'interface n'est pas à proprement parler celle observée expérimentalement pour un nombre de Reynolds équivalent, on peut supposer que les liens existants entre la déformation de l'interface et le transfert de chaleur pariétal suivent tout de même des tendances similaires.

Calcul du champ de vitesse dans le film

Connaissant dorénavant la forme de l'interface eau/air et en supposant que le profil de vitesse dans le film est en tout point auto-similaire à celui de Nusselt, on peut alors en déduire le champ de vitesse dans la totalité du film.

La théorie de Nusselt nous fournit le profil suivant (la paroi est considérée verticale) :

$$u_{\mathcal{N}u}(y) = \frac{g}{\nu} \left(y\delta - \frac{1}{2}y^2 \right), \quad (3.38)$$

ce qui, en substituant l'expression de la vitesse en $y = \delta$, soit $u(\delta) = \frac{g\delta^2}{2\nu}$, nous donne :

$$u(y) = 2u(\delta) \left(\frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{2\delta^2} \right), \quad (3.39)$$

Or, par définition du débit :

$$Q = \int_0^\delta u(y)dy = \int_0^\delta 2u(\delta) \left(\frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{2\delta^2} \right) dy = 2u(\delta) \left[\frac{y^2}{2\delta} - \frac{y^3}{6\delta^2} \right]_0^\delta = \frac{2}{3}u(\delta)\delta. \quad (3.40)$$

D'où en remplaçant $u(\delta)$ par $\frac{3Q}{2\delta}$ dans l'équation (3.39), on obtient :

$$u(x, y, t) = 3\frac{Q}{\delta} \left(\frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{2\delta^2} \right). \quad (3.41)$$

Si l'on ajoute à cette équation l'équation de conservation de la masse en fluide incompressible et en régime permanent :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (3.42)$$

On a :

$$\begin{aligned} v &= - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy = - \int_0^y \frac{\partial}{\partial x} \left(3\frac{Q}{\delta} \left(\frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{2\delta^2} \right) \right) dy = -3Q \int_0^y \left(y \frac{\partial \frac{1}{\delta^2}}{\partial x} - \frac{y^2}{2} \frac{\partial \frac{1}{\delta^3}}{\partial x} \right) \\ v &= -3Q \int_0^y \frac{\partial \delta}{\partial x} \left(-2\frac{y}{\delta^3} + 3\frac{y^2}{2\delta^4} \right) dy = 3Q \frac{\partial \delta}{\partial x} \frac{1}{\delta^3} \left(-2 \left[\frac{y^2}{2} \right]_0^y + \frac{3}{2\delta} \left[\frac{y^3}{3} \right]_0^y \right) \\ v &= -3Q \frac{\partial \delta}{\partial x} \frac{1}{\delta^3} \left(-y^2 + \frac{1}{2\delta} y^3 \right) \end{aligned} \quad (3.43)$$

Soit en réarrangeant :

$$v(x, y, t) = \frac{\partial \delta}{\partial x} \frac{y}{\delta} u(x, y, t). \quad (3.44)$$

On connaît donc maintenant l'expression du champ de vitesse à chaque instant et dans la totalité du domaine :

$$\begin{cases} u(x, y, t) = 3\frac{Q}{\delta} \left(\frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{2\delta^2} \right) \\ \text{et} \\ v(x, y, t) = \frac{\partial \delta}{\partial x} \frac{y}{\delta} u(x, y, t). \end{cases} \quad (3.45)$$

Résolution de l'équation de la chaleur

Dans le cas d'un problème bidimensionnel, l'équation de la chaleur sans source est la suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_e \Delta T. \quad (3.46)$$

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la seule inconnue restante dans le problème est la température. Cependant, la position de l'interface eau/air : δ , est une fonction non seulement de l'espace, mais aussi du temps. Par conséquent la géométrie du domaine considéré va être différente à chaque instant, ce qui dans une logique de calcul numérique, implique l'utilisation d'un maillage mobile.

Il existe différentes manières de générer un tel maillage. L'une des plus robuste et populaire est sûrement celle de Thompson *et al.* (1982). Elle part du principe que le système de coordonnées doit satisfaire un système d'équation de Poisson dans le système de coordonnées initial. Une solution envisageable aurait aussi pu être celle proposée par Duraiswami et Prosperetti (1992). Leur méthode permet en effet de générer un maillage orthogonal et bidimensionnel s'adaptant à la forme du domaine.

Cependant la mise en place de telles techniques s'avère relativement fastidieuse. Dans la situation dans laquelle nous nous trouvons il paraît judicieux d'utiliser un maillage qui épouse la forme de l'interface, mais pas nécessairement en respectant des propriétés d'orthogonalité. En effet, l'équation de l'interface est pour nous une fonction connue du problème, ainsi ces variations au cours de l'espace et du temps sont accessibles aisément.

Expression de l'équation de la chaleur dans un système de coordonnées curvilignes

Définition du changement de système de coordonnées Afin de simplifier la génération du maillage à chaque pas de temps, nous proposons de résoudre l'équation de la chaleur dans un système de coordonnées curvilignes suivant les déformations de l'interface δ .

Nous proposons donc le changement de variable suivant :

$$\begin{cases} X = x/L, \\ Y = y/\delta(x, t), \\ \Lambda = t \end{cases} \quad (3.47)$$

et sa transformation réciproque : $x = LX$, $y = H(X, \Lambda)Y^3$ et $t = \Lambda$.

Note : Le changement de variable $\Lambda = t$, n'a qu'une valeur symbolique. Il permet de différencier si la dérivée partielle par rapport au temps se calcule à \vec{x} fixé ou bien à \vec{X} fixé.

La figure 3.9 représente un exemple de maillage curviligne utilisant le changement de variable présenté ci-dessus.

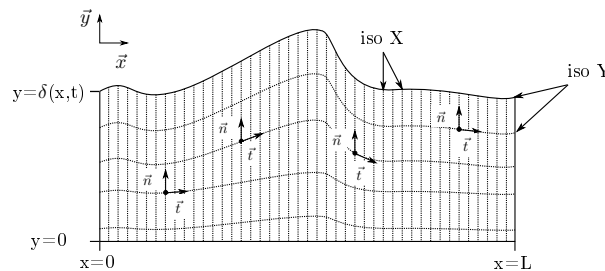


FIGURE 3.9 – Représentation du maillage obtenu en se plaçant dans le système de coordonnées curvilignes.

Le maillage ainsi généré n'est pas orthogonal, mais comme l'équation de la forme de l'interface est connue, les termes de la métrique sont calculables analytiquement.

Expression du problème dans le système de coordonnées curvilignes Maintenant que nous avons choisi le système de coordonnées curvilignes dans lequel nous allons résoudre notre problème, nous exprimons toutes les équations et conditions aux limites dans ce système,

3. $H(X, \Lambda)$ est l'expression de $\delta(x, t)$ dans le système de coordonnées curvilignes

soit en fonction de X , Y et Λ . On note désormais $H(X, \Lambda)$ la position de l'interface dans le nouveau système de coordonnées et H' la dérivée $\partial H / \partial X$.

Le détail des calculs est présenté en Annexe A.

En réunissant toutes les expressions obtenues dans le système de coordonnées curvilignes pour former l'équation de la chaleur dans ce même système, l'équation (3.46) devient :

$$\frac{\partial T}{\partial \Lambda} = C_1 \frac{\partial T}{\partial X} + C_2 \frac{\partial T}{\partial Y} + C_3 \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + C_4 \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} + C_5 \frac{\partial^2 T}{\partial X \partial Y}, \quad (3.48)$$

où C_1, C_2, C_3, C_4 et C_5 sont définies ainsi :

$$\begin{cases} C_1 = -\frac{u(lX, HY, \Lambda)}{L}, \\ C_2 = \frac{\alpha_e Y}{L^2} \left(2 \left(\frac{H'}{H} \right)^2 - \frac{H''}{H} \right) + \frac{u(lX, HY, \Lambda) Y H'}{HL} - \frac{v(lX, HY, \Lambda)}{H} + \frac{Y}{H} \frac{\partial H}{\partial \Lambda}, \\ C_3 = \frac{\alpha_e}{L^2}, \\ C_4 = \frac{\alpha_e}{L^2} \left(\frac{L^2}{H^2} + \left(\frac{Y H'}{H} \right)^2 \right), \\ C_5 = -2 \frac{\alpha_e Y}{L^2} \frac{H'}{H}. \end{cases} \quad (3.49)$$

Note : on peut observer l'apparition de termes contenant des dérivées croisées $\frac{\partial^2}{\partial X \partial Y}$, du fait de la non-orthogonalité du maillage.

Exprimons à présent les conditions aux limites dans ce système de coordonnées. Concernant la paroi, elle est inchangée :

$$\forall \Lambda \text{ et } \forall X, \text{ en } Y = 0, T(X, 0, \Lambda) = T_p.$$

L'eau est supposée initialement à la température T_e , on a donc en entrée du domaine de calcul :

$$\forall \Lambda, \forall Y \in]0; 1], \text{ et en } X = 0, T(0, Y, \Lambda) = T_e.$$

À l'extrémité opposée de la plaque (en sortie du domaine), on impose $\forall \Lambda$, et $\forall Y \in]0; 1]$, en $X = 1$, une condition de type *outflow*.

Enfin l'interface entre l'eau et l'air est supposée adiabatique :

$$-\lambda_e \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} = 0, \quad (3.50)$$

ce qui, une fois traduit dans le système de coordonnées curvilignes donne :

$$\frac{\lambda_e}{\left(\frac{H'}{L} + 1 \right)^{1/2}} \left[\frac{H'}{L^2} \frac{\partial T}{\partial X} - \left(\frac{Y H'^2}{L^2 H} + \frac{1}{H} \right) \frac{\partial T}{\partial Y} \right] = 0. \quad (3.51)$$

Résolution numérique

Méthode de résolution Les équations présentées dans la section précédente sont résolues par la méthode des différences finies. Les schémas de discrétisations sont à l'ordre 2. Le maillage est de 200x20 (voir figure 3.10).

Note : Il faut garder à l'esprit qu'au vu des contrastes entre les échelles (longueur de la plaque et amplitude des vagues) l'interface paraît sur les graphiques beaucoup plus déformée qu'elle ne l'est dans la réalité.

La méthode numérique que nous avons utilisée est basée sur un algorithme de Adam-Bashfort d'ordre 2 (voir chapitre 5). Afin d'initialiser le calcul numérique, nous avons opté pour la résolution des deux premiers pas de temps par un algorithme de Runge Kutta à l'ordre 2.

Dans un souci de gain de temps, nous avons choisi d'initialiser le calcul numérique à l'aide de la solution analytique présentée en section 3.2. Ainsi le calcul débute sur un film d'épaisseur constante, résolu grâce à la solution analytique. Puis on raccorde progressivement l'interface d'épaisseur constante avec celle représentant la surface ondulée. Comme les premiers instants (le raccordement des interfaces) ne correspondent à rien physiquement, les résultats qui suivent sont restreints à toute la période ultérieure.

Paramètres du modèles Les paramètres utilisés dans le modèle sont les suivants :

Paramètre	Valeur	Unité
Reynolds	1000	
T_{eau}	20	[°C]
T_p	50	[°C]
Longueur plaque	0,5	[m]
Pas de temps	10^{-4}	[s]
Célérité des vagues	$g\delta^2/\nu$	[m/s]

TABLE 3.2 – Paramètres utilisés dans le modèle numérique.

Les propriétés de l'eau sont prises constantes et égales à celles de l'eau à 20 °C.

3.3.2 Résultats

Instantanés

Nous présentons sur la figure 3.11 un exemple de champ de température obtenu à un instant donné à l'aide du modèle numérique.

On remarque une nette déformation des profils de température par rapport à un film d'épaisseur constante. Le lien avec les fluctuations de la hauteur de l'interface est clairement visible.

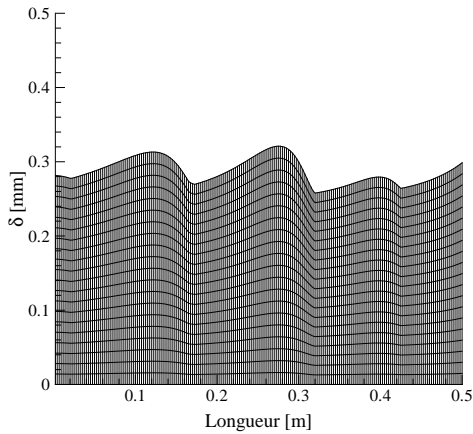


FIGURE 3.10 – Exemple de maillage à un instant donné.

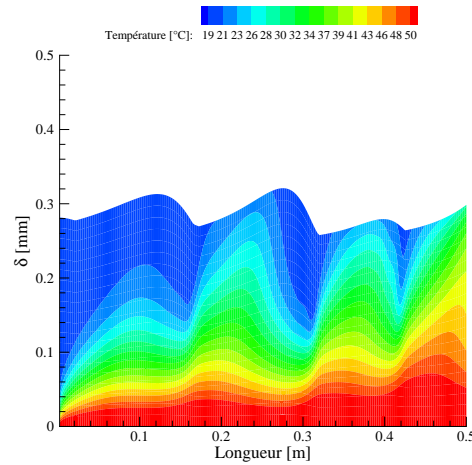


FIGURE 3.11 – Contour de température à un instant donné.

On note un déphasage entre les crêtes des vagues et les pics de températures. Ce changement de comportement peut ne pas être sans conséquence sur le flux à la paroi.

Sur la figure 3.12, nous isolons certaines densités de flux instantanées échangées à la paroi ainsi que les épaisseurs du film correspondantes.

La figure 3.12a représente la valeur d'initialisation obtenue par la solution semi-analytique. Si l'on observe les autres figures 3.12b, 3.12c, 3.12d, 3.12e et 3.12f, on observe que le flux est en effet influencé par la présence des instabilités et que sa valeur est globalement plus importante que dans le cas de la figure 3.12a. Cet impact est souvent interprété comme étant la conséquence de la réduction de l'épaisseur moyenne du film lors de la présence de vaguelettes ainsi que de l'amélioration de la convection par leur mouvement (voir Jayanti et Hewitt, 1996, par exemple).

D'autre part, en observant plus en détail les figures 3.12b, 3.12d et 3.12f, on remarque que les densités de flux à un instant donné sont difficiles à prévoir en fonction de la seule forme de l'interface. En effet, le profil de flux reste influencé par l'histoire des fluctuations ayant eu lieu ; le flux est en train de relaxer des perturbations précédentes.

Pour un tel film, on peut calculer le temps de relaxation thermique moyen : $\bar{\tau}_r = \bar{\delta}^2 / \alpha_e = 1,9$ s.

On convient alors, du fait de la sollicitation aléatoire des instabilités, que le flux échangé à la paroi doit être étudié de manière similaire aux phénomènes de turbulence : statistiquement.

Étude statistique

Pour réaliser cette étude, nous avons effectué un calcul pour un film s'écoulant durant une centaine de secondes sur la paroi.

Convergence du calcul Les études traitant de la turbulence font en général l'hypothèse qu'un écoulement stationnaire statistiquement peut être analysé comme satisfaisant aux conditions d'ergodicité (voir Guyon *et al.*, 2001, par exemple). Afin de vérifier que notre écoulement tend

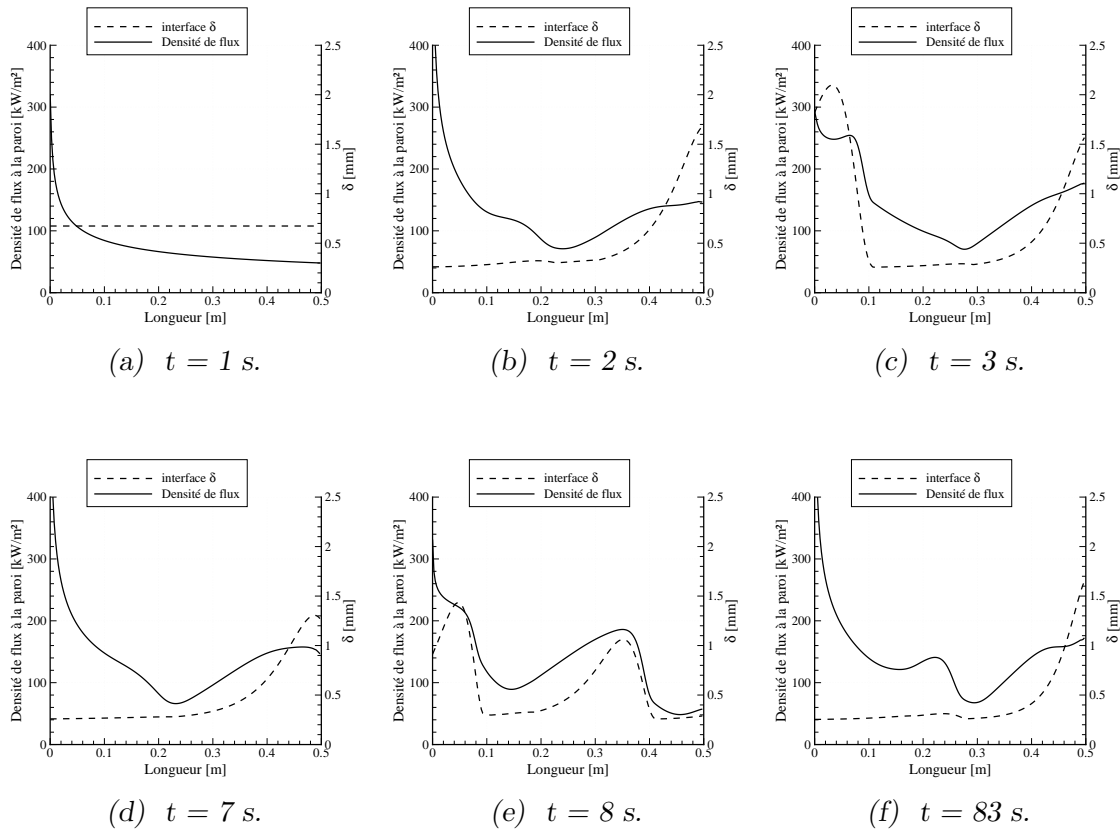


FIGURE 3.12 – Représentation à divers instants de la densité de flux échangée à la paroi et de l'épaisseur du film.

bien vers un comportement stationnaire statistiquement, nous calculons à chaque instant la moyenne locale temporelle du flux échangé à la paroi.

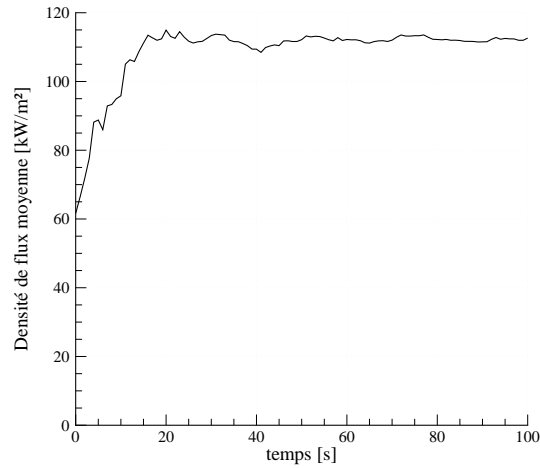
$$\forall x, \bar{\varphi}(x, t) = \sum_{i=1}^t \varphi(x, i) / t \quad (3.52)$$

Lorsque cette moyenne tend en tout point ($\forall x$) vers une constante, on peut supposer que l'écoulement a, en moyenne, un comportement stationnaire.

Sur la figure 3.13, nous présentons un exemple de résultat concernant la moyenne locale temporelle du flux échangé à la paroi (calculé avec l'équation (3.52)) pour un point situé au milieu de la paroi ($x = 0,25 \text{ m}$).

Compte tenu de la stationnarité des conditions aux limites, on observe bien une convergence du flux vers une constante à mesure que le temps s'écoule. Comme il en est ainsi pour les autres points, on peut considérer le film comme stationnaire et donc l'ergodicité de notre système.

Description statistique du phénomène Afin d'appréhender le comportement physique de notre système, nous décomposons nos grandeurs à la manière de Reynolds lors de sa description statistique d'un écoulement turbulent. En effet, on peut décomposer localement la hauteur $\delta(x, t)$, en une valeur correspondant à la valeur moyenne temporelle locale $\bar{\delta}(x)$ et une

FIGURE 3.13 – Moyenne temporelle du flux échangé à la paroi en $x = 0,25$ m.

fluctuation $\delta'(x)$, soit $\delta(x, t) = \bar{\delta}(x) + \delta'(x, t)$. De même pour la densité de flux à la paroi $\varphi(x, t) = \bar{\varphi}(x) + \varphi'(x, t)$.

Les valeurs moyennes Sur la figure 3.14a on compare la valeur moyenne temporelle de la hauteur du film $\bar{\delta}(x)$ et celle de la densité de flux $\bar{\varphi}(x)$ aux valeurs obtenues d'après la théorie de Nusselt pour un même nombre de Reynolds.

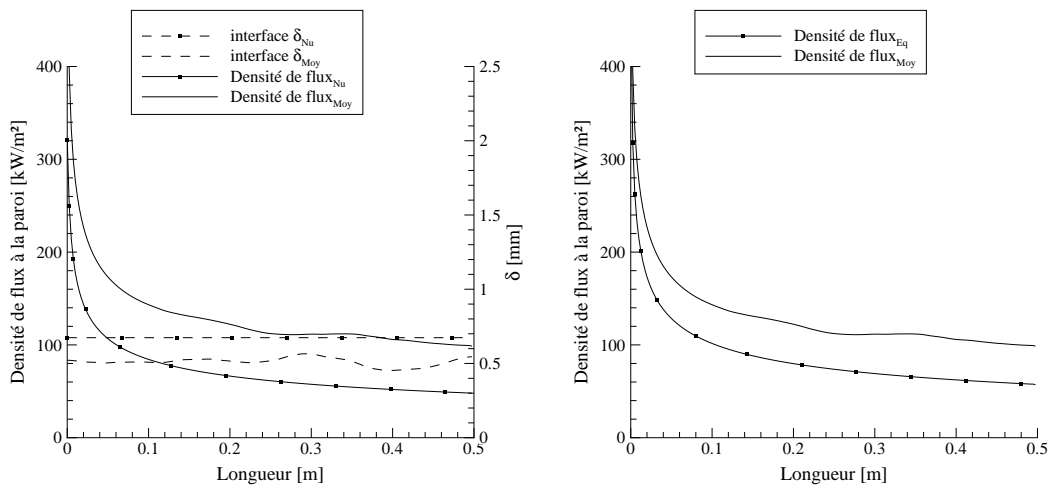
(a) Comparées à la théorie de Nusselt. (b) Comparées à un film lisse équivalent (E_q).

FIGURE 3.14 – Valeurs moyennes temporelles de l'épaisseur du film et de la densité de flux échangée à la paroi d'un film ondulé.

On observe qu'en moyenne, l'épaisseur du film est quasi-constante et qu'elle est inférieure à celle du film de Nusselt de 25 % environ. D'autre part, on note que le flux échangé à la paroi est

similaire à celui de Nusselt, à la différence notable qu'il tend vers une valeur deux fois supérieure.

Dans nombre d'articles, l'augmentation du flux due à la présence de ridules est attribuée principalement à l'effet de l'amincissement en moyenne de l'épaisseur du film plutôt qu'à l'amélioration de la convection par les vaguelettes (Jayanti et Hewitt, 1996). Nous avons donc calculé le flux de chaleur qu'engendrerait un film lisse ayant la même épaisseur que le film ondulé (en moyenne) pour un nombre de Reynolds identique⁴. Les résultats sont présentés sur la figure 3.14b.

On voit certes que les valeurs tendent vers des valeurs plus proches du flux obtenu en moyenne par le film ondulé, mais le résultat est loin d'être identique. Ce résultat tend à induire que les fluctuations de hauteur ont un rôle non négligeable sur le flux moyen échangé à la paroi.

Les fluctuations Concernant les fluctuations de hauteur et de flux, elles doivent être en moyenne nulles. Sur les figures 3.15a et 3.15b, on retrouve bien qu'en moyenne dans le temps, elles sont négligeables.

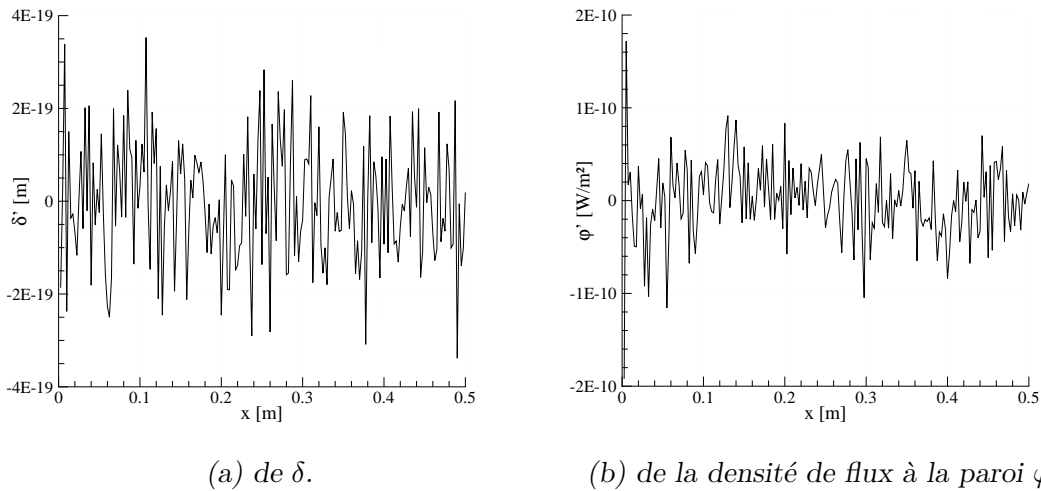


FIGURE 3.15 – Représentation de la moyenne temporelle des fluctuations locales.

On est cependant en droit de se demander s'il n'existe pas, de manière analogue à ce qui se produit en turbulence, une interaction entre les fluctuations de hauteur et de flux comme il en existe entre les fluctuations de vitesse dans le tenseur de Reynolds. Pour cela nous calculons une fonction de corrélation entre les fluctuations de hauteur et de flux : $\delta'(x, t)\phi'(x, t)$ que nous moyennons ensuite au cours du temps.

On obtient alors la figure 3.16.

On remarque, d'une part, que la corrélation n'est pas nulle, on s'assure ainsi de l'interdépendance des fluctuations. D'autre part, on note qu'à proximité de la zone d'entrée les fluctuations sont en moyenne de signes opposés tandis que passée une certaine longueur elles deviennent de même signe.

4. On désignera ce cas par l'indice E_q .

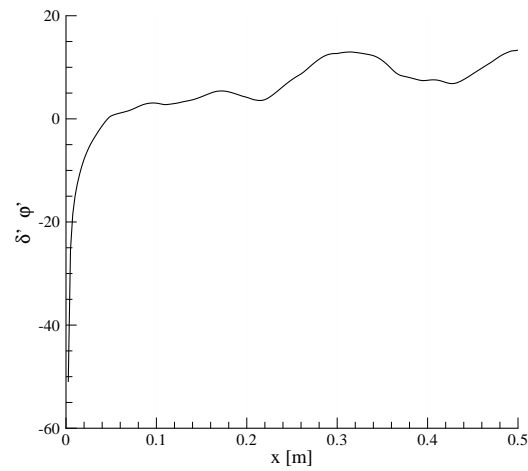


FIGURE 3.16 – Représentation de la moyenne temporelle des corrélations des fluctuations de hauteur et de flux à la paroi.

Ce résultat est intéressant car ce changement de signe indique que dans un premier temps une fluctuation de hauteur positive implique une diminution du flux échangé à la paroi et réciproquement, tandis qu'après une certaine longueur l'effet est à l'augmentation.

L'interprétation de ce phénomène se révèle cependant être délicate au vu du couplage entre les différents phénomènes. Sur le schéma 3.17, nous représentons les conséquences produites par une fluctuation de la hauteur de l'interface.

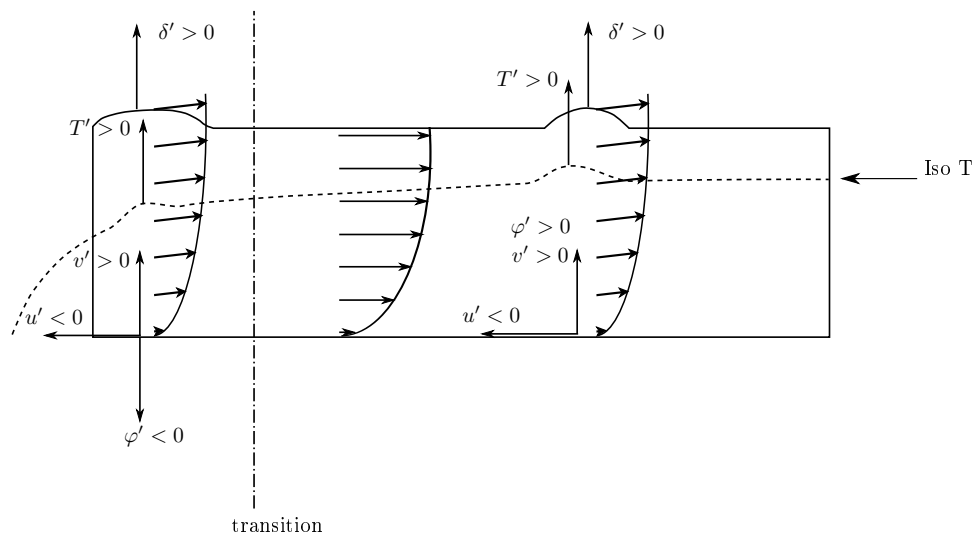


FIGURE 3.17 – Représentation de l'influence d'une fluctuation de hauteur sur le flux échangé à la paroi.

À gauche de la transition, nous sommes dans la zone où une fluctuation de hauteur positive

amène une fluctuation de densité de flux négative. Le comportement inverse est observé dans la zone de droite.

Toute la complexité de l'analyse réside dans le découplage des fluctuations de vitesse et des fluctuations du profil de température sur la valeur du flux échangé à la paroi. Nous n'avons pas encore conclu sur ce point mais des études sont en cours afin d'en comprendre les effets.

Pour conclure, nous proposons dans cette section une nouvelle approche de l'étude de l'influence des instabilités de surface sur le flux pariétal échangé dans les films ruisselants. Cette technique inspirée du traitement de la turbulence (notamment la *kinematik simulation*) permet pour des coûts de calculs relativement faibles d'accéder à des notions physiques intéressantes. Il semblerait d'ailleurs que l'influence des fluctuations de hauteur ait été relativement négligée en privilégiant plutôt l'influence de la réduction d'épaisseur moyenne du film sur le transfert de chaleur à la paroi.

Chapitre 4

Matériels et Méthodes

Sommaire

4.1 Description du banc d'essais	52
4.1.1 Le circuit hydraulique	52
4.1.2 Dispositif source de flux rayonnant	53
4.2 Instrumentation de la paroi	58
4.2.1 Détermination de la masse volumique	59
4.2.2 Positionnement des thermocouples	60
4.2.3 Caractérisation des sondes de température	60
4.2.4 Positionnement et insertion des sondes	62
4.3 Méthodes expérimentales	63
4.3.1 Déroulement des expériences	63
4.3.2 Traitement des données	65

Dans ce chapitre, nous passons en revue les différentes techniques expérimentales, ainsi que les traitements de données que nous utilisons afin de caractériser la protection de parois par film d'eau ruisselant vis-à-vis d'un flux radiatif incident. La paroi d'étude est le panneau composite présenté au chapitre 1. En annexe B, nous présentons aussi comment a été réalisée l'instrumentation d'une paroi en aluminium isolée par une couche de laine de roche.

Étant données les dimensions, le couplage et la complexité des phénomènes mis en jeu ici, il est impensable de tout appréhender de manière exhaustive. Nous isolons donc certaines grandeurs principales afin de réaliser notre étude. Dans la mesure où nous nous intéressons à la protection de la paroi, les grandeurs que nous choisissons y sont directement liées (température, temps caractéristique). D'autres grandeurs sont cependant indispensables à cette étude, telles que celles propres au film (débit, température) ainsi que celles relatives à la source de rayonnement (densité de flux rayonné).

En préalable à la description détaillée des expériences ainsi que des moyens qui ont permis de les réaliser, il convient de s'entendre sur les attentes visées par cette étude expérimentale. D'une part, ce travail tend à caractériser la protection offerte par un film d'eau ruisselant pour différents flux radiatifs incidents. Il s'inscrit d'autre part dans une volonté d'obtenir des résultats

permettant la comparaison avec les simulations numériques (que nous détaillerons par la suite : voir chapitre 5).

4.1 Description du banc d'essais

Pour réaliser cette étude, nous avons conçu un banc d'essais convenant à nos attentes (voir le schéma figure 4.1). Afin de s'approcher au mieux d'une situation réelle, la paroi d'étude a été choisie de 2,80 m de hauteur (L) et de 50 cm de large (l). Nous détaillons le banc selon les deux axes majeurs qui le composent, à savoir, une partie qui concerne le circuit hydraulique (permettant l'approvisionnement et la création du film d'eau) et une autre partie concernant la source de rayonnement.

4.1.1 Le circuit hydraulique

Dispositif de création du film

Le composant majeur du circuit hydraulique est le dispositif de création du film. Étant donnée la dimension industrielle sous-jacente à cette étude, nous avons opté pour un dispositif pouvant être facilement transposable dans le domaine d'application visé : des buses de types sprays plats à renvoi miroir (voir figures 4.2 et 4.3). En effet, ce type de buse est peu encombrant et

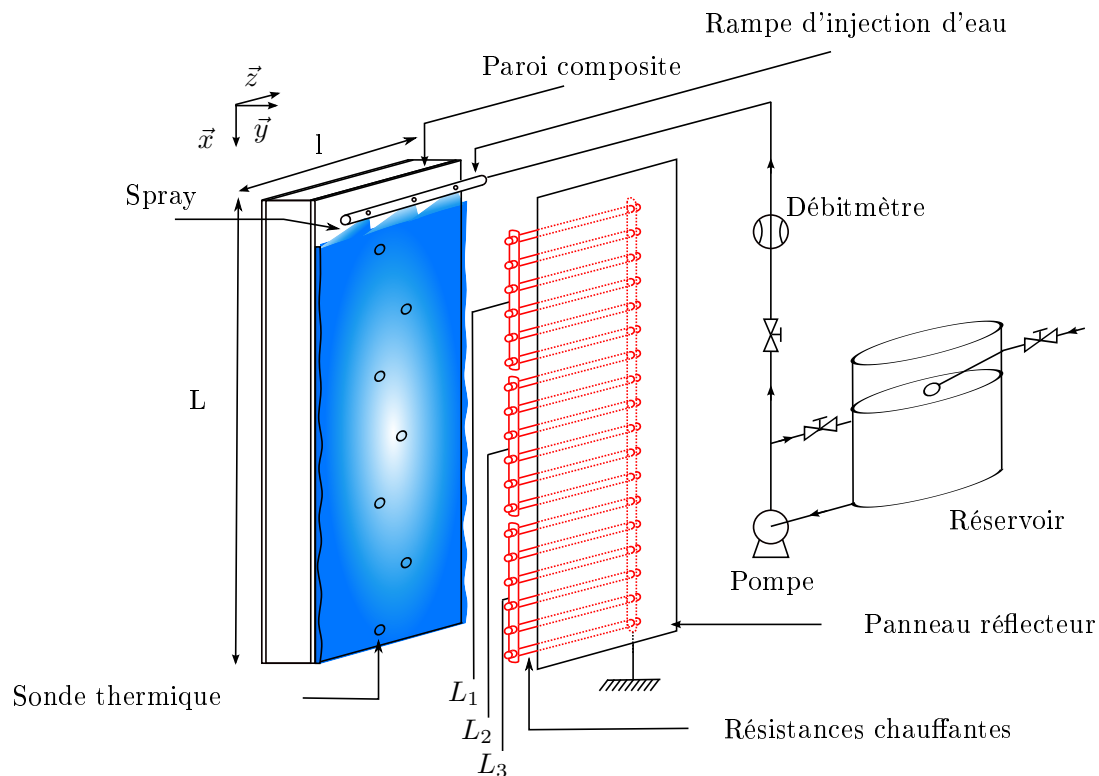


FIGURE 4.1 – Schéma général du banc d'essais.

peut être facilement inséré à proximité d'une paroi (éventuellement même sur des constructions déjà existantes). Dans l'optique de balayer une large plage de débits, nous avons utilisé diverses références du fabricant LECHLER, dont les spécificités sont résumées dans un tableau en annexe B.

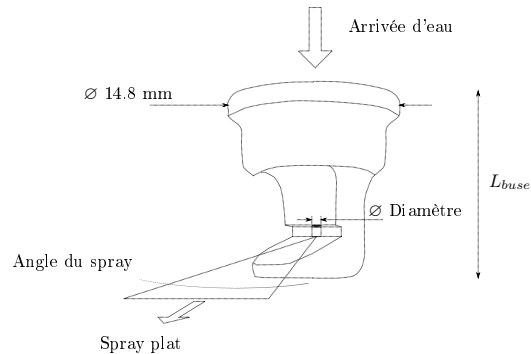


FIGURE 4.2 – Schéma d'une buse de type spray plat utilisée.

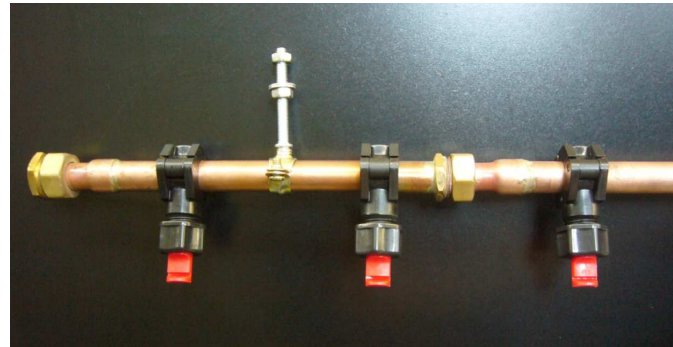


FIGURE 4.3 – Photo de la rampe d'injection avec les buses.

Dispositif d'alimentation du film

Pour garantir une répartition du débit homogène, nous avons choisi d'utiliser trois buses de ce type mises en série et dont l'alimentation se fait par une rampe commune (voir figure 4.3).

Afin d'assurer la stabilité du débit au cours du temps, la rampe est alimentée par une pompe centrifuge puisant dans un réservoir à niveau constant. La température de l'eau contenue dans ce dernier est mesurée à l'aide d'un thermocouple. La pompe refoule une partie du débit dans ce même réservoir (by-pass) tandis que l'autre partie alimente le film. De cette façon, le réglage du débit d'alimentation du film peut se faire en réglant le débit refoulé (ce qui s'avère plus précis). Le débit utilisé pour alimenter le film est mesuré par un débitmètre à effet Coriolis. On mesure aussi la température de l'eau après ruissellement sur la paroi à l'aide d'un petit réservoir, équipé d'un thermocouple, qui récupère l'eau ayant ruisselée à proximité du centre de la paroi. Les données sont ensuite stockées sur un PC avec une fréquence d'acquisition de 1 hertz.

4.1.2 Dispositif source de flux rayonnant

La source de flux rayonnant

Choix de la source Le choix de la source de flux rayonnant s'est effectué en confrontant quatre aspects primordiaux : la sécurité, la reproductibilité, l'encombrement et le coût. En effet, il va sans dire que dans une expérience où se mêlent à la fois chaleur, eau et électricité, une attention toute particulière doit être portée envers la sécurité des opérateurs. De plus, dans une optique de compréhension phénoménologique, l'assurance d'un flux radiatif constant et reproductible est aussi capitale. La compacité de notre dispositif expérimental est indispensable quant à notre environnement de travail. En outre, le coût d'investissement ainsi que de fonctionnement sont autant de paramètres non négligeables dans notre décision.

De l'étude des dispositifs envisageables, on a retenu deux alternatives principales : l'utilisation de brûleurs à gaz ou bien de résistances chauffantes. Le premier, utilisé notamment par Hald et Buchlin (2003) où Lev et Strachan (1989), présente l'avantage de générer des flux importants pouvant être homogénéiser via un concentrateur IR. Néanmoins l'encombrement ainsi que le coût d'investissement s'avèrent très importants.

Notre choix se reporte donc vers les résistances chauffantes. Celles-ci présentent un coût d'investissement relativement faible et permettent une compacité plus importante. Bien entendu électricité et eau ne font pas en général bon ménage, cependant en équipant le circuit de différentiels on s'assure d'éviter les courts-circuits. Évidemment l'utilisation de résistances chauffantes présente aussi des inconvénients. Parmi ceux-ci, citons un coût de fonctionnement assez élevé pour des densités de flux de loin inférieures à celles obtenues avec un brûleur à gaz ou encore une plus grande hétérogénéité de la densité de flux émise du fait de la disparité des résistances (principalement dues aux tolérances de construction).

Fonctionnement Après un rapide dimensionnement, nous avons donc choisi pour source de flux rayonnant un total de 60 résistances de 250 W chacune. Un tableau en annexe B présente les caractéristiques constructeur des résistances ainsi que l'écart avec lequel elles ont été réparties. Comme nous l'avons déjà fait remarqué, les résistances présentent l'inconvénient de leurs disparités. À l'aide d'un ohmmètre, nous avons obtenu pour valeur moyenne de notre lot de résistances : 217Ω avec un écart-type de 5,5.

Les résistances sont réparties en trois groupes alimentés chacun par une phase (L_1 , L_2 et L_3) de courant triphasé (montage étoile voir figure 4.1). Afin d'assurer l'équilibrage des phases, les trois groupes ont été formés de manière à avoir pour chacun une résistance équivalente proche de la valeur moyenne. Ensuite, à l'intérieur de chaque groupe, les résistances ont été placées de manière à avoir une moyenne locale proche de la valeur moyenne¹. Un système électrique à base de relais statiques nous permet de faire varier la puissance moyenne en hachant le signal instantané selon différentes fréquences. On peut alors faire varier la densité de flux thermique reçue par la paroi. Le hachage n'ayant, après vérification, pas d'influence sur la valeur instantanée du flux.

La figure (4.4) présente une vue de face du banc d'essais.

Sur la gauche, on distingue les résistances ainsi que leur support. Un panneau réflecteur en inox est disposé derrière afin de réfléchir au maximum le rayonnement vers la paroi. Des déflecteurs sont apposés à proximité des connections des résistances pour éviter d'éventuelles projections d'eau. Le tout est placé sur un pivot pour laisser un libre accès à la paroi mais aussi pour diminuer le facteur de forme lors des phases de mise en fonctionnement (voir suite). Une fois les résistances rabattues, la distance qui les sépare de la paroi est de 13 cm.

Un panneau coulissant en inox est prévu pour protéger momentanément la paroi de la source de rayonnement.

1. Après une étude du comportement en température de diverses résistances, nous n'avons pas été en mesure de trouver un comportement prédictible en fonction de la résistance. Si cela avait été le cas, nous aurions pu encore optimiser la répartition des résistances.

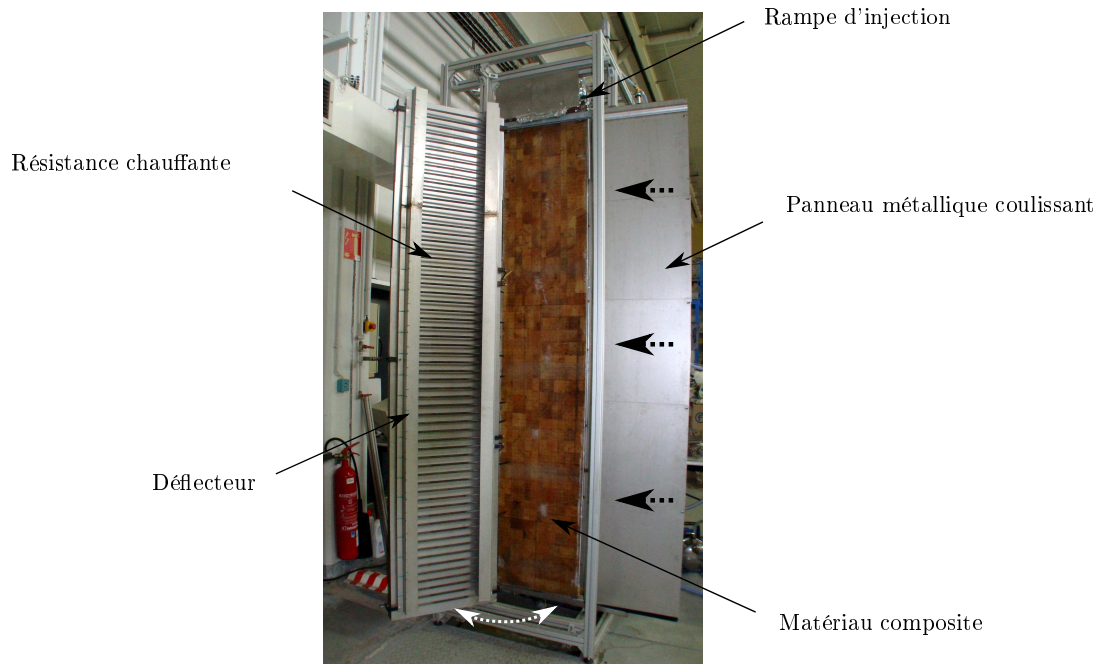


FIGURE 4.4 – Photo du banc d'essais.

Caractérisation de la source de chaleur

Mesure du flux incident sur la paroi La densité de flux obtenue à l'aide des résistances n'étant pas homogène dans l'espace (du fait du facteur de forme et de l'inhomogénéité des résistances), nous avons cartographié le flux reçu par la paroi à l'aide de 3 fluxmètres de la société CAPTEC pour différentes puissances (25, 50, 75 et 100 % de puissance électrique moyenne)².

Les fluxmètres délivrent une tension proportionnelle à la densité de flux net arrivant sur le récepteur (φ_{net}). L'étalonnage a été réalisé par le constructeur. Cette densité de flux net reçu par le capteur correspond à la valeur donnée par l'équation suivante :

$$\varphi_{net} = \varphi_r - \sigma_b \varepsilon_{cap} T_{cap}^4 \quad (4.1)$$

Moyennant la mesure de la température du capteur à l'aide d'un thermocouple intégré (de type T) et connaissant l'émissivité du fluxmètre, on est capable de retrouver la valeur absolue du flux incident (φ_r) en remplaçant ces valeurs dans l'équation (4.1). La donnée constructeur concernant l'émissivité est de 0,5.

Une représentation de la densité de flux reçue par la paroi pour une puissance électrique moyenne de 50 % est présentée sur la figure 4.5.

Selon l'axe x on observe des variations assez nettes de flux. Aux extrémités hautes et basses de la paroi, on peut les relier au facteur de forme, tandis qu'au centre de la paroi, l'explication

2. Ce qui correspond respectivement à un hachage de trois-quart de la période, de la moitié, de un quart et un hachage nul.

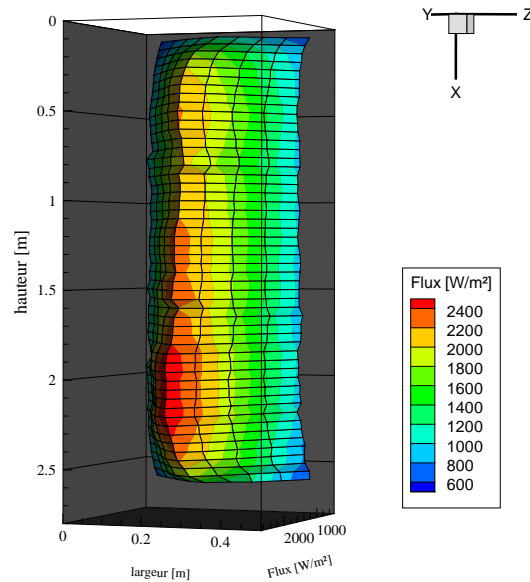


FIGURE 4.5 – Cartographie de la densité de flux à la paroi pour 50 % de la puissance électrique totale.

la plus probable est la disparité des résistances³. Suivant l'axe z , on observe une répartition globalement symétrique par rapport à l'axe central vertical de la paroi. Les variations sont principalement attribuables aux changements du facteur de forme.

Nous avons ensuite répété la même opération pour chacune des puissances 25, 50, 75 et 100 %. On obtient les densités de flux selon l'axe vertical central de la paroi présentées sur la figure 4.6).

On observe qu'à mesure que la puissance augmente, les disparités dans les densités de flux mesurées s'accroissent. Pour le flux 1, les variations longitudinales de la densité de flux sont relativement faibles et semblent pour la plupart une conséquence de la variation du facteur de forme. Concernant les flux 2 et 3, le facteur de forme à lui seul n'explique plus les densités de flux mesurées. En effet, dans la partie centrale de la paroi, le flux semble croître à mesure que l'on s'approche du bas de la paroi tout en suivant localement quelques inflexions. Pour le flux 4, les irrégularités de la densité de flux sont nettement plus visibles. On note dans la partie centrale un écart maximal de 1 kW/m^2 .

Ces fluctuations de la densité de flux sont attribuables comme nous l'avons déjà évoqué auparavant aux différents comportements des résistances ainsi qu'à la tolérance constructeur. Dans une démarche de validation du modèle numérique cette inhomogénéité n'est pas un problème dans la mesure où ces flux mesurés seront utilisés comme paramètres d'entrée des calculs.

Maintenant que le flux incident sur la paroi est caractérisé pour différentes puissances élec-

3. Des essais à l'horizontal ont été réalisés afin d'écartier la présence de phénomènes tels que la convection naturelle, même si théoriquement les fluxmètres que nous utilisons n'y sont pas sensibles.

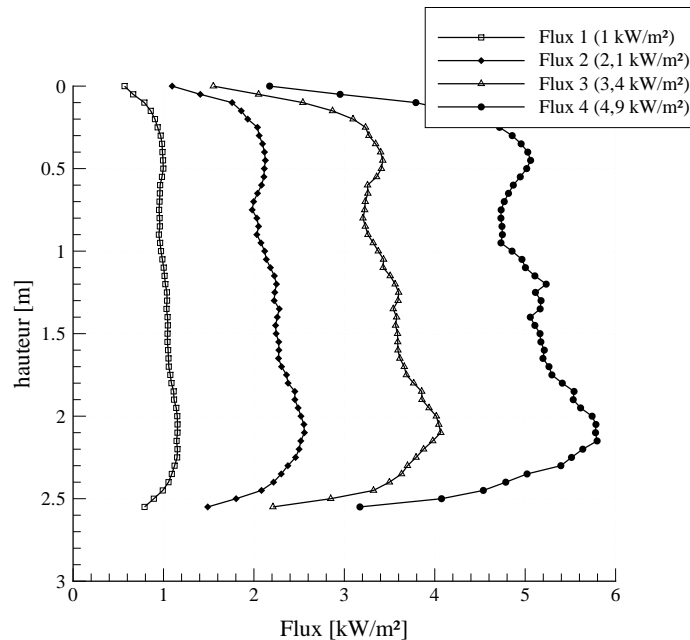


FIGURE 4.6 – Densité de flux au centre de la paroi pour les puissances 25, 50, 75 et 100 %.

triques, nous désignerons chacun des flux par la densité moyenne mesurée sur la paroi (voir tableau 4.1).

#	$P_{elec,moy}[\%]$	$\bar{\varphi}$ mesurée [kW/m ²]
1	25	1
2	50	2,1
3	75	3,4
4	100	4,9

TABLE 4.1 – Nomenclature adoptée pour désigner les flux.

Évaluation de la distribution spectrale du rayonnement émis par la source de rayonnement Afin de parfaire la caractérisation de la source de chaleur, nous devons adjoindre à la connaissance du flux rayonnant incident la façon dont il se répartit suivant la longueur d'onde : sa distribution spectrale. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'eau va avoir un comportement sélectif suivant la longueur d'onde du rayonnement. La gamme des longueurs d'onde du visible sera relativement bien transmise tandis que le rayonnement IR sera quasiment intégralement absorbé.

Pour évaluer la distribution spectrale du rayonnement, nous avons mesuré la température des résistances puis réalisé une moyenne de celle-ci pour chacun des flux. En connaissant ces températures T_{res} et en faisant l'hypothèse que les résistances se comportent comme des corps noirs, on peut retrouver grâce à la loi de Planck 4.2, la valeur de l'émittance monochromatique

d'un corps noir.

$$M_{\lambda}^0 = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_b \lambda T}} - 1} \quad (4.2)$$

Les émittances calculées par la loi de Planck pour chacune des températures sont présentées sur la figure 4.7.

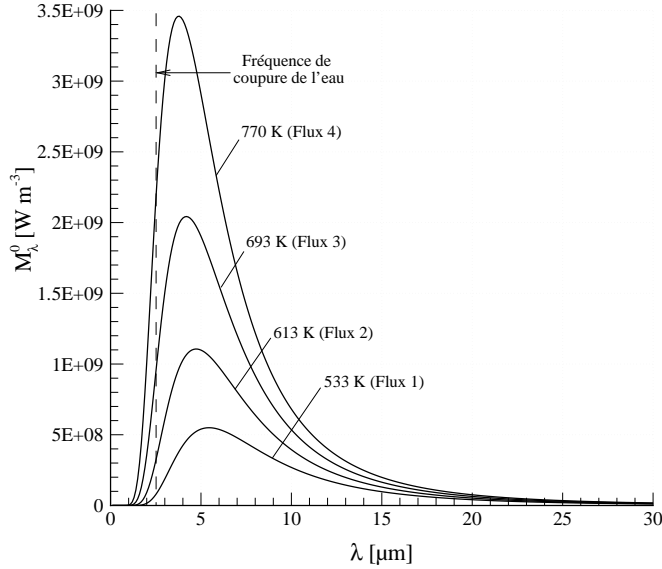


FIGURE 4.7 – Isothermes de la loi de Planck pour les températures moyennes mesurées sur les résistances pour les 4 différents flux considérés.

En intégrant ensuite ces émittances monochromatiques sur toutes les longueurs d'onde, on obtient l'émittance totale de la source.

$$M^0 = \int_0^{\infty} M_{\lambda}^0 d\lambda \quad (4.3)$$

Nous comparons ensuite cette émittance M^0 avec la densité de flux reçue par la paroi φ_r . On pose $f_f(x)$ tel que :

$$\varphi_r(x) = f_f(x) M^0, \quad (4.4)$$

$f_f(x)$ peut être interprété comme une sorte de facteur de forme (Dia, 1991).

Dès lors, nous considérons que la distribution spectrale du flux reçu par le film vaut celle émise par une source à la température T_{res} corrigée par le coefficient correcteur $f_f(x)$.

4.2 Instrumentation de la paroi

Notre étude s'intéresse à la protection apportée par un film d'eau à une paroi soumise à un flux radiatif. Afin de quantifier cet effet, il est primordial de mesurer le champ de température

au sein du matériau ainsi que son évolution au cours du temps. En effet, dans notre cas, l'observation de la protection peut se résumer en la mesure des effets du film sur la température atteinte par le matériau pour un flux radiatif donné. Pour cela, nous devons garantir la meilleure acquisition possible de la température du matériau, et ce pour différentes hauteurs et différentes profondeurs⁴.

La paroi composite que nous utilisons possède deux faces dont l'état de surface est très différent. Ceci est la conséquence du procédé de fabrication du matériau, qui laisse une face complètement lisse et l'autre rugueuse. Nous devons donc ici faire un choix concernant le côté sur lequel le film va ruisseler.

D'après différentes études, on note que le nombre de Reynolds critique de l'écoulement ainsi que l'épaisseur du film ne sont pratiquement pas influencés par la rugosité de la surface (Fulford, 1964). Cependant, on remarque en réalisant des essais de mouillage de la paroi que le côté rugueux est recouvert beaucoup plus rapidement par le film d'eau. Ce constat peut être attribué au fait que les rugosités favorisent la migration de l'eau sur toute la surface par des effets de capillarité.

Pour cette raison, nous avons choisi ce côté afin de réaliser nos expériences, dans la mesure où un mouillage rapide de la paroi va être profitable à sa protection.

4.2.1 Détermination de la masse volumique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le balsa, qui constitue l'âme du matériau composite auquel nous nous intéressons, est un matériau d'origine végétale. Ceci lui confère, outre une conductivité anisotrope due à l'orientation des fibres, des propriétés inhomogènes dans un volume issu d'un même végétal mais aussi des propriétés différentes d'un végétal à l'autre. Ces variations concernent principalement la masse volumique ρ ainsi que la conductivité λ .

Alors, dans notre panneau composite, comme l'âme est formée d'un assemblage de cubes issues d'arbres différents (bloc a et bloc b sur la figure 4.8), on ne peut a priori pas connaître les propriétés locales du matériau. Ce qui amène par la suite des difficultés d'interprétation des résultats et de comparaison.

Pour palier ce problème, nous avons prélevé à l'aide d'une mèche à nœud, dans un même bloc de balsa du composite (par exemple le bloc a), 7 cylindres de chacun deux centimètres de diamètre et trois de 1 centimètre de diamètre. Les cylindres de $\varnothing = 1$ cm ont été privés des peaux en résine de polyester et fibre de verre. Leurs volumes et leurs masses ont permis d'obtenir une valeur moyenne de la masse volumique du balsa sur ces trois échantillons. On a obtenu $\bar{\rho} = 250$ kg/m³. Dès lors nous faisons l'hypothèse que la masse volumique du balsa contenu dans les cylindres de $\varnothing = 2$ cm est homogène et égale à $\bar{\rho}$.

4. Les mesures dans la profondeur ont principalement vocation à fournir un plus grand nombre d'éléments de comparaison avec le modèle numérique.

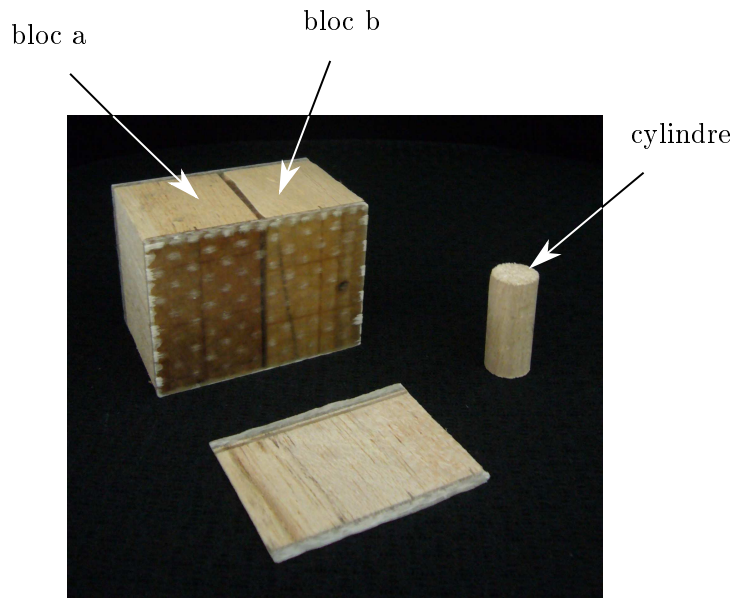


FIGURE 4.8 – Photo du matériau composite et d'un cylindre de balsa extrait d'un échantillon similaire.

4.2.2 Positionnement des thermocouples

Afin d'utiliser ces cylindres comme *sondes* de température, nous les équipons ensuite de thermocouples. Ces derniers doivent être insérés avec la meilleure précision possible concernant la soudure chaude. À cet effet, nous avons réalisé à l'aide d'un mandrin et d'une Machine Outil à Commande Numérique des perçages dans la dimension radiale des cylindres et décalés de manière hélicoïdale (45° entre chaque perçage) dans le sens de la longueur (voir figure 4.9). Les thermocouples sont positionnés à 1, 2, 4, 8, 14, 24, 34 et 45,5 mm de profondeur dans le composite (relativement à la paroi exposée au flux radiatif). Afin d'éviter au maximum les perturbations mutuelles entre thermocouples, la profondeur des perçages a été restreinte à 9 mm, de cette manière les soudures chaudes ne sont pas exactement placées dans le même alignement mais sur un cylindre fictif de diamètre 2 mm.

4.2.3 Caractérisation des sondes de température

Pour s'assurer de la non-défaillance de certains thermocouples ainsi que de l'homogénéité des valeurs mesurées, nous avons effectué deux types de contrôle. Le premier consiste à plonger les sondes dans un grand volume de sable. De cette manière, on a un système (sable + sondes) qui possède une grande inertie thermique et qui est donc relativement peu sensible aux variations de température atmosphérique. Après deux jours de stabilisation, nous avons comparé les valeurs moyennes sur 30 secondes des températures données par chacune des sondes. Les valeurs sont présentées sur la figure 4.10.

On note que les valeurs de température sont comprises dans une enveloppe relativement restreinte (d'environ $0,5^\circ\text{C}$ d'envergure). La tendance est systématiquement la même : à mesure

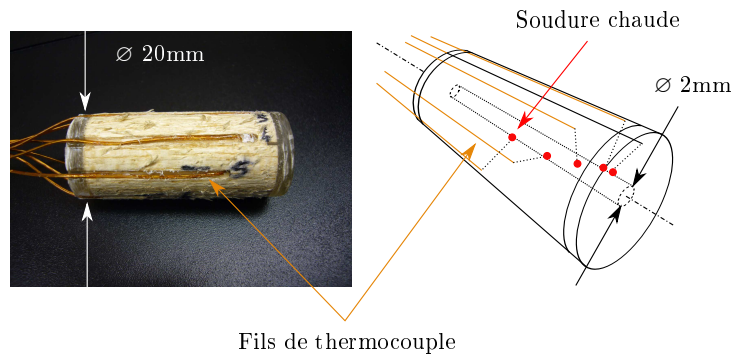


FIGURE 4.9 – Photo et schéma représentant le positionnement des thermocouples dans le composite.

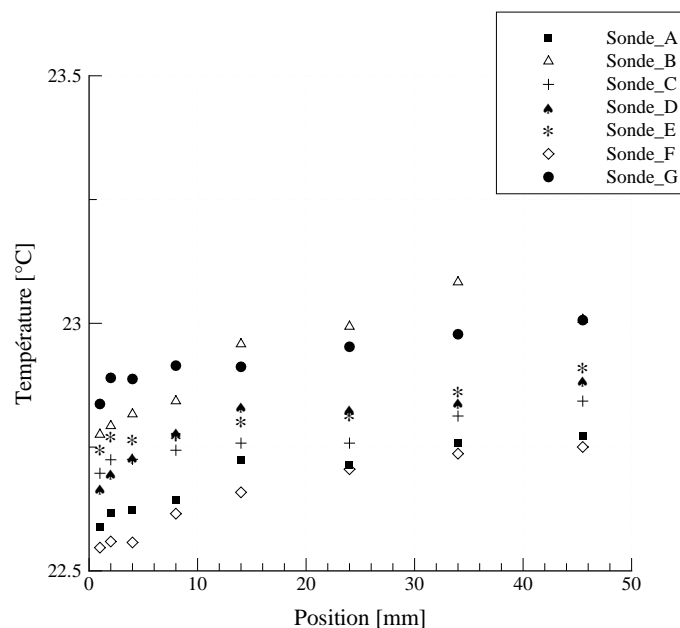


FIGURE 4.10 – Moyenne des températures pour chacun des thermocouples de chacun des bouchons à température ambiante.

que l'on s'éloigne de la paroi qui sera exposée au flux radiatif (à 0 mm), la température s'élève, ce qui est probablement la conséquence d'une légère stratification de la température à l'intérieur du récipient.

Consécutivement au premier test⁵, nous avons effectué un second contrôle relatif cette fois-ci aux températures mesurées lorsque la sonde est soumise à une source de chaleur. L'expérience est la suivante : une plaque de céramique est chauffée à l'aide de résistances chauffantes. Une fois le régime permanent atteint, les sondes sont plaquées sur la céramique et l'acquisition de la

5. On s'assure de cette façon que les thermocouples ont tous les mêmes températures initiales, ou du moins (Cf. figure 4.10) que celles-ci sont très proches.

température de chacun des thermocouples est déclenchée. Sur la figure 4.11 nous donnons un exemple de résultats obtenus.

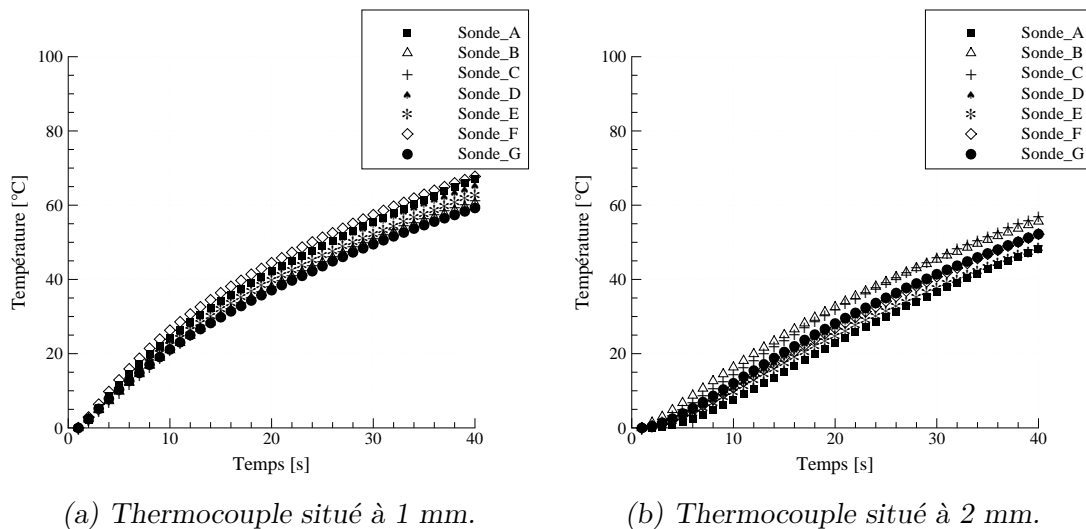


FIGURE 4.11 – Comparaison de l'évolution de la température au cours du temps selon les différentes sondes (relativement à la paroi chauffée).

On observe que l'ensemble des températures est contenu dans une enveloppe d'amplitude maximale d'environ 10°C . Les disparités au niveau des valeurs mesurées peuvent s'expliquer compte tenu du caractère inhomogène du balsa. En effet, si l'on classe les sondes par ordre croissant de température sur le premier graphe (4.11a) et que l'on compare ce classement avec le second graphe (4.11b), on remarque que l'ordre est complètement modifié. Les positions des thermocouples étant rigoureusement identiques, une explication peut venir de la variation des propriétés du balsa. On peut aussi mettre en cause la variabilité de la résistance de contact entre le bouchon et la paroi céramique. La surface n'étant pas parfaitement plane et les rugosités n'étant pas uniformes, la condition à la limite d'un bouchon à l'autre peut être différente.

Les écarts sont certes plus importants que ceux notés à froid mais restent tout a fait acceptables.

4.2.4 Positionnement et insertion des sondes

Dans un souci de limitation du nombre de sondes (longues à réaliser et plus d'espace dans le bloc a), celles-ci sont réparties de manière alternée selon la dimension transverse (voir figure 4.12).

Cette disposition en quinconce laisse néanmoins la possibilité d'observer d'éventuels phénomènes tri-dimensionnels.

L'ensemble des sondes, une fois testé, a été inséré dans la paroi composite de dimension $L = 2,80\text{ m}$ par $l = 0,5\text{ m}$. La paroi a été percée aux dimensions exactes des cylindres (à l'aide de la mèche à bouchons complémentaire de la mèche à nœud utilisée précédemment). L'étanchéité au

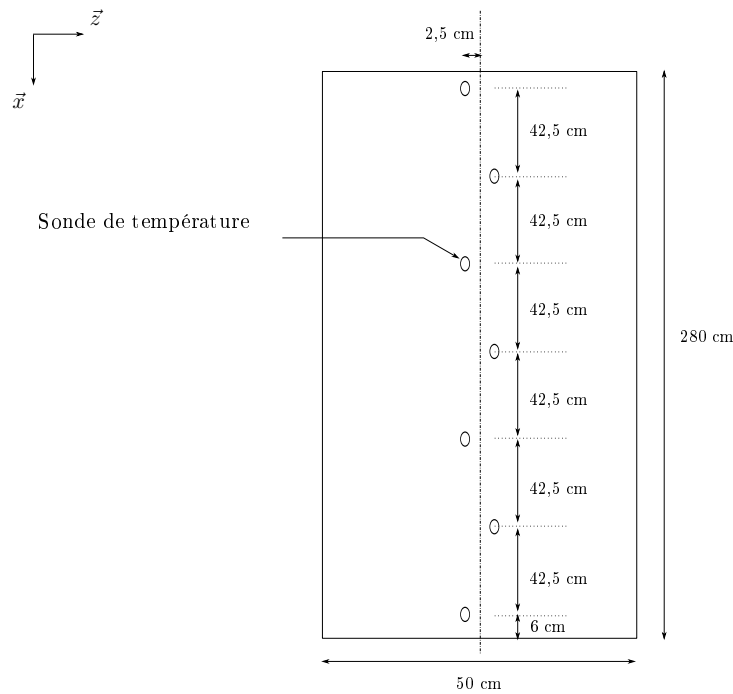


FIGURE 4.12 – Schéma de la répartition des sondes de température sur la paroi composite.

niveau de la surface exposée au film d'eau a été réalisée avec une résine de polyester analogue à celle du composite.

4.3 Méthodes expérimentales

Nous nous attacherons dans cette section à décrire l'ensemble des procédures expérimentales qui ont été suivies afin de réaliser les mesures sur le banc d'essais décrit ci-dessus. Nous détaillerons ensuite l'ensemble des traitements effectués sur les résultats afin de les rendre interprétables.

4.3.1 Déroulement des expériences

L'étude expérimentale se divise en trois grandes catégories ayant chacune un scénario différent.

Essais sans film d'eau

Dans un premier temps, nous réalisons des expériences sans film d'eau. Celles-ci ont pour objectif de déterminer le comportement des parois lorsqu'elles sont exposées au flux radiatif sans aucune protection.

Pour ces expériences, le dispositif de chauffe est mis au préalable en fonctionnement pendant une quarantaine de minutes. Nous avons en effet vérifié que passée cette durée, le régime permanent thermique des résistances est atteint quelle que soit la puissance électrique imposée.

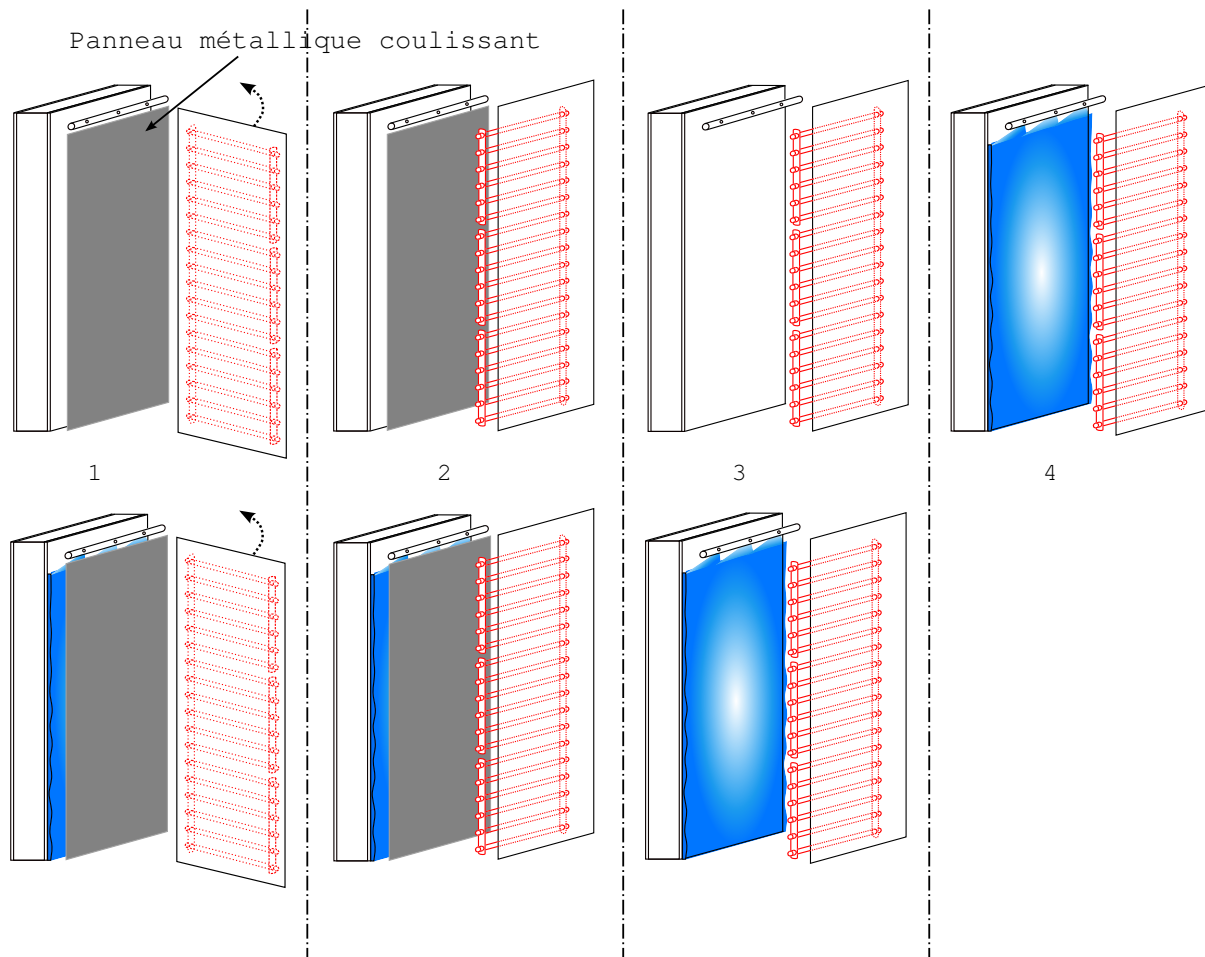


FIGURE 4.13 – Schéma des étapes suivies lors des expériences.

Durant ce temps, la paroi d'étude est protégée du rayonnement par le panneau métallique coulissant ainsi que par la minimisation du facteur de forme avec la source de chaleur grâce au pivot (voir figure 4.13, étape 1 schéma du haut).

Une fois ce temps écoulé, le dispositif d'acquisition est déclenché. Les résistances sont dirigées en direction de la paroi puis le panneau métallique coulissant est retiré (voir figure 4.13, étape 2 puis 3 schéma du haut).

En procédant ainsi, nous nous assurons de la non-évolution dans le temps de notre source de chaleur et donc de bien appliquer un échelon de flux radiatif sur la paroi. De plus, de cette manière la température initiale de la paroi (lorsque l'acquisition est déclenchée) n'est que peu impactée par la source de chaleur.

La paroi reste soumise au flux radiatif jusqu'à ce que sa température n'évolue plus dans le temps. Alors le panneau coulissant est remis en place et les résistances sont de nouveau orientées de façon à minimiser l'apport de chaleur vers le panneau métallique (étape 3 puis 2 puis 1).

Quand la température de la paroi est constante dans le temps, l'acquisition est arrêtée.

Essais avec film pré-établi

En ce qui concerne les essais avec protection, nous choisissons d'abord de les réaliser avec un film d'eau établi dès le début de l'expérience sur la paroi. Ce choix présente l'avantage de découpler le phénomène de protection de celui de refroidissement. La paroi n'ayant pas initialement accumulée de chaleur sous l'effet du flux radiatif, le rôle du film est donc simplement d'empêcher la paroi de s'échauffer et non de la refroidir. De plus, ce scénario permet aussi de s'affranchir du phénomène dynamique du mouillage de la paroi.

De manière similaire aux expériences sans film, le dispositif de chauffe est mis en marche au préalable, mais cette fois-ci le film est aussi déclenché au débit fixé pour l'expérience (voir figure 4.13, étape 1 schéma du bas). Dorénavant, l'acquisition ne débute que lorsque les résistances sont en régime permanent et que la température de la paroi n'évolue plus au cours du temps du fait du ruissellement du film.

On s'assure ainsi que le système paroi + film est aussi en régime permanent à l'instant initial, bien que la température de l'eau puisse être différente de celle de la paroi.

Le flux est ensuite appliqué au système paroi + film de manière identique à la paroi sans film (voir étape 2 puis 3 schéma du bas). L'ensemble tend alors vers un nouvel état d'équilibre, après 60 minutes il est systématiquement atteint et l'échelon de flux est alors retiré (voir section 4.3.1, étape 3 puis 2 puis 1 schéma du bas).

Encore une fois lorsque la température de la paroi est constante dans le temps, l'acquisition est arrêtée.

Essais avec film déclenché sur une paroi à 100°C

Enfin, le couplage entre le refroidissement et la protection est étudié via le déclenchement du film sur une paroi chauffée à 100°C. Dans l'optique de minimiser le temps de recouvrement de la paroi par le film, les débits utilisés se situent dans une gamme beaucoup plus importante que pour les expériences précédentes.

Les expériences reprennent point par point le scénario décrit pour la paroi sans film. La différence réside dans le fait que lorsque la paroi a atteint 100°C en un point, le film est déclenché à un débit fixé sur la paroi (étape 4).

Le système paroi + film tend alors vers un régime permanent. Une fois cet état atteint, l'acquisition est arrêtée.

4.3.2 Traitement des données

Outre les bruits et incertitudes de mesures, les divers résultats que nous pouvons obtenir durant la réalisation des expériences sont soumis à une certaine variabilité. En effet, la température de l'eau ainsi que la température de l'air peuvent changer assez radicalement en fonction des conditions atmosphériques. Or ces paramètres ne sont pas sans influence sur les grandeurs que nous cherchons à observer. Dans une démarche de recherche de tendances générales suivies par les résultats, nous utilisons certains traitements de données.

Filtrage

Les signaux issus des thermocouples sont bruités, probablement par la présence de perturbations magnétiques dues par exemple à la proximité des éléments chauffants et de l'armoire électrique d'alimentation. Afin de s'affranchir de ce bruit, nous avons filtré l'intégralité de nos mesures de températures à l'aide d'un filtre de type Butterworth d'ordre 2 (passe-bas) avec une fréquence de coupure correspondant à 4 % de la moitié de celle d'échantillonnage (1 Hz).

Sur la figure 4.14, nous présentons un exemple de filtrage de température à l'aide d'un filtre de type Butterworth.

On observe que les résultats filtrés coïncident exactement avec les températures mesurées expérimentalement. Cependant à proximité de l'instant initial, on remarque que le filtre induit un déphasage non négligeable lorsque l'on s'intéresse aux tous premiers instants.

Détermination des températures en régime permanent

Nous définissons la température atteinte en régime permanent comme la température moyenne mesurée une fois que les valeurs ne dépendent plus du temps. Le besoin d'utiliser un résultat moyen résulte de la présence de faibles fluctuations de température que le filtre ne peut faire disparaître sans modifier l'intégrité du signal. Un exemple est décrit sur la figure 4.14.

Définition et extraction du temps caractéristique

L'étude des résultats expérimentaux en régime permanent est certes l'un des résultats les plus importants, mais il peut aussi être intéressant de regarder le phénomène dans sa phase transitoire. En effet, nous verrons par la suite, que certains paramètres, notamment le débit d'eau imposé, ont une influence non négligeable sur le temps d'établissement du régime permanent. Aussi, le temps caractéristique semble représentatif de la physique observée.

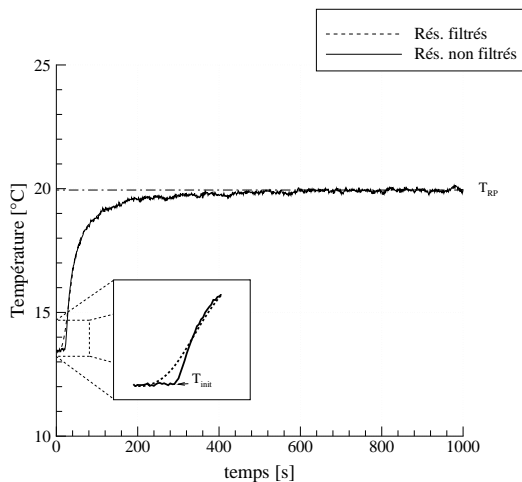


FIGURE 4.14 – Application d'un filtre de type Butterworth sur les résultats expérimentaux.

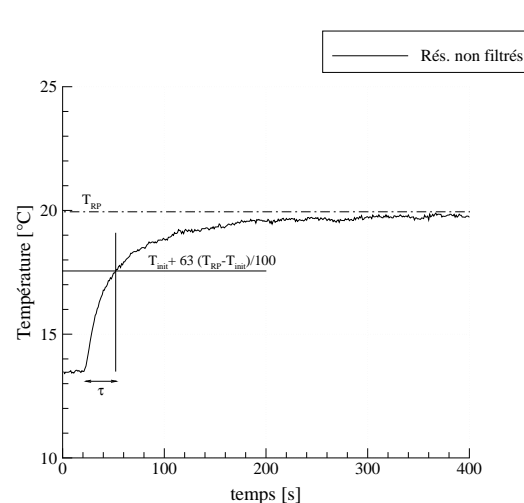


FIGURE 4.15 – Détermination du temps caractéristique du système.

Pour quantifier ses effets, nous introduisons la grandeur que nous nommons : le temps caractéristique τ . Ce dernier va caractériser le temps mis par le système pour passer de son état initial à son état final thermiquement établi lorsqu'il est soumis à une certaine densité de flux rayonnant. De manière analogue à un système du premier ordre, nous décidons de définir cette grandeur comme le temps nécessaire au système pour atteindre 63% de sa valeur en régime permanent. Ce choix est purement arbitraire, mais ne sachant pas quel est exactement le mode de réponse du système, cette définition nous permet tout de même la comparaison entre les divers résultats.

Sur la figure 4.15, nous présentons un exemple de détermination du temps caractéristique.

On note que la détermination s'effectue à partir des résultats non-filtrés. En effet, nous avons remarqué que du fait du déphasage induit par le filtre l'erreur sur les valeurs obtenues peut être considérable. La température en régime permanent est elle déterminée à partir des résultats filtrés.

Calcul de la puissance thermique absorbée par le film

Le dispositif expérimental décrit précédemment, nous permet aussi d'obtenir des données uniquement relatives au film d'eau. On dispose d'une part du débit d'eau grâce au débitmètre et d'autre part on mesure la température de l'eau dans le réservoir d'alimentation du film et au bas de la paroi. À partir de ces valeurs on définit la grandeur P_{th} , comme le bilan de la puissance thermique nette accumulée par le film d'eau.

Cette puissance est déterminée ainsi :

$$P_{th} = Q_m C_e (T_{bas} - T_{alim}) , \quad (4.5)$$

Q_m étant le débit massique.

Comparaison des résultats expérimentaux

Comme nous l'avons souligné auparavant, certains paramètres expérimentaux sont soumis à variations entre les diverses expériences. En effet, les conditions atmosphériques sont relativement aléatoires et la température de l'eau du réseau peut subir certaines fluctuations non négligeables.

Les mesures effectuées sur le banc d'essais sont donc impactées par cette variabilité. Dans une démarche de comparaison de nos résultats entre eux, nous proposons de ne pas nous intéresser aux températures absolues mais aux variations de ces températures. De cette façon, le phénomène physique est caractérisé par les changements qu'il engendre et non par les valeurs qu'il permet d'atteindre.

A priori, le film d'eau et la paroi sous l'effet du flux radiatif vont subir une augmentation de température. Celle-ci sera fonction de la hauteur, du fait du mouvement de convection de l'eau sur la paroi. Nous proposons alors que pour chaque expérience, la température à une altitude donnée soit comparée à une référence (T_{ref}) mesurée par le thermocouple située le plus haut

dans la paroi. Ainsi la variation en fonction de la hauteur sera toujours présentée de manière relative à la première valeur mesurée.

Pour la paroi aluminium cette valeur est celle enregistrée par le thermocouple à 5 mm de pi tandis qu'il est situé à 1 mm pour la paroi composite.

On définit donc un écart de température ΔT , que l'on définit de la manière suivante :

$$\forall T \in \text{paroi en régime permanent}, \Delta T = T - T_{ref}. \quad (4.6)$$

La figure 4.16 représente un exemple plus pragmatique de la façon dont nous comparons deux expériences.

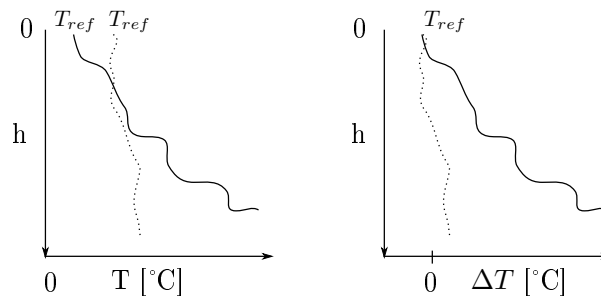


FIGURE 4.16 – Exemple de comparaison.

Chaque expérience possède sa propre température de référence T_{ref} , laquelle est influencée à la fois par la température de l'eau, mais aussi en partie par le flux reçu par la paroi au premier thermocouple. Les résultats débutent donc tous par un ΔT nul, puis la variation dépendra des conditions aux limites.

Chapitre 5

Modélisation numérique

Sommaire

5.1	Modélisation de la paroi non protégée	70
5.1.1	Les équations relatives à la paroi	70
5.1.2	Conditions initiales et aux limites considérées	70
5.2	Modélisation de la paroi avec le film	72
5.2.1	Les équations de la paroi avec le film	72
5.2.2	Les conditions initiales et aux limites de la paroi avec le film	75
5.2.3	Coefficient global de transfert à la surface libre	75
5.3	Méthodes numériques	76
5.3.1	Discrétisation des équations	77
5.3.2	Résolution numérique	77
5.3.3	Maillage	78
5.4	Récapitulatif des équations et conditions aux limites	78

Dans ce chapitre, nous présentons l'ensemble des étapes et hypothèses aboutissant à la réalisation d'un modèle bidimensionnel et instationnaire du comportement thermique de la paroi composite et du film d'eau ruisselant. Le modèle s'attache principalement à représenter les échanges thermiques entre la paroi, le film d'eau et l'environnement extérieur en vu d'estimer la protection apportée par le film vis-à-vis d'une source de rayonnement incidente. Nous considérons donc les trois modes de transferts de chaleurs principaux : la conduction, la convection ainsi que le rayonnement.

Afin de pouvoir simuler correctement toutes les situations envisagées dans la partie expérimentale (cf. chapitre 4), nous devons diviser notre modèle en deux sous-parties. La première correspond à la situation où la paroi composite est soumise sans protection (face pi) à une densité de flux rayonnant φ_r (figure 5.1 traits pleins seulement). On est alors dans le cas où le film d'eau n'a pas encore été activé. Ensuite le second sous-modèle représente la paroi, cette fois-ci protégée par le film d'eau sur sa face exposée au rayonnement (figure 5.1 traits discontinus inclus).

Nous ferons dans ce chapitre l'hypothèse que les propriétés physiques et thermiques de l'eau et de la paroi restent constantes en fonction de la température (les variations mesurées sont en

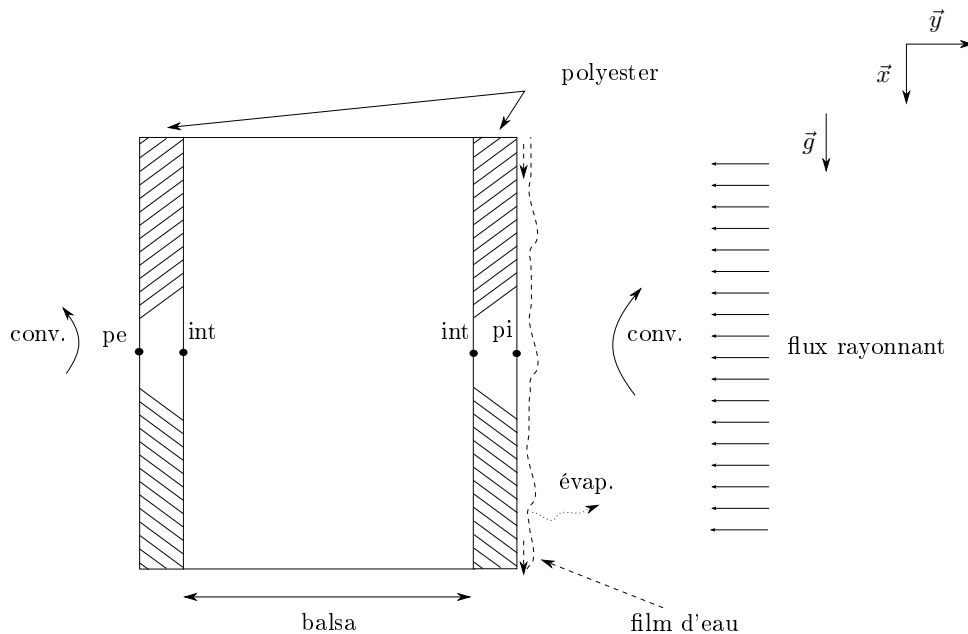


FIGURE 5.1 – Représentation schématique des configurations modélisées : traits pleins, paroi non protégée ; traits pleins et discontinus paroi protégée, par film d'eau.

général inférieures à 15°C). Les propriétés du matériau composite sont supposées homogènes et isotropes. Enfin, l'air est considéré comme totalement transparent au rayonnement.

5.1 Modélisation de la paroi non protégée

5.1.1 Les équations relatives à la paroi

À l'instant initial, nous considérons que la paroi est en équilibre avec l'environnement extérieur. La face pi est ensuite brusquement soumise au rayonnement Φ_r . La paroi va alors quitter son état d'équilibre initial pour rejoindre un nouvel état d'équilibre ; sous l'effet du flux radiant, elle s'échauffe. Afin de modéliser ce phénomène nous résolvons l'équation de la chaleur sous forme instationnaire et bidimensionnelle dans chacun des matériaux constituant le composite, soit l'équation suivante :

$$\rho_m C_m \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_m \Delta T. \quad (5.1)$$

De la sorte on peut connaître à chaque instant le champ de température dans le matériau composite soumis au flux Φ_r .

5.1.2 Conditions initiales et aux limites considérées

Pour résoudre l'équation (5.1), nous avons besoin de fixer un certain nombre de conditions initiales et aux limites. Nous considérons tout d'abord que le matériau est initialement à la

même température en tout point. Soit la condition :

$$\forall x, y \in \text{matériau}, T(x, y, 0) = T_0. \quad (5.2)$$

Les parois supérieures et inférieures du matériau composite sont supposées maintenues à la température initiale au cours du temps, soit :

$$\forall y, t \in \text{matériau}, T(0, y, t) = T_0 \text{ et } T(L, y, t) = T_0. \quad (5.3)$$

D'autre part, le mode de fabrication du sandwich, nous assure que les résistances de contact aux interfaces des différents constituants du panneau composite sont très faibles voire nulles. Nous considérons donc les contacts entre le balsa et le polyester comme parfaits. La température est donc conservée à l'interface entre les différentes couches de matériau. Ce qui traduit sous forme d'équation donne :

$$\begin{aligned} \forall x, t \in \text{int}, T(x, \text{int}^+, t) &= T(x, \text{int}^-, t) \\ \text{et } \lambda_p \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\text{int}^\pm} &= \lambda_b \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\text{int}^\mp}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Sur la paroi pi , nous écrivons l'équilibre entre l'ensemble des densités de flux thermiques échangées. Soit : le flux conduit dans le polyester, le rayonnement reçu et réémis par la paroi et enfin le transfert par convection naturelle de l'air sur la paroi. D'où :

$$- \lambda_p \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{pi} + \varphi_r = h_{pi}(T_p - T_{amb}) + \epsilon \sigma_b T_{pi}^4. \quad (5.5)$$

Le coefficient de transfert thermique h_{pi} est estimé grâce au nombre de Nusselt.

En convection naturelle sur une paroi verticale à température constante, on a le résultat suivant (voir Padet, 2005) :

- en régime de convection laminaire : $\mathcal{N}u_x = h_{pi}(x) x / \lambda = 0,39 \mathcal{R}a^{1/4}$, où $\mathcal{R}a$ est le nombre de Rayleigh,
- pour un nombre de Rayleigh supérieur à 10^9 , la convection naturelle passe à l'état turbulent et $\mathcal{N}u_x = 0,12 \mathcal{R}a^{1/3}$.

Bien évidemment la situation est ici celle d'une paroi chauffée à flux constant, cependant nous n'avons pas été en mesure de trouver une autre corrélation permettant de calculer un coefficient local.

Il en est de même pour la paroi extérieure pe , où nous considérons une expression similaire à celle donnée pour la paroi pi . Cependant, étant donné le caractère isolant de la paroi composite, nous considérons que sa température s'élève peu relativement à la température ambiante. Les transferts de chaleur par rayonnement sur cette face sont donc supposés négligeables. Dès lors :

$$\lambda_p \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{pe} = h_{pe}(T_{pe} - T_{amb}). \quad (5.6)$$

Nous avons maintenant tous les éléments permettant de modéliser au cours du temps le comportement de la paroi composite soumise à un flux radiatif. Les méthodes numériques utilisées pour résoudre ces équations sont présentées en section 5.3. Ce modèle permet d'évaluer les températures atteintes par la paroi lorsque celle-ci n'est pas protégée par le film.

5.2 Modélisation de la paroi avec le film

Intéressons-nous à présent aux détails concernant le modèle de la paroi et du film d'eau. Contrairement à la section 5.1, la paroi n'est plus soumise directement au rayonnement et la convection n'est plus libre avec l'environnement extérieur sur la paroi pi . Il convient donc d'ajouter au modèle de nouvelles équations et de faire aussi de nouvelles hypothèses.

5.2.1 Les équations de la paroi avec le film

Notons que les équations résolues dans le matériau composite ainsi que les conditions aux limites et initiales ne concernant pas la face exposée au rayonnement sont inchangées (voir section 5.1)

Hydrodynamique

De manière à simplifier la résolution de l'hydrodynamique du film, nous supposons que l'écoulement est établi, laminaire et à surface libre lisse. D'autre part, nous considérons que la masse d'eau perdue par évaporation est négligeable du fait de sa faible quantité relativement à la masse du film (voir Gatapova et Kabov, 2008, par exemple). Sous ces hypothèses, l'épaisseur du film δ est une constante et le profil de vitesse du film est connu et donné par la théorie de Nusselt (voir chapitre 2) :

$$u(\delta) = \frac{g}{\nu} \left(y\delta - \frac{1}{2}y^2 \right). \quad (5.7)$$

La configuration hydrodynamique du problème peut donc être représentée telle que sur la figure 5.2

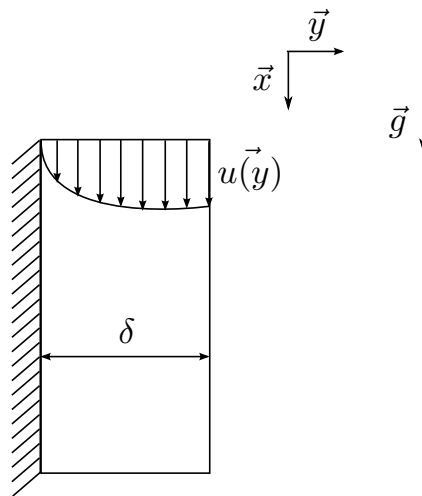


FIGURE 5.2 – Schéma du film et de son profil de vitesse dans les hypothèses de Nusselt.

On obtient une relation simple entre le débit et l'épaisseur du film par intégration du profil de vitesse $u(y)$ sur l'épaisseur δ :

$$\delta = \left(\frac{3\nu Q}{g} \right)^{1/3}. \quad (5.8)$$

L'évolution de l'épaisseur δ en fonction du débit dans le cas de l'eau est représentée sur la figure 5.3.

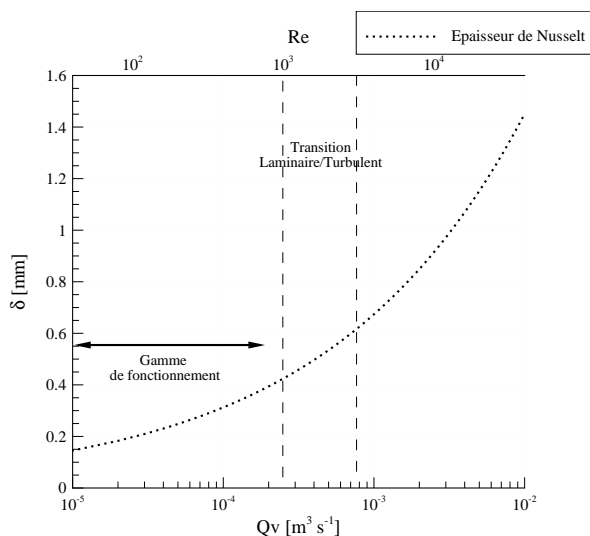


FIGURE 5.3 – Évolution de l'épaisseur du film en fonction du débit selon la théorie de Nusselt dans le cas de l'eau.

On notera que dans la gamme de fonctionnement que nous avons choisi, l'hypothèse d'un film laminaire est justifiée.

Dès lors, l'hydrodynamique du film est entièrement déterminée par son débit, ce qui permet de réduire considérablement le coût en temps de calcul de la résolution d'un tel problème.

Propriétés radiatives de l'eau

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'eau est un milieu semi-transparent. Afin de modéliser son influence sur la protection de la paroi, nous devons donc inclure cette propriété dans nos équations. Basé sur les travaux de Song *et al.* (1999), nous utilisons une loi de type Beer-Lambert, pour modéliser les phénomènes d'absorption du rayonnement dans le film d'eau. L'émission de rayonnement par l'eau est supposée négligeable devant son absorption et le rayonnement est supposé n'être diffusé que dans la direction de la paroi.

La densité de flux provenant de la source rayonnante est séparée à l'interface du film (voir figure (5.4)) : une partie (pour des longueurs d'onde $\lambda \geq \lambda_c$) est absorbée par l'interface du film et l'autre ($0 < \lambda < \lambda_c$) est transmise ou réfléchi par l'interface film/air. La part transmise est atténuée progressivement par absorption du rayonnement par le film.

On définit pour modéliser l'absorption de l'eau les fonctions $\varphi^+(y)$ et $\varphi^-(y)$, correspondant à la densité de flux transmise à l'abscisse y liée à l'onde incidente $^+$ et à l'onde réfléchi $-$ (voir figure 5.4). Ces termes sont définis par Song *et al.* (1999) de la manière suivante et calculés grâce à un modèle par bandes :

$$\varphi^+ = \int_0^{\lambda_c} \varphi_\lambda^+(y) d\lambda = \int_0^{\lambda_c} \tau_\lambda \varphi_{r,\lambda} e^{-\kappa_\lambda(\delta-y)} \gamma_\lambda d\lambda, \quad (5.9)$$

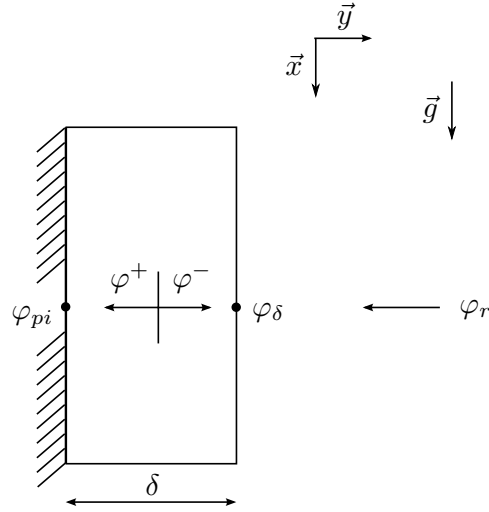


FIGURE 5.4 – Représentation des flux radiatifs locaux dans le film.

$$\varphi^- = \int_0^{\lambda_c} \varphi_\lambda^-(y) d\lambda = \int_0^{\lambda_c} \rho_{pi,\lambda} \tau_\lambda \varphi_{r,\lambda} e^{-\kappa_\lambda(\delta+y)} \gamma_\lambda d\lambda, \quad (5.10)$$

avec

$$\gamma_\lambda = \left(1 - \rho_{pi,\lambda} \rho_{\delta,\lambda} e^{-2\kappa_\lambda \delta}\right)^{-1}, \quad (5.11)$$

le paramètre γ_λ , est obtenu d'après le calcul des inter-réflexions dans une lame d'eau (voir Dia, 1991, par exemple pour plus de précision).

De façon plus pragmatique, la fonction φ^+ représente l'atténuation locale de la densité de flux transmise dans le film sur toutes les longueurs d'onde non-absorbées à la surface libre (i.e. de $\lambda = 0$ jusque λ_c). La fonction φ^- , représente l'analogie de φ^+ sur la densité de flux réfléchi par la paroi pi .

Enfin on définit φ_{pi} et φ_δ les densités de flux absorbées aux interfaces du film avec respectivement la paroi et l'air (les valeurs d'absorptivité α_λ ne sont pas présentées car soumises à confidentialité) :

$$\varphi_{pi} = \int_0^{\lambda_c} \alpha_{pi,\lambda} \varphi_\lambda^+(0) d\lambda \quad (5.12)$$

et

$$\varphi_\delta = \int_{\lambda_c}^{\infty} \alpha_{\delta,\lambda} \varphi_{r,\lambda} d\lambda \quad (5.13)$$

Équations de la chaleur dans le film d'eau

On peut donc désormais écrire l'équation de la chaleur en tout point du film :

$$\rho C_e \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u(y) \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \lambda_e \Delta T + \frac{\partial}{\partial y} (\varphi^+ - \varphi^-). \quad (5.14)$$

L'équation (5.14) prend donc en compte les effets liés à la convection du film sur la paroi et au caractère semi-transparent du film d'eau. Le gradient de flux radiatif $\frac{\partial}{\partial y} (\varphi^+ - \varphi^-)$ agit dans cette équation telle une source volumique de chaleur.

5.2.2 Les conditions initiales et aux limites de la paroi avec le film

Les conditions initiales et aux limites de la paroi

En ce qui concerne la paroi, nous reprenons les mêmes conditions aux limites qu'en section (5.1), sauf sur la paroi pi , où nous devons cette fois tenir compte des effets du film d'eau. On pose donc l'équation suivante :

$$-\lambda_p \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{pi} + \varphi_{pi} = -\lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{pi}, \quad (5.15)$$

qui décrit la continuité de la densité de flux entre l'eau et la paroi, avec un terme supplémentaire que l'on peut assimiler à une source de chaleur. Elle correspond à la densité de flux n'ayant été ni absorbée par l'épaisseur de film δ ni réfléchi par la paroi.

Les conditions initiales et aux limites du film

Le film est considéré initialement comme ruisselant sur la paroi avec le profil de vitesse $u(y)$ (5.7) et ayant une température identique en tout point de l'espace : $T_{e,0}$.

À l'interface entre l'air et le film d'eau, on a une condition d'équilibre entre d'un côté la densité de flux transmise par conduction dans le film et celle reçue sous forme de rayonnement et de l'autre $\dot{m}_v L_v$ la densité de flux dissipée par évaporation d'une certaine quantité d'eau¹ ainsi que par convection. L'équation est :

$$-\lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\delta} + \varphi_{\delta} = h_{pi}(T_{\delta} - T_{amb}) + \dot{m}_v L_v. \quad (5.16)$$

Il nous reste donc à évaluer la dissipation de température sous forme de chaleur latente $\dot{m}_v L_v$ afin de définir notre modèle au complet.

5.2.3 Coefficient global de transfert à la surface libre

Nous avons vu dans le chapitre 2 que nous disposons de diverses techniques afin de quantifier la masse d'eau évaporée. La plus précise est sans conteste celle qui consiste à résoudre les équations de diffusion et de convection dans la phase gazeuse. Celle-ci s'avère néanmoins très coûteuse en terme de temps de calcul car il faut résoudre les équations de manière instationnaire dans un très grand domaine dont les conditions aux limites sont complexes (à proximité des résistances chauffantes par exemple). Aussi, la présence de vaguelettes à la surface du film (observée expérimentalement) modifie le phénomène de convection ainsi que celui d'évaporation en augmentant d'une part la surface de contact, mais aussi les contraintes surfaciques et donc les échanges thermiques et massiques. Les théories basées sur la cinétique des gaz ainsi que sur la loi de la diffusion ne seront donc pas à même de quantifier correctement les échanges massiques à la surface du film.

1. La masse d'eau évaporée est négligée, mais pas la densité de flux, du fait de la valeur élevée de la chaleur latente de l'eau.

De plus, nous n'avons pas trouvé au cours de notre recherche bibliographique, de corrélation permettant de quantifier le flux évaporé pour un débit et un flux radiant donné. Le même constat peut être fait concernant le coefficient de transfert de chaleur.

Pour palier ce problème de condition à la limite, nous proposons une alternative à la résolution des équations relatives à la phase gazeuse. À la place nous utilisons un coefficient global de transfert h_i nous permettant de tenir compte de l'influence de différents phénomènes tels que la déformation de l'interface par les vaguelettes, le transfert de chaleur par convection mixte ainsi que les calories dissipées par le film sous forme de chaleur latente.

De manière classique, la condition à la limite à l'interface du film d'eau lisse peut s'écrire comme l'équation (5.16).

Si l'on écrit le transfert de masse de manière analogue au transfert de chaleur, on obtient alors :

$$-\lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\delta} + \varphi_{\delta} = h_{pi} (T_{\delta} - T_{amb}) + h_m (C_{\delta} - C_{amb}) L_v, \quad (5.17)$$

Ensuite, étant donnée la faible augmentation de la température de l'eau lors des expériences (inférieure à 10°C en général), nous allons faire l'hypothèse que la concentration en vapeur d'eau à la surface du film (équivalent à la pression de l'eau) est une fonction linéaire de la température (comme Gatapova et Kabov, 2008).

On peut alors écrire :

$$-\lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\delta} + \varphi_{\delta} = (h_{pi} + h_m^* L_v) (T_{\delta} - T_{amb}) . \quad (5.18)$$

On définit ainsi $h_i = (h_{pi} + h_m^* L_v)$ le coefficient global de transfert à l'interface du film d'eau.

La nouvelle condition à la limite s'écrit donc :

$$-\lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\delta} + \varphi_{\delta} = h_i (T_{\delta} - T_{amb}) . \quad (5.19)$$

De cette façon, on regroupe en un seul terme h_i les effets de la convection et du transfert de masse à l'interface du film. Le tout est proportionnel au gradient de température entre l'environnement et la surface du film, en effet, la force motrice de l'évaporation étant la différence de pression partielle entre la surface du film et l'ambiance, le phénomène est au même titre que la convection lié au gradient de température.

5.3 Méthodes numériques

Le système d'équations que nous devons résoudre ne possède malheureusement pas de solution analytique. Nous proposons donc de le résoudre de manière numérique et ce par la méthode des différences finies. Nous explicitons dans cette section les schémas de discrétisation, le maillage et l'algorithme de résolution numérique qui sont utilisés afin de résoudre notre système d'équations.

5.3.1 Discrétisation des équations

Dans un souci de précision, le modèle utilise uniquement des schémas d'ordre 2 pour la discrétisation spatiale.

Schémas centrés

Les équations décrites précédemment comportent des termes en dérivées premières ainsi qu'en dérivées secondes (via l'opérateur Laplacien Δ). Lorsque l'on se situe à l'intérieur d'un matériau (polyester, balsa ou eau) et que l'on n'est pas sur le lieu d'application d'une quelconque condition à la limite, on peut utiliser les formes de discrétisation centrées. Celles-ci sont issues de la restriction à l'ordre 2 des développements en série de Taylor des fonctions concernées (voir Annexe C).

Schémas décentrés

Les formes discrètes centrées ne peuvent plus s'appliquer lorsque le schéma de discrétisation doit être appliqué sur une frontière du domaine de calcul. En effet, supposons que l'on souhaite écrire sous forme discrète centrée l'équation (5.14) à l'interface δ : $T(y - dy)$ est une valeur a priori connue car appartenant au domaine de calcul, mais que vaut $T(y + dy)$? Pour pallier ce problème, nous discrétisons les équations exprimées sur les frontières par des schémas décentrés d'ordre 2 (voir Annexe C).

5.3.2 Résolution numérique

Après la discrétisation spatiale de notre système d'équation, il ne nous reste qu'un système d'équations différentielles ordinaires (EDO) dépendant du temps, que l'on peut mettre, en isolant à gauche la dérivée temporelle, sous la forme suivante :

$$\frac{dT(x, y, t)}{dt} = f(T(x, y, t)) , \quad (5.20)$$

où f est une fonction de la température paramétrée par les propriétés thermiques des matériaux, par la vitesse de l'écoulement ainsi que par les paramètres de discrétisation spatiale et des conditions aux limites (flux rayonnant, température de l'ambiance, ...).

Nous avons choisi de résoudre ce système d'équation par une méthode du type correcteur-prédicteur. Le choix de cette méthode a principalement été guidé par son caractère implicite ainsi que sa flexibilité, notamment quant à la présence de termes non linéaires tels que ceux introduits par la loi de Stefan-Boltzmann (dans le cas de la paroi non protégée).

Cette méthode consiste en l'initialisation à chaque pas de temps d'un calcul implicite par le résultat issu de la prédiction (calcul explicite).

Notre prédictor est calculé par une méthode de Adams-Bashforth d'ordre 2 :

$$T^{t+1} = T^t + \frac{dt}{2} \left(3f(T^t) - f(T^{t-1}) \right) , \quad (5.21)$$

le correcteur est calculé à l'aide d'un algorithme de Adams-Moulton d'ordre 2 :

$$T^{t+1} = T^t + \frac{dt}{2} \left(f(T^{t+1}) - f(T^t) \right). \quad (5.22)$$

L'algorithme se trouve détaillé en Annexe (voir annexe C).

5.3.3 Maillage

L'objectif du modèle étant de simuler des parois de l'ordre de 2 m de hauteur, nous sommes confrontés à un problème de dimensions caractéristiques. En effet, la dimension caractéristique de la hauteur est le mètre, tandis que celle de la profondeur (selon l'axe y) est de l'ordre du mm pour la paroi composite voire du μm pour le film d'eau.

Dès lors pour bien faire on serait tenté d'utiliser un maillage de l'ordre du μm partout. Malheureusement un tel maillage ferait exploser le temps de calcul avec un nombre de nœuds de l'ordre de la centaine de milliards!!!

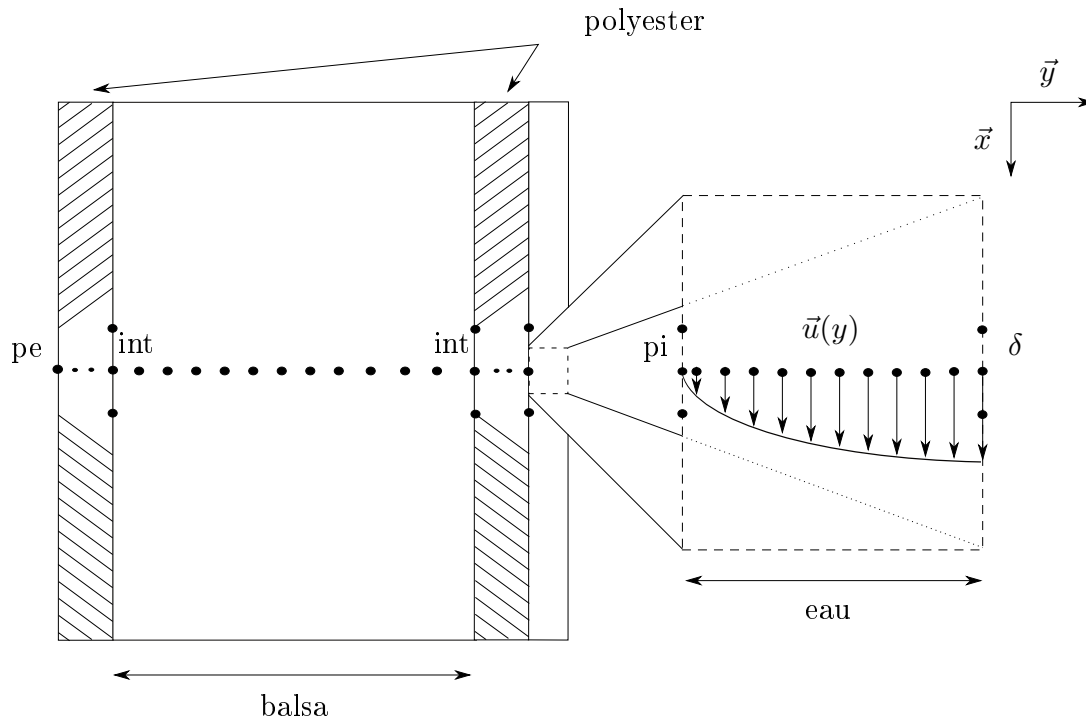
Alors, nous allons réduire ce maillage en effectuant certaines hypothèses :

1. d'après de nombreux auteurs, les gradients de température en régime permanent dans l'épaisseur du film sont relativement faibles (voir les résultats de Fahem *et al.*, 2006, par exemple). Nous décidons donc de mailler le film dans la direction transverse avec un pas de 10 μm ,
2. d'autre part étant donné le caractère isolant du balsa, il semble a priori logique d'imaginer que les gradients thermiques les plus importants ont lieu dans la dimension transverse du matériau. Le balsa et le polyester sont donc maillés dans leur épaisseur avec un pas de 1 mm et respectivement 0,5 mm.
3. enfin (voir chapitre 6) les gradients de température dans la dimension longitudinale sont relativement faibles. Nous adoptons un pas de discrétisation de 5 cm.

Moyennant ces hypothèses on arrive en moyenne à un nombre total de 5000 nœuds. La validité de ce maillage est appuyée par la cohérence avec les résultats issus des expériences (voir chapitre 7).

5.4 Récapitulatif des équations et conditions aux limites

Le tableau 5.1 ainsi que le schéma ajoint proposent un bref aperçu des équations et conditions aux limites relatives au modèle.



Dans l'eau	$\rho C_e \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u(y) \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \lambda_e \Delta T + \frac{\partial}{\partial y} (\varphi^+ - \varphi^-)$
Dans le composite	$\rho_m C_m \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_m \Delta T$
En δ	$-\lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big _{\delta} + \varphi_{\delta} = h_i (T_{\delta} - T_{amb})$
En pi	$-\lambda_p \frac{\partial T}{\partial y} \Big _{pi} + \varphi_{pi} = -\lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \Big _{pi}$
En pe	$\lambda_p \frac{\partial T}{\partial y} \Big _{pe} = h_{pe} (T_{pe} - T_{amb})$
En int	$\forall x, t \in int : T(x, int^+, t) = T(x, int^-, t),$ $\lambda_p \frac{\partial T}{\partial y} \Big _{int^{\pm}} = \lambda_b \frac{\partial T}{\partial y} \Big _{int^{\mp}}$

TABLE 5.1 – Tableau et schéma récapitulatif des équations et conditions aux limites principales utilisées.

Chapitre 6

Résultats expérimentaux

Sommaire

6.1	Expérience sans film d'eau	82
6.2	Expérience avec film d'eau pré-établi	84
6.2.1	Phénomène d'assèchement	84
6.2.2	Influence de la hauteur	86
6.2.3	Influence du débit	89
6.2.4	Influence du flux	91
6.3	Expériences avec film déclenché sur paroi initialement à 100°C . . .	92
6.4	Conclusion sur la protection de paroi	94

Les résultats que nous avons obtenus grâce au dispositif expérimental décrit dans le chapitre 4 sont présentés ici uniquement concernant la paroi composite, qui est au cœur de cette étude. Des essais ont également été effectués de manière indépendante sur un matériau dont les propriétés sont connues avec beaucoup moins d'incertitude : une paroi en aluminium isolée par une couche de laine de roche, les résultats sont présentés dans l'annexe E.

Les expériences effectuées sur ces parois sont de plusieurs types. Le premier consiste à soumettre la paroi sans film à un échelon de flux radiatif jusqu'à ce que le régime thermique permanent soit atteint. Le second est identique à la différence qu'un film d'eau ruisselle désormais sur la paroi avant de l'exposer au flux rayonnant. Enfin spécialement pour la paroi composite, la paroi est chauffée par le flux radiatif jusqu'à ce qu'elle atteigne 100°C, alors le film d'eau est déclenché (du fait de sa grande réflectivité, la paroi aluminium n'atteint cette température pour aucun flux).

Afin de rendre compte facilement des quantités d'eau nécessaires à la protection des parois, les débits sont exprimés en kilogrammes par heure et par mètre de largeur de paroi ($\text{kg/h m}_{\text{paroi}}$)¹.

1. Les débits mesurés au débitmètre sont donc multipliés par deux, la paroi mesurant 0,5 m de large.

6.1 Expérience sans film d'eau

Dans le but de caractériser le comportement du matériau composite, nous avons décidé de le soumettre, sans protection, à un échelon de flux radiatif. Sur la figure 6.1, nous représentons le profil de température de la paroi en fonction de la hauteur, en régime permanent. Les valeurs sont mesurées par le thermocouple le plus proche de la face exposée au rayonnement (à 1 mm). La paroi est soumise ici à un flux de densité moyenne égale à 1 kW/m^2 , son profil en fonction de la hauteur est détaillé sur cette même figure.

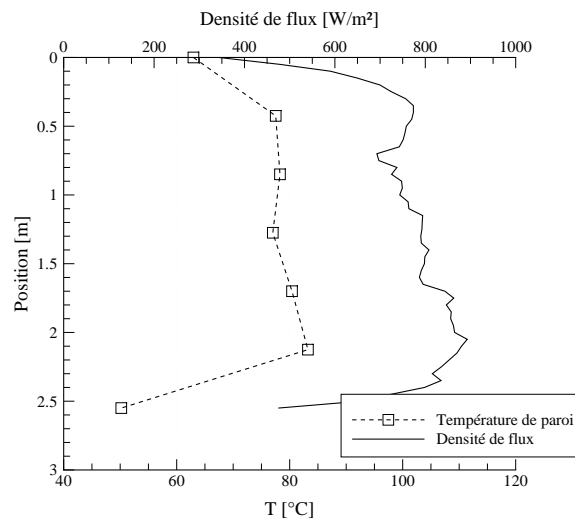


FIGURE 6.1 – Profil de température de la paroi en régime permanent soumise au flux de densité moyenne 1 kW/m^2 en fonction de la hauteur.

On observe de fortes variations de la température en fonction de la hauteur (comprises entre 50 et 85 °C). La faible conductivité thermique du matériau composite peut en expliquer la faible homogénéité. Les valeurs à une altitude donnée sont nettement corrélées avec la densité de flux rayonnant incidente mesurée. Aux extrémités supérieures et inférieures de la paroi, la nette diminution de la densité de flux due au facteur de forme induit de plus faibles températures qu'au centre de la paroi.

Cependant, la température atteinte en haut de la paroi est plus importante qu'en bas, alors que la densité de flux radiatif y est plus faible. Ce constat est possiblement lié à l'effet *cheminée* : sous l'effet de la température de la paroi ou des résistances chauffantes, l'air, du fait de sa dilatibilité va tendre à s'élever (par la poussée d'Archimède). Le haut de la paroi peut alors être partiellement atteint par l'air chauffé par les résistances, tandis que le bas peut être refroidi par la convection de l'air frais renouvelant l'air chauffé (Cf figure 6.2).

Un autre moyen de caractériser le comportement de la paroi est le temps caractéristique (voir chapitre 4). Il va définir la réponse temporelle du système. Sur la figure 6.3, nous représentons, pour cette même expérience, le profil du temps caractéristique en fonction de la hauteur.

On remarque à nouveau des variations importantes, principalement localisées en partie basse. Les extrema sont de 260 et 710 s .

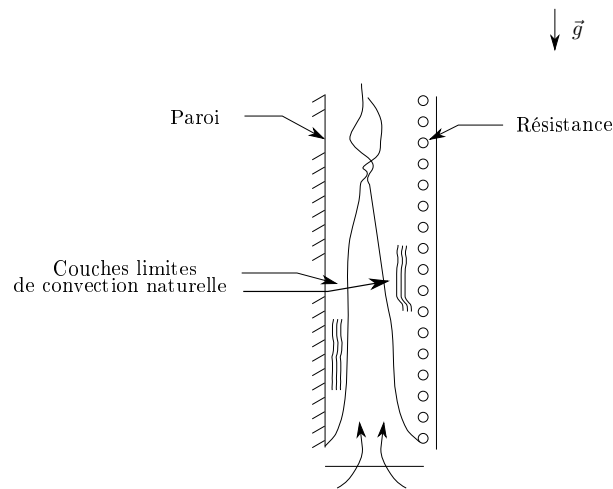


FIGURE 6.2 – Schématisation des phénomènes probables liés à la convection naturelle.

Or, d'un point de vue théorique, le temps caractéristique de la paroi ne devrait pas dépendre de l'excitation i.e. de la densité de flux radiant, mais seulement du système étudié, donc de la paroi. On pourrait certes penser que ce phénomène est la conséquence de la variabilité des propriétés des matériaux en fonction de la température, mais les variations de température sont relativement faibles pour expliquer de tels résultats. Il faut alors faire appel au fait qu'en réalité le système que nous étudions ne se limite pas uniquement à la paroi mais inclut aussi l'air qui l'environne. Dès lors, on peut supposer que le temps caractéristique est modifié par la présence des phénomènes de convection naturelle mentionnés auparavant.

Cette expérience n'a malheureusement pas pu être reproduite pour des densités de flux plus grandes car le matériau risquerait d'être endommagé. En effet, s'il atteint des températures

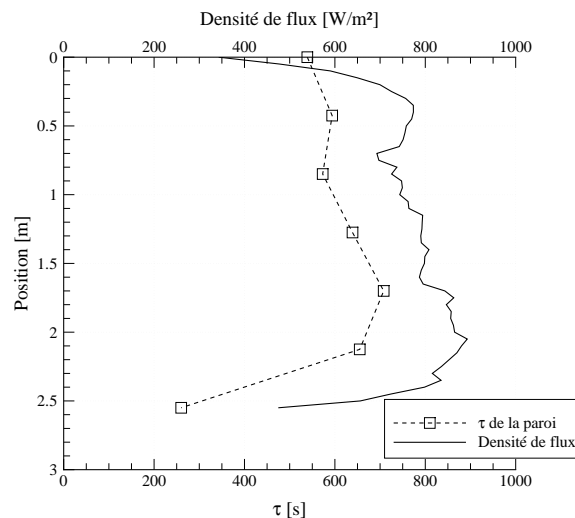


FIGURE 6.3 – Profil de temps caractéristique de la paroi soumise au flux de densité moyenne 1 kW/m^2 en fonction de la hauteur.

trop importantes, l'état de surface ainsi que les propriétés physiques en seraient modifiés. Pour garantir sa non-détérioration nous décidons de ne jamais l'exposer à des températures de plus de 100°C.

Le flux de densité 1 kW/m² est donc le seul pour lequel on peut obtenir les résultats en régime permanent tout en garantissant l'intégrité de la paroi. Les résultats concernant l'aluminium présentés dans l'annexe E ne présentent pas cette limitation.

Maintenant que certains ordres de grandeur concernant la paroi sans protection sont connus, nous nous intéressons à l'effet que peut avoir un film d'eau pré-établi sur cette même paroi.

6.2 Expérience avec film d'eau pré-établi

Pour cette expérience, on fait d'abord ruisseler le film sur la paroi jusqu'à ce que le système atteigne un régime thermique établi. Dès lors, on soumet l'ensemble à un échelon de flux radiatif (le système paroi + film tend alors vers un nouvel état d'équilibre).

Nous tirons de ces expériences des résultats comparables à ceux obtenus pour la paroi sans film tels que le temps caractéristique de la paroi et la température atteinte en régime permanent. D'autre part, grâce aux mesures du débit et de la température de l'eau en haut et en bas de la paroi, on accède à la puissance thermique absorbée par le film. Ces résultats permettent d'étudier l'influence de la hauteur, du flux radiatif et du débit sur la protection de la paroi.

6.2.1 Phénomène d'assèchement

Lors de la réalisation des expériences où le film d'eau est établi au préalable sur le matériau composite, nous avons observé un phénomène qui n'apparaît pas dans nos expériences sur la paroi aluminium. Pour de faibles débits, le film sous l'action du flux de chaleur tend à ne plus recouvrir la totalité du panneau (voir figure 6.4). On qualifie cette observation d'assèchement de la paroi.

Le phénomène débute par une réduction significative de l'épaisseur du film d'eau (visible à l'œil nu), d'abord localisée aux environs de $x = 1,7$ m sur une très petite surface (de l'ordre du centimètre carré)². Le film ne semble alors plus couvrir la paroi que par capillarité sur la surface du matériau et ne s'écoule plus : on qualifiera le film de *capillaire*. Cette zone est délimitée par une arche dont les bords sont matérialisés par des écoulements secondaires : deux renflements ou *bourrelets* (voir Podgorski, 2000) présentant une sur-épaisseur par rapport à celle du film non-perturbé. La largeur de cette zone est de l'ordre du centimètre. Simultanément, on observe que la zone de film capillaire s'étend vers le bas ainsi que vers le haut jusqu'à atteindre les extrémités de la paroi (la variation au cours du temps est symbolisée par la notation t^+ sur le schéma). Durant certains essais, la zone où le phénomène a été initié tend à devenir sèche.

Le constat fait ci-dessus semble indiquer que le film devient instable dans certaines conditions de flux radiatifs et de débits. Ce type de phénomène a déjà été observé dans le cas d'un film chauffé par rayonnement IR s'écoulant sur une paroi horizontale. Ito *et al.* (1990) ont montré

2. Correspondant approximativement à la zone où le flux est le plus important.

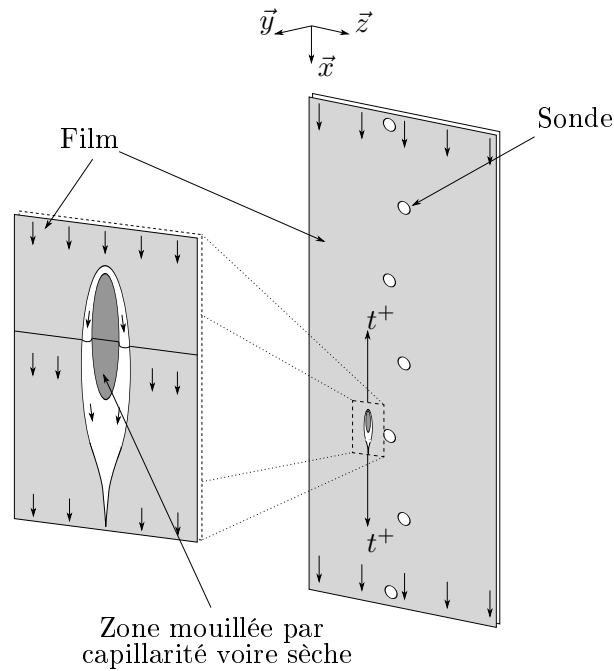


FIGURE 6.4 – Schéma visuel de l'assèchement de la paroi pour un débit de $120 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$ et le flux de densité moyenne 1 kW/m^2 .

que ce mécanisme est déclenché par la convection de Marangoni et qu'il existe une épaisseur critique en dessous de laquelle la paroi s'assèche en quelques secondes.

Nous ne sommes pas ici dans les mêmes conditions expérimentales que l'étude citée. Notre film s'écoule verticalement et nos débits sont nettement plus importants. Il se pourrait cependant que le phénomène que nous observons soit lié à des causes similaires. Des gradients de tension superficielle apparaissant à la surface du film (sous l'effet de la source de chaleur radiative) pourraient faire migrer le fluide des zones de tensions superficielles les plus faibles créant ainsi localement une zone où le film est plus fin. Deux *bourrelets* se forment alors de part et d'autre pour drainer le liquide, mais aussi la zone instable tend à s'étendre dans la dimension verticale. Une fois cette étape amorcée, les zones où le film est plus fin vont avoir tendance à chauffer plus et donc à migrer à nouveau en direction des *bourrelets* et dans le sens de l'écoulement. Le phénomène continue jusqu'à ce que le film restant soit suffisamment fin pour n'être retenu que par les forces de capillarité à la surface du matériau et que le film capillaire s'étende sur toute la hauteur de la paroi. L'évolution de la surface capillaire dans la dimension désignée par l'axe z est très faible et est de l'ordre du centimètre.

Le séchage observé parfois dans la zone de film capillaire résulte probablement d'une augmentation de la température du film suffisamment forte pour promouvoir l'évaporation de manière significative.

Sur la figure 6.5 nous présentons les débits d'apparition de l'assèchement qui ont été mesurés pour des densités de flux de 1, 2,1, 3,4 et 4,9 kW/m^2 .

On remarque que ce débit semble augmenter de manière quasi-linéaire en fonction du flux.

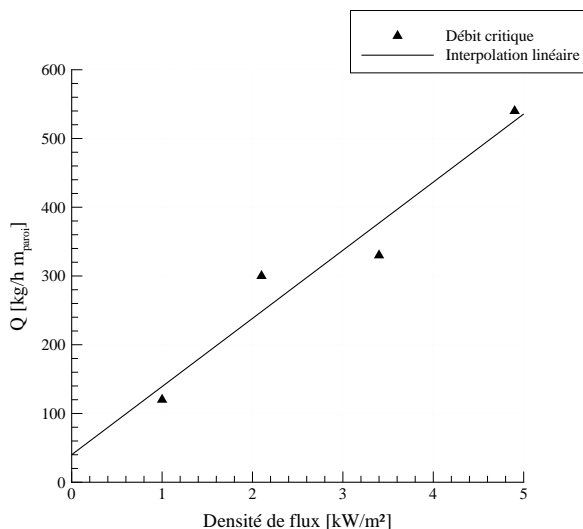


FIGURE 6.5 – Débits critiques obtenus en fonction de la densité de flux.

Pour chaque expérience à un flux donné, nous fixons alors le débit minimum tel qu'au dessus de ce débit la paroi ne s'assèche pas. Autrement dit l'apparition de ce phénomène est pris comme limite inférieure pour le débit. Ce choix nous permet a priori de comparer des expériences qui mettent en jeu des phénomènes physiques similaires. Cependant, en comparaison du cas de la paroi aluminium, chaque flux possède désormais une plage de débit différente.

6.2.2 Influence de la hauteur

Sur la température

Pour une meilleure comparaison de l'influence de la hauteur, du flux radiatif et du débit, les températures présentées prennent comme référence la température mesurée par le thermocouple le plus haut placé sur la paroi (voir chapitre 4). De cette manière les courbes sont toutes réunies en un point initial identique quels que soit le flux, le débit et la température initiale de l'eau.

Le tableau 6.1 est fourni à titre indicatif et permet de retrouver les valeurs de température mesurées par une simple addition de la température du premier thermocouple (T_{ref}) aux valeurs de ΔT . Les valeurs présentées dans le tableau sont les températures moyennes mesurées en régime établi.

	Densités de flux [kW/m ²]							
	1				4,9			
Q [kg/h m _{paroi}]	600	300	150	120	690	630	570	450
T _{alim} [°C]	21,7	16,4	18,5	19,2	12,7	12,7	13,4	13,9
T _{ref} [°C]	21,4	16,9	18,8	18,6	13,0	12,9	13,7	14,2

TABLE 6.1 – Température initiale de l'eau et du thermocouple de référence pour chaque expérience sur le composite.

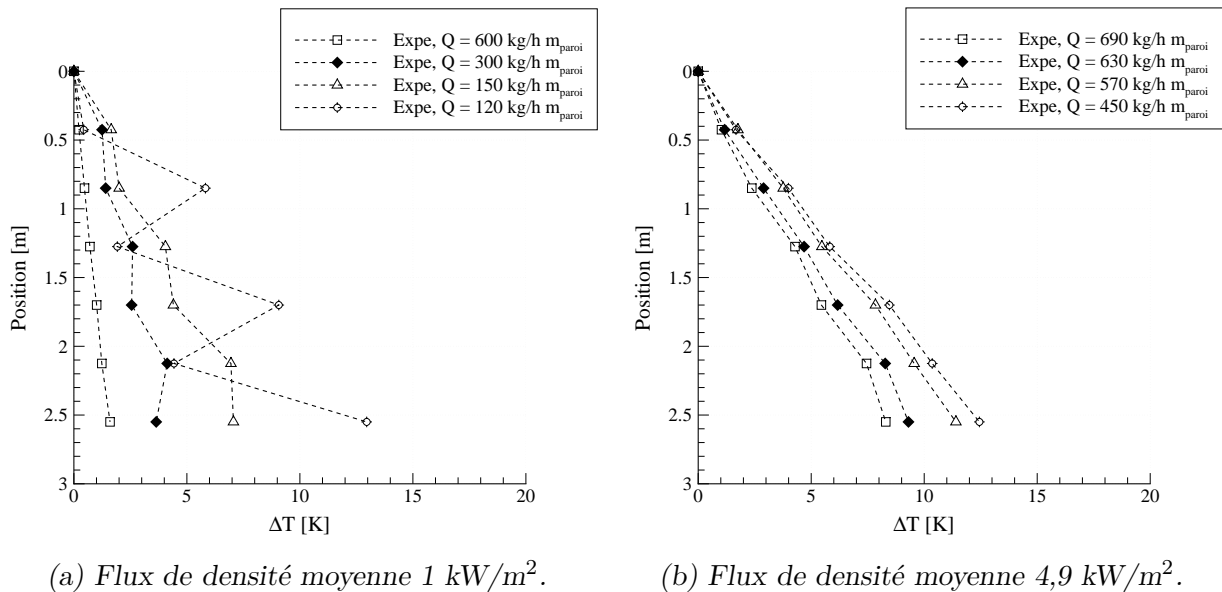


FIGURE 6.6 – Profils de température en régime permanent de la paroi composite, pour différentes densités de flux et différents débits, en fonction de la hauteur.

Note : on remarque un phénomène assez étonnant : la température atteinte par le premier thermocouple de la paroi est parfois plus faible que la température de l'eau mesurée dans le réservoir (voir tableau 6.1 pour 1 kW/m^2 et $120 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$). Or la paroi est soumise au flux rayonnant et à la convection du film, on pourrait donc imaginer que la température en régime permanent atteinte par le premier thermocouple soit supérieure à celle de l'eau du réservoir. Cette observation pourrait résulter du fait que lors de la pulvérisation de l'eau sous forme de spray, celle-ci se refroidit de quelques degrés par convection avec l'air ambiant. Dans le cas de la paroi aluminium (voir annexe E), ce phénomène est récurrent !

Les figures 6.6a et 6.6b représentent les profils de température en fonction de la hauteur pour différents débits (le flux est fixé pour chaque figure). Les valeurs sont toujours celles données par le thermocouple à 1 mm de la paroi exposée au rayonnement. Ce sont en effet ces valeurs qui vont nous permettre d'évaluer la protection apportée par le film d'eau vis-à-vis de la paroi sans film. Plus elles sont importantes, moins la protection est bonne.

Dans un souci de lisibilité, tous les débits et les flux pour lesquels des expériences ont été réalisées ne sont pas présentés ici. Ils sont reportés dans l'annexe D.

De manière générale, la température adopte un comportement quasi-linéaire en fonction de la hauteur. On note parfois de légères fluctuations autour de cette tendance linéaire. Celles-ci pouvant s'expliquer par la disposition en quinconce des sondes de température sur la paroi (voir chapitre 4). Il faut donc isoler un symbole sur deux afin de comparer des sondes dans le même alignement, dès lors on retrouve souvent une tendance linéaire.

Le cas du débit de $120 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$ pour la densité de flux moyenne de 1 kW/m^2 fait exception, on y observe des fluctuations très marquées définissant néanmoins deux comportements

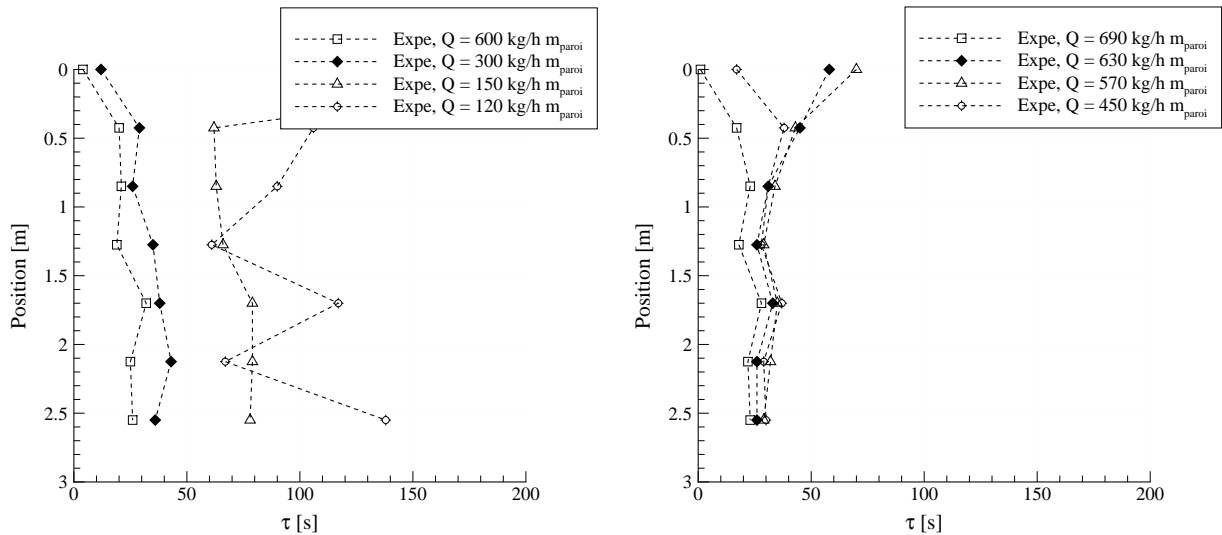
quasi-rectilignes.

L'explication la plus plausible est que sous l'effet du flux de chaleur, des phénomènes de convection de Marangoni se développent (Cf. chapitre 2), créant ainsi un film d'épaisseur variable dans sa dimension transverse z (voir Zhang *et al.*, 2008, par exemple). La conséquence est l'apparition de gradients de températures importants, d'où des droites de pentes différentes.

Pour les débits relativement importants, ce phénomène est presque négligeable, en revanche pour les faibles débits, des gradients très importants pourraient aboutir à l'assèchement de la paroi. Sa situation à proximité des sondes de températures dans le cas particulier du flux de densité 1 kW/m^2 et de $120 \text{ kg/h m}_{\text{paroi}}$ (voir figure 6.4) explique les fortes fluctuations de températures. Les mesures sont donc affectées car la paroi n'est presque plus protégée localement.

Sur le temps caractéristique

Regardons à présent les mêmes expériences, mais en comparant cette fois-ci leurs temps caractéristiques (voir figures 6.7a et 6.7b).



(a) Flux de densité moyenne 1 kW/m^2 .

(b) Flux de densité moyenne $4,9 \text{ kW/m}^2$.

FIGURE 6.7 – Variation en fonction de la hauteur du temps caractéristique de la paroi, pour différentes densités de flux et différents débits.

On note tout d'abord que les valeurs obtenues en haut de la paroi sont assez disparates. Ce résultat n'a probablement pas de cause physique, mais est plus certainement lié à l'amplitude de la variation de température. En effet le thermocouple du haut de la paroi ne subit qu'une variation très faible de température sous l'exposition au flux radiatif et après vérification, celle-ci peut se trouver du même ordre de grandeur que le bruit de mesure. L'incertitude sur le calcul du temps caractéristique pour le premier thermocouple est donc grande. Les résultats sont présentés à titre indicatif, mais seront exclus de l'analyse.

Similairement aux observations faites concernant les températures sur la figure 6.6a, on

observe d'importantes fluctuations de la valeur du temps caractéristique pour le débit de 120 kg/h m_{paroi} . Encore une fois ces fluctuations sont à mettre en regard de l'observation qui est faite d'un assèchement partiel du film d'eau. La paroi, n'étant localement que partiellement protégée par le film d'eau, va tendre vers un comportement plus proche de celui qu'elle aurait à nu, soit un temps caractéristique tendant vers $\tau \simeq 700$ s (Cf section 6.1).

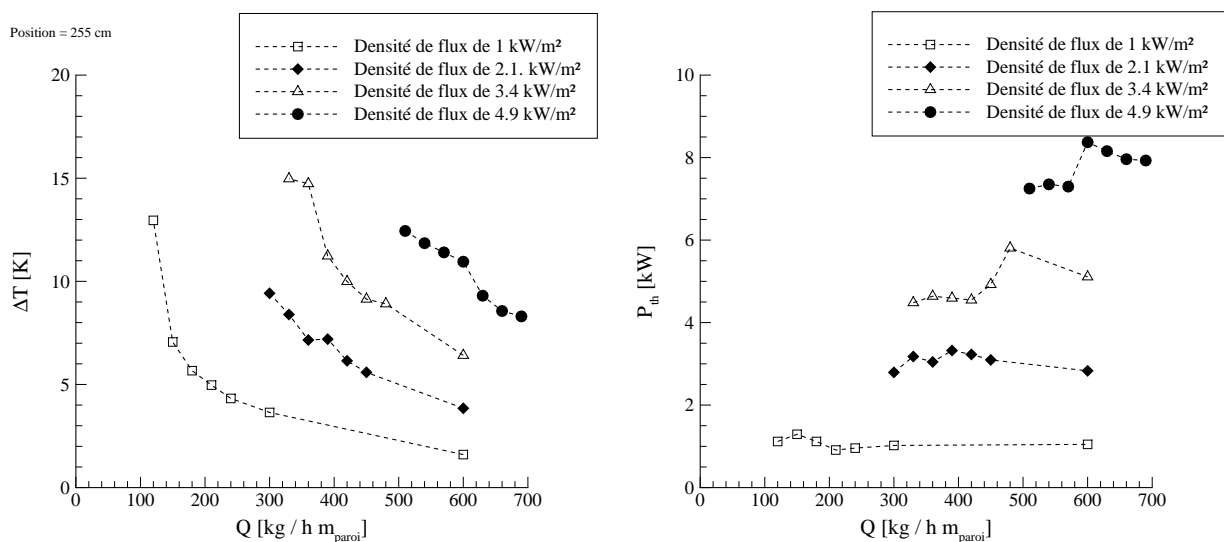
Pour les autres débits, on note que le profil est quasiment constant en fonction de la hauteur.

On note aussi qu'à mesure que le débit augmente, le temps caractéristique semble converger vers une valeur de l'ordre de 25 s. La même remarque peut être faite concernant la paroi aluminium en annexe E.

Cette constatation relève probablement du fait que le système paroi plus film, tend à mesure que le débit augmente, vers des temps caractéristiques de plus en plus dépendants des propriétés de l'eau et de moins en moins de celles de la paroi. À la limite, on pourrait imaginer que pour des débits très importants, tout se passe comme si la paroi ne voyait pas le flux radiatif.

6.2.3 Influence du débit

Afin de caractériser l'influence du débit sur la température atteinte en régime permanent, nous représentons sur la figure 6.8a la température atteinte par la paroi en fonction du débit pour différents flux. Pour simplifier l'étude nous ne considérons plus que la température mesurée en bas ($x = 2,55$ m). Bien évidemment, ces valeurs sont à mettre en parallèle de la puissance absorbée par le film d'eau (figure 6.8b). En effet, pour un même flux, si la température de la paroi diminue c'est donc nécessairement, par conservation de l'énergie, que le film a absorbé une quantité d'énergie plus importante.



(a) Sur la température en $x = 2,55$ m.

(b) Sur la puissance thermique accumulée par le film.

FIGURE 6.8 – Influence du débit pour différents flux.

On peut distinguer deux grands types de comportements. Dans le cas des flux les plus faibles, la température semble suivre une décroissance de forme hyperbolique en fonction du débit. Concernant les courbes obtenues pour les flux les plus importants (notamment ceux de 3,4 et 4,9 kW/m²), on peut remarquer, une fois passé un certain débit, que la température semble diminuer beaucoup plus rapidement (voir par exemple entre les débits de 600 et 630 kg/h m_{paroi} pour le flux de 4,9 kW/m²).

Ces différentes tendances peuvent s'interpréter en regard de la figure 6.8b, qui représente la variation correspondante de la puissance thermique accumulée par l'eau.

Pour les flux les plus faibles, on remarque que la puissance augmente dans un premier temps légèrement en fonction du débit, puis tend ensuite à diminuer. Le tout donnant une puissance relativement constante en fonction du débit. On peut donc attribuer majoritairement dans ce cas la diminution de la température de la paroi au fait qu'en utilisant des débits plus importants on réduit la température du film d'eau et donc celle de la paroi par continuité. Ensuite pour les débits les plus importants, l'augmentation des transferts de chaleur à la surface libre du film permet une légère diminution de la puissance accumulée par le film.

Si l'on considère à présent le cas des flux les plus importants, on remarque que le comportement est vraiment différent. On observe dans un premier temps une valeur relativement constante de la puissance accumulée par le film, qui tend ensuite à s'élever de manière assez importante à proximité du débit de transition, puis de nouveau à diminuer.

L'interprétation de ces résultats s'avère un peu plus complexe. Pour cela, nous allons rappeler (comme vu au chapitre 4) que la distribution spectrale du rayonnement, à mesure que la température des résistances augmente, va tendre vers des longueurs d'onde proches du visible. Alors d'après les propriétés de semi-transparence de l'eau (voir chapitre 2), celle-ci absorbera une moins grande partie du rayonnement à épaisseur de film équivalente.

Il se pourrait alors que dans cette gamme de flux, l'eau n'absorbe pas la totalité du rayonnement pour les débits les plus faibles. Puis à mesure que le débit augmente, du fait de la croissance de l'épaisseur du film, l'absorption redevient importante. Par conséquent la température de la paroi tend à diminuer plus rapidement et la puissance accumulée par le film augmente. Enfin pour les débits les plus importants, l'épaisseur du film est suffisante pour absorber en grande partie le rayonnement, l'augmentation des transferts interfaciaux permet de faire diminuer progressivement la puissance accumulée par le film.

Ce phénomène pourrait expliquer aussi l'augmentation de la puissance thermique observée pour les débits les plus faibles des densités de flux de 1 et 2,1 kW/m².

Note : pour le débit de 120 kg/h m_{paroi} (densité de flux de 1 kW/m²) et ceux de 330 et 390 kg/h m_{paroi} (densité de flux de 3,4 kW/m²), la température augmente assez fortement en comparaison des autres débits. Ceci résulte très probablement de l'assèchement de la paroi ou de son amorçage pour le cas du débit 390 kg/h m_{paroi} (densité de flux de 3,4 kW/m²) dans une région relativement proche des mesures de températures.

L'augmentation du débit permet donc de faire diminuer rapidement la température de la

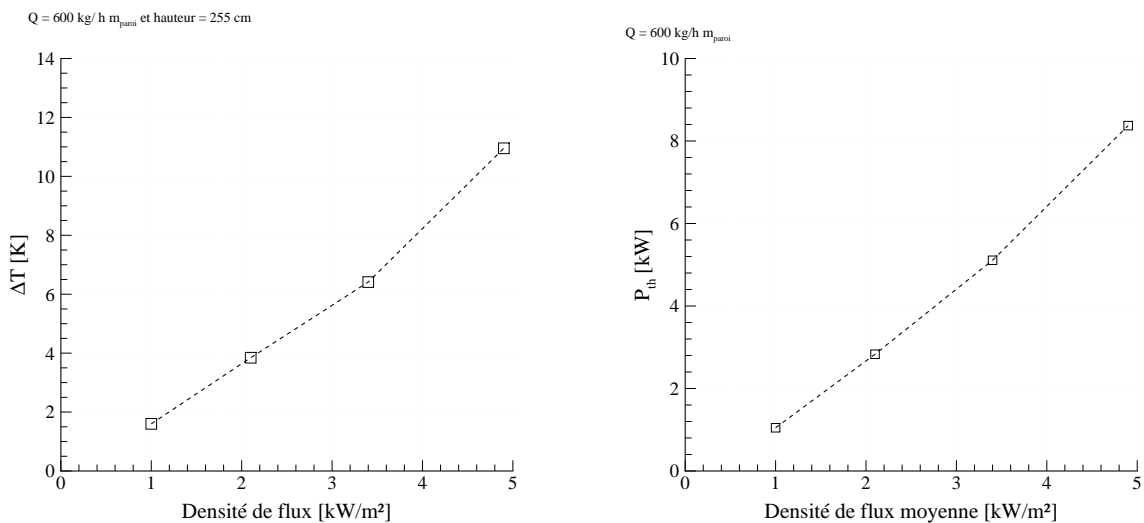
paroi dans des gammes de faibles débits, pour peu que l'épaisseur du film soit suffisante pour absorber une grande partie du rayonnement. Cependant le comportement asymptotique horizontal amène à des variations moindres lorsque le débit est important.

Ce résultat est particulièrement intéressant dans une logique d'optimisation de la masse d'eau nécessaire à la protection de la paroi.

6.2.4 Influence du flux

Nous proposons de nous intéresser maintenant à l'influence du flux sur les températures atteintes par la paroi. De manière similaire à la sous-section précédente, ces résultats sont mis en parallèle de la puissance thermique accumulée par le film.

Du fait de l'apparition de l'assèchement de la paroi pour certaines conditions de débits et de flux, nous ne possédons qu'un seul débit pour lequel les 4 flux ont pu être appliqués, il s'agit de $600 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$. Intéressons-nous donc à l'influence du flux sur les résultats obtenus pour ce débit en particulier (figures 6.9a et 6.9b).



(a) Sur la température en $x = 2,55 \text{ m}$.

(b) Sur la puissance thermique accumulée par le film.

FIGURE 6.9 – Influence du flux pour un débit de $600 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$.

On peut remarquer que la température est une fonction croissante de la densité de flux. Pour les trois premiers flux ($1, 2,1$ et $3,4 \text{ kW/m}^2$) la tendance est quasi-linéaire, puis pour le flux de $4,9 \text{ kW/m}^2$, la température augmente de manière plus importante.

Ce changement de comportement peut encore s'expliquer par le fait qu'à mesure que le flux augmente, la distribution spectrale du rayonnement se rapproche du domaine visible. Or dans cette gamme, l'eau se comporte comme un milieu quasiment transparent. Ainsi pour une épaisseur de film constant (mêmes débits) la paroi reçoit plus de rayonnement.

Sur la figure 6.9b, on retrouve logiquement une augmentation de la puissance absorbée par le

film, cependant celle-ci présente une augmentation moins importante pour le flux de $4,9 \text{ kW/m}^2$. Or dans ces expériences, le débit est maintenu constant, ainsi l'augmentation de puissance est exactement identique à l'augmentation de la variation de température de l'eau.

Alors on observe que la température de la paroi augmente plus fortement que la température de l'eau, dénotant alors que le rayonnement tend à être plus absorbé par la paroi.

6.3 Expériences avec film déclenché sur paroi initialement à 100°C

Les expériences présentées précédemment ne prennent en compte que l'aspect protection apportée par le film d'eau. Le film empêche une montée trop importante de la température du matériau, mais ne doit pas assurer son refroidissement vis-à-vis d'une éventuelle phase de chauffe antérieure, aussi le temps d'établissement du film sur la paroi n'intervient pas .

La seconde catégorie d'expériences que nous présentons ici tend à combler cette lacune. Elle consiste à soumettre la paroi nue à un échelon de flux radiatif, puis à déclencher le film une fois que le premier thermocouple atteint 100°C . Le flux de 1 kW/m^2 est exclu de ces expériences car comme nous l'avons vu en section 6.1, il n'atteint jamais cette condition.

Afin d'assurer un mouillage rapide de la paroi par le film d'eau, nous avons effectué les expériences pour des débits plus importants que précédemment. Les débits que nous utilisons sont de 600, 752 et $880 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$. Les résultats expérimentaux ne sont analysés que pour un flux fixé pour lequel le débit varie. En effet, le critère de déclenchement étant lié à la température et non à l'énergie accumulée par la paroi, les cas concernant les différents flux ne sont pas équivalents.

La figure 6.10 représente l'évolution au cours du temps de la température du matériau pour trois thermocouples placés à des distances respectives de 1 mm, 14 mm et 45,5 mm de la face exposée au rayonnement (de densité $2,1 \text{ kW/m}^2$). La sonde comportant ces thermocouples est située au milieu de la paroi à $x = 1,27 \text{ m}$. Les courbes ont été recalées de manière à ce que l'instant de déclenchement du film soit le même.

On remarque tout d'abord quelques différences dans la phase de chauffe, où la paroi est exposée au flux sans film d'eau. En effet, la paroi ne semble pas réagir de la même manière dans tous les essais. On sent que les différentes expériences ne nécessitent pas le même temps d'exposition pour atteindre le critère de déclenchement du film. La courbe représentée par des tirets (- - -) atteint sa température maximale après un temps de chauffe bien moins important que la courbe en trait plein (—). Par conséquent lors des différents essais, la paroi n'a pas accumulée exactement la même énergie. Ces différences notables peuvent être expliquées par des variations des conditions de température initiales et atmosphériques lors des différentes expériences.

Ce comportement est aussi visible sur la figure 6.11, qui isole les profils de température dans le matériau pour cette même sonde à différents instants.

Les profils tracés à 400 s (le film est déclenché à 720 s), montrent aussi des différences de températures pouvant être de l'ordre de la dizaine de degrés. On remarque aussi que proche de la face non exposée (entre 30 et 46 mm), les écarts de températures sont inversés par rapport à ceux

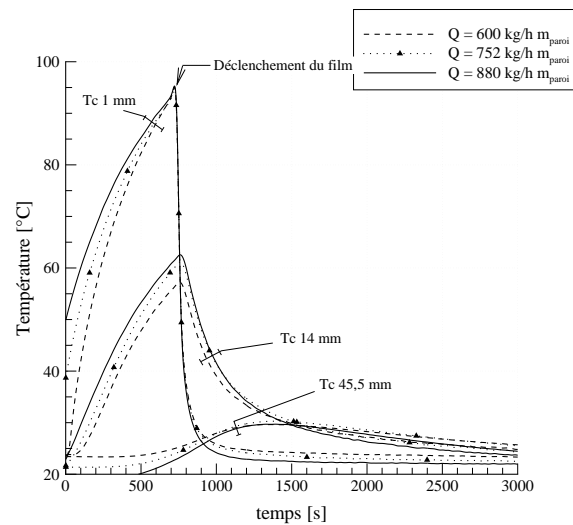


FIGURE 6.10 – Évolution de la température du matériau au cours du temps à la hauteur $x = 1,27$ m pour le flux de densité moyenne de $2,1$ kW/m².

proche de la face exposée. Ce constat tend à conforter le fait qu'en ayant une température initiale et atmosphérique (cause de la température initiale) plus importante, la paroi va logiquement atteindre les 100°C à sa surface plus rapidement.

Cela implique que la paroi reçoit une moins grande quantité d'énergie et donc que la température en son sein est plus faible au moment du déclenchement du film qu'une paroi ayant été exposée plus longtemps. Pour cette raison nous ne focaliserons l'analyse de ces résultats que sur les tendances observées.

Sur la figure 6.10, on note qu'une fois le film déclenché le refroidissement est très rapide. La

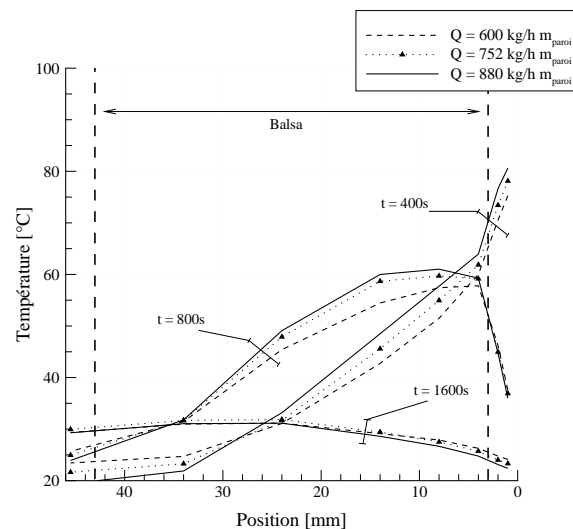


FIGURE 6.11 – Profils de température du matériau à différents instants à la hauteur $x = 1,27$ m pour le flux de densité moyenne de $2,1$ kW/m².

température de la paroi chute brutalement pour converger ensuite vers des valeurs inversement proportionnelles au débit. La répercussion de l'application du film sur les températures à l'intérieur du matériau est atténuée par les effets d'inertie, ainsi un déphasage peut être remarqué suivant la profondeur du thermocouple que l'on considère.

En comparant ces résultats en terme de profils de température (voir figure 6.11), on observe que 80 s après le déclenchement du film (profils à 800 s), la température de la face exposée au rayonnement se trouve inférieure à la température à l'intérieur du matériau. Autrement dit, le refroidissement de la paroi par le film d'eau est tellement rapide que quelques secondes après le déclenchement du film, le transfert de chaleur s'inverse partiellement : c'est désormais le cœur de la paroi qui chauffe les parois externes du matériau composite! Passé un petit quart d'heure, le système est quasiment dans un état établi.

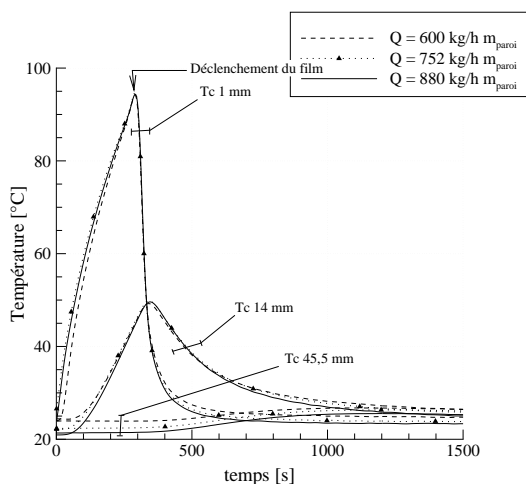


FIGURE 6.12 – Évolution de la température du matériau au cours du temps à la hauteur $x = 1,27 \text{ m}$ pour le flux de densité moyenne de $3,4 \text{ kW/m}^2$.

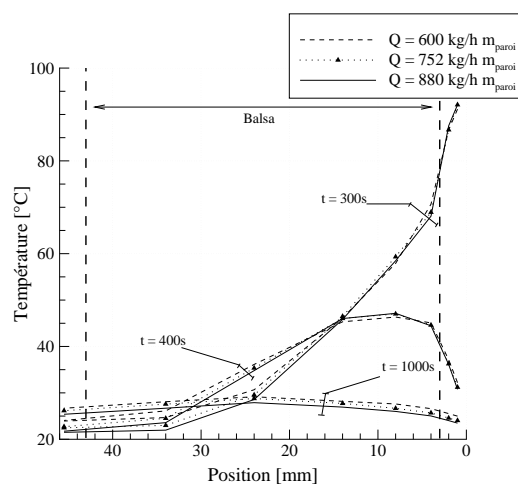


FIGURE 6.13 – Profils de température du matériau à différents instants à la hauteur $x = 1,27 \text{ m}$ pour le flux de densité moyenne de $3,4 \text{ kW/m}^2$.

Les mêmes remarques peuvent être faites concernant les flux plus importants présentés sur les figures 6.12, 6.13, 6.14 et 6.15. On note cependant quelques légères différences de comportement. En effet, les flux étant plus importants, les temps nécessaires à l'atteinte du critère de déclenchement du film sont plus faibles. On remarque alors moins de différences entre les différents essais en ce qui concerne le temps de chauffe et les profils de température avant déclenchement du film d'eau. D'autre part le matériau ayant accumulé moins d'énergie, le temps nécessaire à l'établissement du système paroi + film est nettement plus court.

6.4 Conclusion sur la protection de paroi

Au vu des résultats présentés dans ce chapitre et dans l'annexe E, nous sommes en mesure d'apporter les conclusions suivantes quant à la protection apportée par un film d'eau vis-à-vis d'une source de rayonnement.

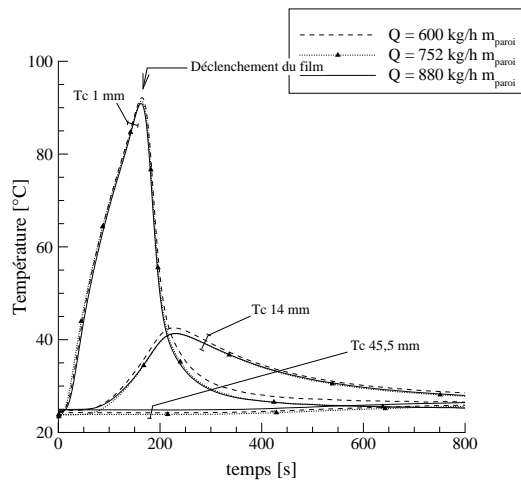


FIGURE 6.14 – Évolution de la température du matériau au cours du temps à la hauteur $x = 1,27$ m pour le flux de densité moyenne de $4,9$ kW/m^2 .

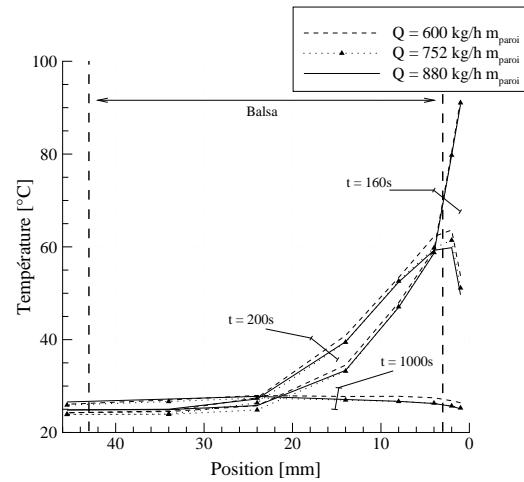


FIGURE 6.15 – Profils de température du matériau à différents instants à la hauteur $x = 1,27$ m pour le flux de densité moyenne de $4,9$ kW/m^2 .

Premièrement, il semble que la température de la paroi puisse être maintenue à des températures largement inférieures à ce qu'elles seraient sans film d'eau. La température de la paroi présente alors un profil linéaire en fonction de la hauteur, dont la pente diminue fortement avec la valeur du débit.

Concernant le matériau composite, la limite en terme de quantité d'eau est liée au phénomène d'assèchement. Dans le cas de l'aluminium, l'absence d'assèchement dans la plage de débits considérée rend possible l'utilisation de plus faibles débits.

Il apparaît ensuite que la distribution spectrale du rayonnement est un point important quant à l'effet du film d'eau, les longueurs d'onde proches du visible étant beaucoup moins absorbées par le film d'eau.

Finalement, le refroidissement provoqué par le film sur une paroi chauffée antérieurement est très rapide pour peu que celui-ci s'établisse rapidement sur la paroi (l'utilisation dans les premiers instants d'un tensioactif ou de débits plus importants peuvent pallier ce problème de temps d'établissement sans mettre en jeu des quantités d'eau trop importantes sur toute la durée d'utilisation).

Chapitre 7

Comparaison du modèle numérique avec les résultats expérimentaux

Sommaire

7.1	Comparaison sans film d'eau	97
7.2	Comparaison avec film d'eau pré-établi	100
7.2.1	Analyse de l'influence du coefficient h_i	100
7.2.2	Influence des propriétés thermiques de la paroi sur la valeur du temps caractéristique	103
7.2.3	Optimisation du coefficient h_i	105
7.2.4	Résultats optimisés comparés avec les expériences	106
7.3	Comparaison avec film déclenché sur paroi à 100°C	110

Pour les besoins de la réalisation du modèle numérique présenté dans le chapitre 5, certaines hypothèses ont été nécessaires. Afin de vérifier qu'elles ne sont pas contradictoires avec la physique observée durant la phase expérimentale de ce travail, nous proposons dans ce chapitre d'effectuer la comparaison des résultats fournis par chacune de ces méthodes. Elles sont comparées sur la base des scénarii expérimentaux présentés dans le chapitre 6. Soit, dans un premier temps un scénario où la paroi composite est soumise au rayonnement sans film d'eau, un second où le film d'eau ruisselle déjà sur la paroi lorsque le flux est déclenché et enfin un troisième où le matériau est tout d'abord porté à 100°C par le flux radiatif, puis le film d'eau est déclenché.

Les résultats concernant la paroi en aluminium sont eux présentés dans l'annexe F.

Une fois que nous aurons assuré la conformité des résultats obtenus par le modèle numérique et l'expérience, le modèle pourra être éventuellement utilisé pour simuler des situations différentes de celles effectuées expérimentalement.

7.1 Comparaison sans film d'eau

Avant d'effectuer la comparaison des résultats en présence du film d'eau, il convient de s'assurer que le modèle est à même de reproduire l'effet de l'application d'un flux radiatif sur la

paroi. Pour cela, nous comparons les résultats numériques de l'échauffement du matériau soumis au flux radiant avec les résultats obtenus expérimentalement.

On présente sur la figure 7.1, les profils de températures dans la paroi (à 1, 4, 14 et 34 mm de profondeur) au cours du temps pour différents flux et à différentes hauteurs. L'intégralité des températures n'est pas présentée ici, il s'agit seulement d'un échantillon représentatif des différentes tendances.

On remarque en fonction de la hauteur trois comportements radicalement différents. Sur la portion haute, en $x = 0$ m (voir figures 7.1a, 7.1b et 7.1c), le modèle numérique tend, quel que soit le flux radiatif imposé, à sous-estimer largement la température dans la paroi. Dans la portion centrale, en $x = 1,7$ m (figures 7.1d, 7.1e et 7.1f), le modèle est cohérent avec les résultats expérimentaux, excepté le thermocouple situé à 4 mm de profondeur, dont la température est légèrement sur-prédite par le modèle. Enfin dans la partie basse, en $x = 2,55$ m (figures 7.1g, 7.1h et 7.1i), les températures sont cette fois-ci sur-estimées par le modèle, notamment pour les thermocouples situés à proximité de la paroi exposée : à respectivement 1 et 4 mm.

Les écarts les plus importants sont donc globalement observables à proximité des extrémités inférieures et supérieures de la paroi. Ces variations sont donc très probablement liées à la condition à la limite existante sur la paroi exposée au rayonnement. En effet, outre le rayonnement incident, la paroi sous l'effet de son échauffement va voir se développer à sa surface une couche limite provoquée par la convection naturelle. Ce phénomène est évidemment pris en compte dans le modèle via une corrélation (voir chapitre 5). Cependant les variations locales de flux ainsi que l'éventuel apport de chaleur par la convection naturelle créée par les résistances chauffantes n'est pas inclus dans le modèle (effet *cheminée*, voir chapitre 6). Il est alors probable qu'en haut de la paroi les couches limites de convection naturelle soient suffisamment proches pour interagir. Ce phénomène pourrait expliquer pourquoi les températures observées expérimentalement en haut de la paroi sont plus importantes que celles prédites par le modèle. De même, pour la partie inférieure de la paroi, le phénomène de convection naturelle provoque l'entraînement par frottement tangentiel de la masse d'air contenue entre les deux couches limites, ce qui provoque un appel d'air au bas de la paroi. La paroi atteint donc localement des températures plus faibles que celles prédites par le modèle.

Malgré les différences notables observées à proximité des bords, le modèle fournit des résultats probants dans la partie centrale de la paroi. Les profils de températures à divers instants sont bien corrélés avec les profils expérimentaux, ce qui est rassurant quant à la cohérence physique du modèle. De plus, l'objet de ce modèle n'est pas de reproduire à l'identique l'échauffement du matériau soumis à un flux radiatif, surtout dans un cas aussi complexe où la convection naturelle est importante. Dans la situation qui nous intéresse, la convection subie à la paroi du matériau est forcée par l'écoulement du film d'eau. L'influence du phénomène de convection naturelle est donc reportée à la surface libre du film, ce qui du fait de son renouvellement fréquent en limitera les effets (températures atteintes plus faibles).

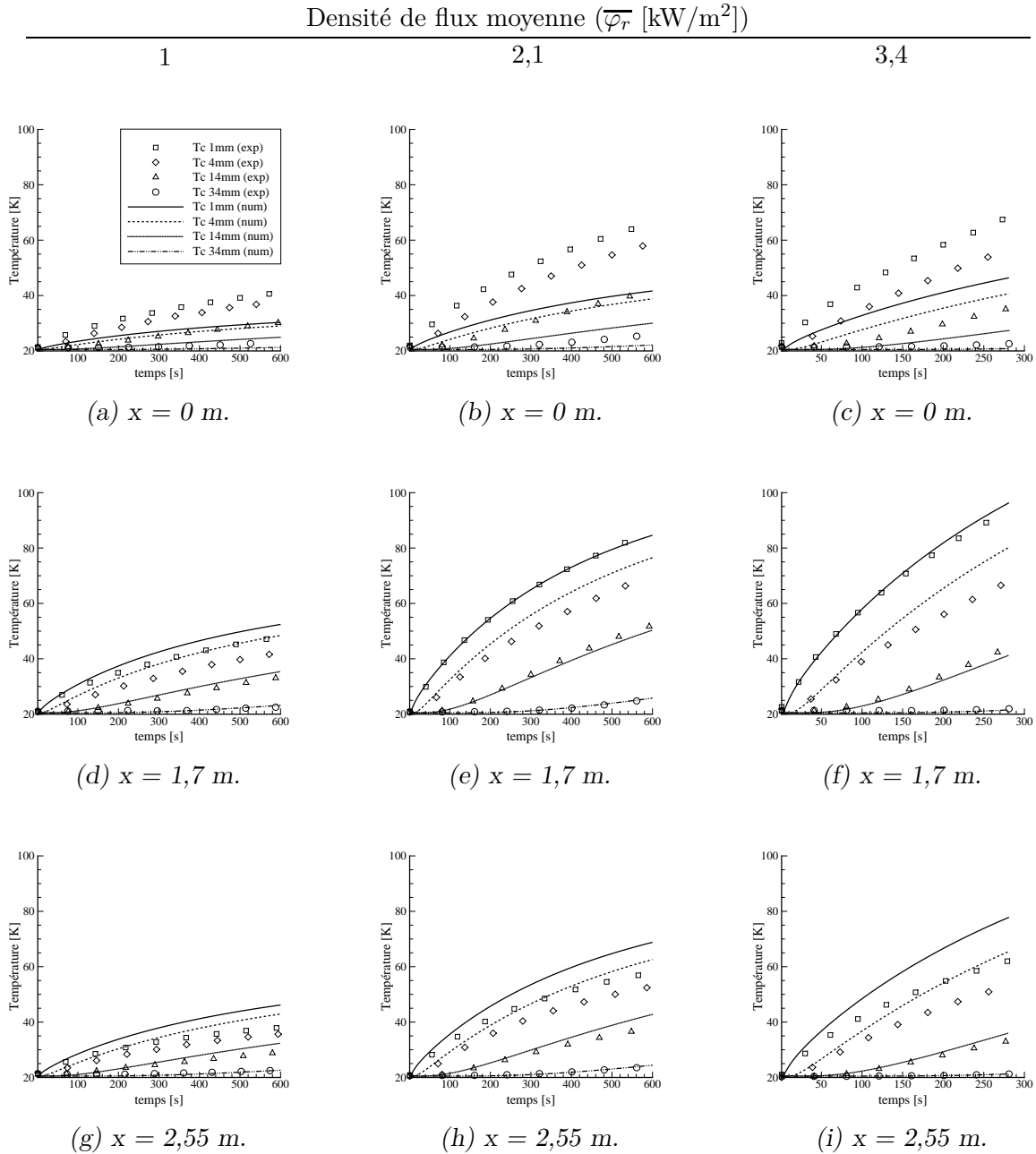


FIGURE 7.1 – Comparaison des profils de températures (à 1, 4, 14 et 34 mm de profondeur dans le matériau composite) au cours du temps, à diverses hauteurs ($x = 0$ m, $x = 1,7$ m et $x = 2,55$ m) pour différentes densités de flux.

7.2 Comparaison avec film d'eau pré-établi

Dorénavant, nous allons utiliser le modèle numérique dans le cas d'un film ruisselant sur la paroi. À l'instant initial, l'ensemble film plus paroi est en régime thermique établi.

De manière similaire au cas présenté dans la section précédente, la condition à la limite de la surface du film est assez complexe. En effet, on ajoute cette fois-ci aux phénomènes de convection naturelle des phénomènes de convection forcée (liés au mouvement du film d'eau). De plus, la surface du film étant déformée par la présence de vaguelettes, la surface de transfert se voit alors augmentée. Finalement, l'influence d'éventuels transferts de masse à l'interface par évaporation est aussi à prendre en compte.

7.2.1 Analyse de l'influence du coefficient h_i

Pour simplifier l'expression de la condition à la limite à la surface libre du film, nous avons évoqué, dans le chapitre 5, l'introduction d'un coefficient global de transfert de chaleur h_i . Il est directement lié aux phénomènes de transferts thermiques et de masse à l'interface du film, mais il n'est pas une grandeur connue de notre problème. Nous effectuons donc une analyse concernant ce paramètre afin de mieux appréhender pour quelles valeurs il amène la meilleure corrélation avec les résultats expérimentaux.

Pour cela, nous reprenons les paramètres utilisés lors de la phase expérimentale (flux et débit imposés) puis nous réalisons différents calculs avec différentes valeurs de h_i . Le coefficient est supposé constant tout au long de la paroi.

Influence de h_i sur la température en régime permanent

Quelques résultats comparés expérience/numérique sont présentés sur les figures 7.2a et 7.2b afin de montrer l'influence du paramètre h_i sur la température de la paroi en régime permanent pour différents débits et différents flux.

On remarque que la variation du coefficient h_i affecte nettement l'ordre de grandeur des températures obtenues. La tendance observée en fonction de la hauteur reste quasiment linéaire, mais la pente diminue à mesure que le coefficient h_i augmente. Ce résultat est logique car un coefficient de transfert de chaleur plus élevé induit une plus grande dissipation thermique à la surface du film. L'énergie du système film plus paroi est donc globalement plus faible, ce qui réduit donc la température atteinte au sein du matériau.

On note aussi que la propension à réduire la variation de température semble s'affaiblir pour les débits les plus importants. Pour de grands débits, les valeurs de h_i doivent être de plus en plus importantes pour compenser des phénomènes tels que la convection forcée du film et l'absorption du rayonnement.

Au vu des résultats, moyennant le choix d'un coefficient h_i approprié, le modèle numérique semble à même de fournir des résultats comparables à ceux mesurés expérimentalement, malgré l'hypothèse simplificatrice d'un coefficient constant sur toute la hauteur.

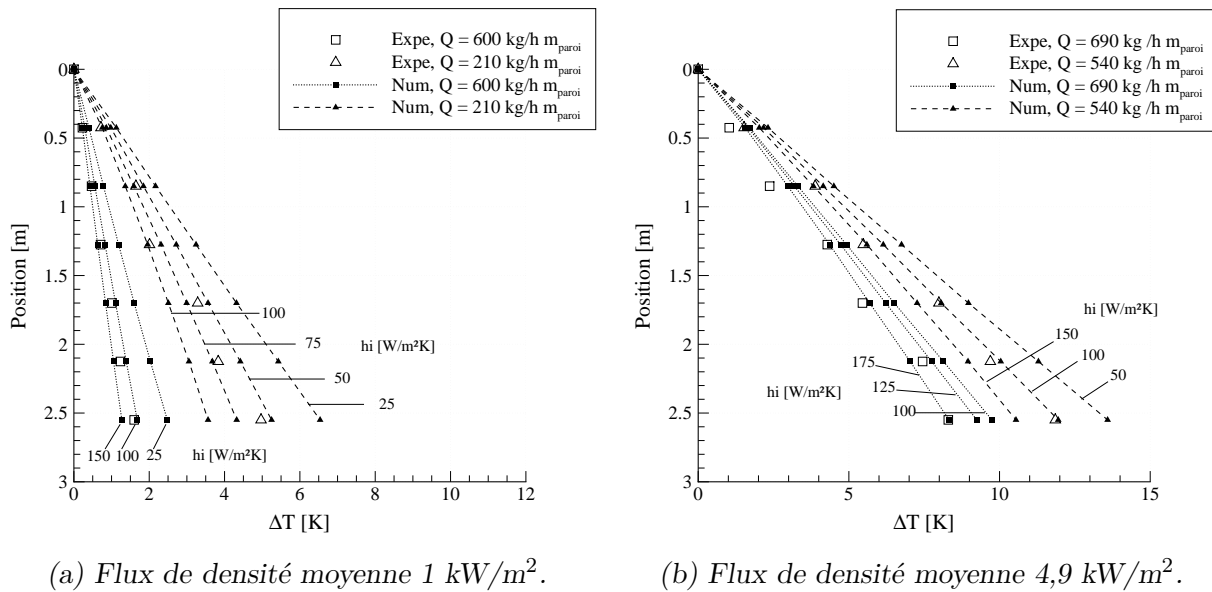


FIGURE 7.2 – Influence de la valeur du coefficient de transfert de chaleur h_i à l'interface air/eau sur la température atteinte en régime permanent, pour différentes densités de flux incidentes et différents débits.

Influence de h_i sur le temps caractéristique

L'influence du coefficient h_i sur la valeur du temps caractéristique n'est pas vraiment significative, comme on peut l'observer sur les figures 7.3a et 7.3b.

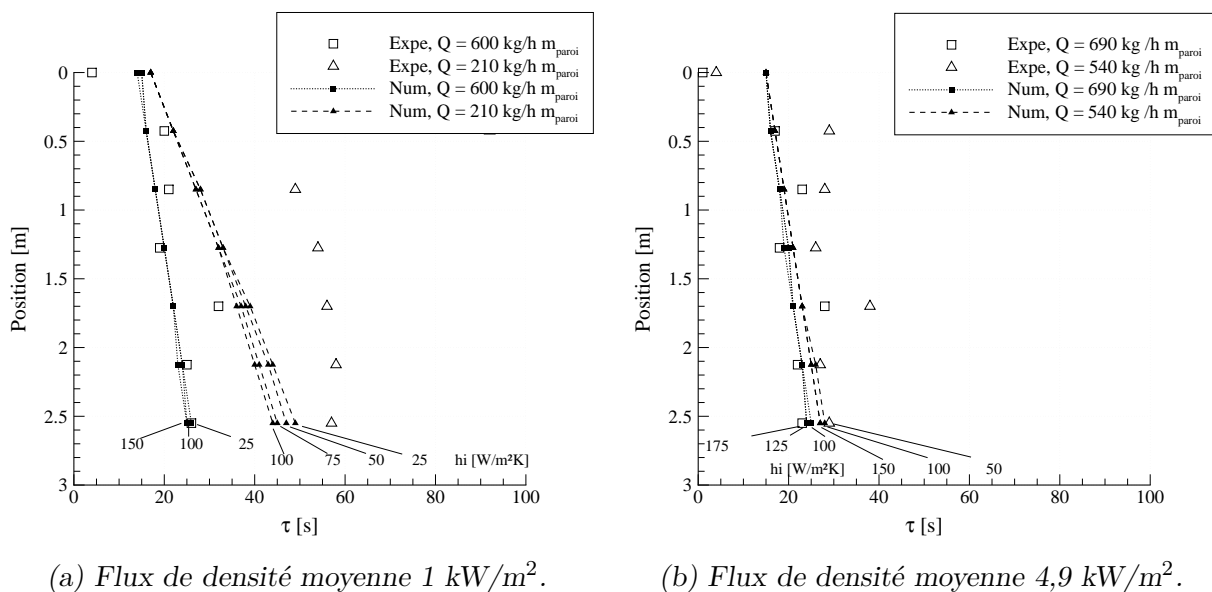


FIGURE 7.3 – Influence de la valeur du coefficient de transfert de chaleur h_i à l'interface air/eau sur le temps caractéristique de la paroi, pour différentes densités de flux.

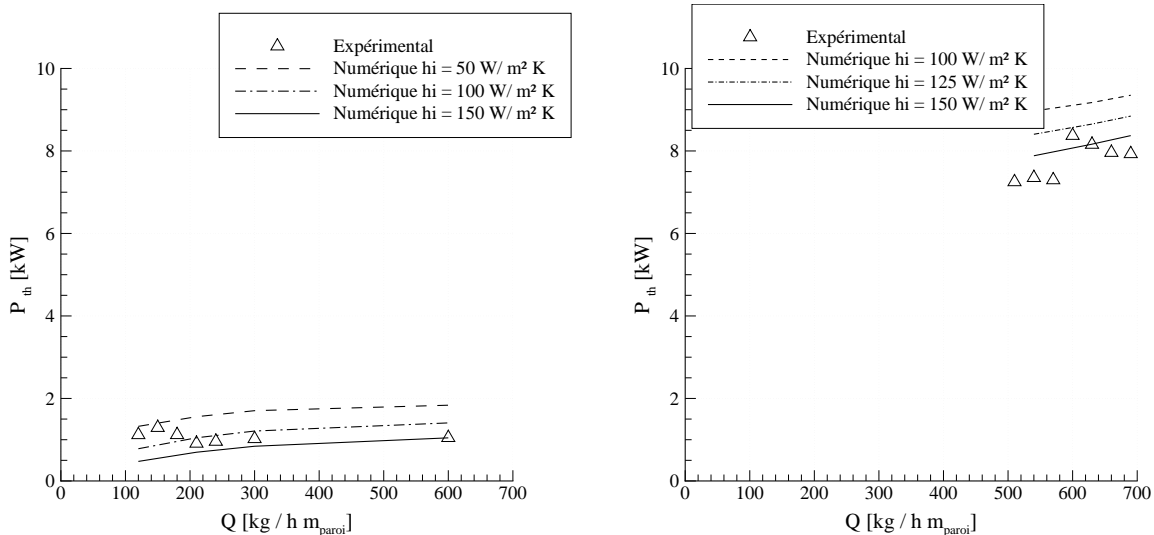
Lorsque le coefficient de transfert de chaleur est modifié, on aperçoit en effet pour les faibles débits, de petites variations du temps caractéristique, qui s'amenuisent ensuite à mesure que le débit augmente. Le coefficient h_i ne semble donc pas avoir un impact très important sur la valeur du temps caractéristique.

On note aussi que pour les faibles débits, on ne parvient pas à une excellente corrélation des résultats donnés par le modèle numérique avec ceux issus de l'expérience, même si l'ordre de grandeur est sensiblement identique. Les valeurs prédites par le modèle sont légèrement sous-prédites, probablement en conséquence de l'inhomogénéité de notre matériau. Nous verrons par la suite l'influence que peut avoir une modification de ses propriétés (voir section 7.2.2).

À l'inverse pour les débits les plus importants les temps caractéristiques calculés et mesurés convergent vers une valeur quasiment identique située aux environs de 25 s. Certaines différences ponctuelles subsistent malgré tout. Le fait que celles-ci tendent à être toujours localisées aux mêmes endroits conforte le fort lien existant avec les propriétés de la paroi. On prendra pour exemple le temps caractéristique mesuré à $x = 1,7$ m, qui est systématiquement supérieur à la tendance générale des résultats expérimentaux à débit élevé.

Influence de h_i sur la puissance accumulée par l'eau

En ce qui concerne la puissance thermique accumulée par le film d'eau, on note (voir les figures 7.4a et 7.4b) que les variations en fonction du coefficient h_i sont assez importantes.



(a) Flux de densité moyenne 1 kW/m².

(b) Flux de densité moyenne 4,9 kW/m².

FIGURE 7.4 – Influence de la valeur du coefficient de transfert de chaleur h_i à l'interface air/eau sur le temps caractéristique de la paroi, pour différentes densités de flux.

Ce résultat est logique dans la mesure où le coefficient h_i caractérise la puissance que le film peut céder à l'environnement extérieur en fonction de sa température. Les coefficients de transferts de chaleur les plus grands amènent donc les puissances accumulées par le film d'eau

les plus faibles.

La tendance observée pour les résultats numériques semble en adéquation avec celle mesurée expérimentalement, soit une relative indépendance de la puissance accumulée par le film d'eau en fonction du débit, excepté pour les flux les plus importants où la puissance tend à augmenter avec le débit.

Le choix d'un coefficient de transfert de chaleur h_i judicieux semble à nouveau à même de faire correspondre les données expérimentales et numériques.

7.2.2 Influence des propriétés thermiques de la paroi sur la valeur du temps caractéristique

Les résultats présentés auparavant sont concluants concernant la capacité du modèle à reproduire les températures atteintes en régime permanent et la puissance accumulée par le film d'eau. Cependant la prédiction des valeurs du temps caractéristique reste assez imprécise. L'objectif de cette section est donc de mettre en évidence le ou les paramètres pouvant impacter les valeurs du temps caractéristique prédites par le modèle numérique.

La situation considérée est un film de débit 390 kg/h m_{paroi} , la densité de flux incidente est en moyenne de 2,1 kW/m². Le coefficient de transfert thermique h_i est pris arbitrairement à 50 W/m²K.

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 1, le matériau composite au cœur de cette étude possède de par sa composition une certaine variabilité en terme de propriétés thermiques. Le balsa notamment peut être localement sujet à des variations de conductivité et de masse volumique du fait de sa nature organique. Ces fluctuations peuvent donc induire des différences concernant les grandeurs mesurées expérimentalement. De même, les propriétés des peaux du matériau (résine de polyester et fibre de verre) sont sujettes elles aussi à un caractère variable.

Sur les figures 7.5a et 7.5b, nous présentons les variations du temps caractéristique en fonction de la conductivité. Les différentes conductivités ont été choisies dans une plage recouvrant des ordres d'incertitudes possibles. Les variations sont données relativement aux données de référence, soit les propriétés mesurées par le LNE. Le temps caractéristique de référence est celui obtenu par le modèle numérique utilisant les propriétés des matériaux de référence.

On note sur ces figures la forte influence que possède la conductivité de la résine de polyester et de la fibre de verre sur la valeur du temps caractéristique. Pour une conductivité de 0,2 W/m K inférieure à celle donnée par le LNE, on peut arriver à des variations du temps caractéristique de l'ordre de la dizaine de secondes.

Au contraire, la conductivité du balsa ne semble pas modifier outre mesure la valeur du temps caractéristique de la paroi.

Intéressons-nous désormais à l'influence de la masse volumique sur le temps caractéristique. Les variations sont représentées sur les figures 7.6a et 7.6b.

On observe une influence quasiment nulle de la masse volumique sur le temps caractéristique dans une plage de 100 kg/m³.

Aussi, dans l'ensemble des modifications apportées aux propriétés des matériaux, on ne note

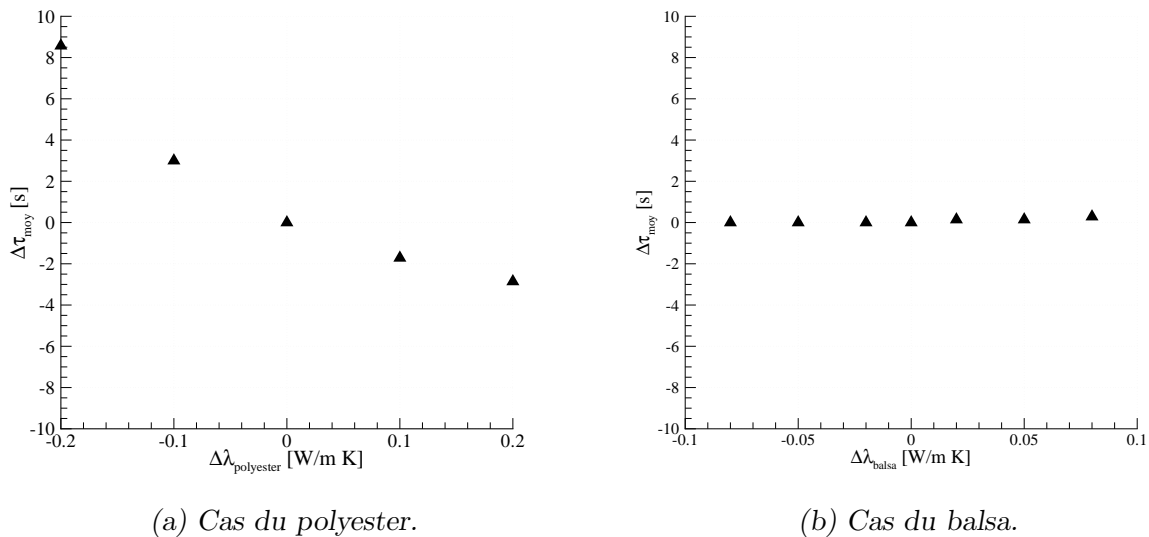


FIGURE 7.5 – Évolution du temps caractéristique en fonction de la conductivité des différents matériaux.

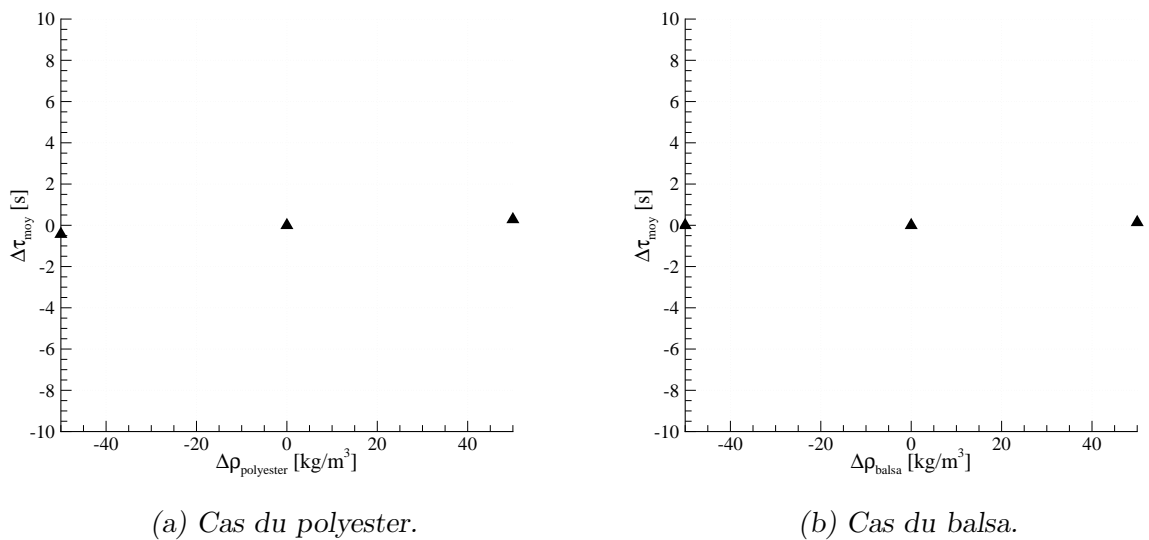


FIGURE 7.6 – Évolution du temps caractéristique en fonction de la masse volumique des différents matériaux.

pas d'influence sur la température atteinte en régime permanent.

On a donc montré que la propriété ayant le plus d'influence sur le temps caractéristique est la conductivité de la peau du matériau composite. Celle-ci peut être en pratique assez variable suivant le taux de fibres de verre ajouté. D'autre part, cette propriété peut être légèrement variable en fonction de la température.

On expliquerait ainsi les sous-prédictions du temps caractéristique par le modèle numérique.

7.2.3 Optimisation du coefficient h_i

Maintenant que l'ambiguïté sur la valeur prédite en terme de temps caractéristique est levée, nous proposons ici de déterminer la valeur du coefficient de transfert de chaleur h_i permettant d'obtenir la meilleure corrélation entre les résultats numériques et expérimentaux. Cette valeur est comme nous venons de le voir d'une importance capitale sur les résultats obtenus par le modèle. Nous la considérons comme étant la valeur qui minimise, au bas de la paroi, la différence entre les résultats numériques et le résultat expérimental équivalent. Ce critère est purement arbitraire, et découle principalement du choix d'un coefficient constant tout au long de la paroi.

Optimisation du coefficient h_i en fonction du débit

Nous définissons donc une erreur Ξ entre les résultats expérimentaux et numériques,

$$\Xi = \Delta T_{exp}(x = 2,55m) - \Delta T_{num}(h_i, x = 2,55m) , \quad (7.1)$$

elle représente l'écart entre les températures atteintes en régime permanent au bas de la paroi au cours d'une expérience et au cours d'une simulation. Afin de préserver une dimension physique à ce coefficient, les cas où l'assèchement de la paroi est observé ont été exclus de cette analyse.

Après avoir calculé les erreurs pour une même expérience avec différentes valeurs de h_i (0, 25, 50, 75, 100, 125, 150 et 175 W/m²K), nous avons déterminé par interpolation linéaire la valeur de h_i permettant de faire tendre Ξ vers 0. Dans le tableau 7.1, nous présentons l'ensemble des valeurs optimales calculées pour les simulations que nous avons effectuées.

	Densités de flux [kW/m ²]											
	1			2,1			3,4			4,9		
Q [kg/h m _{paroi}]	210	300	600	390	450	600	420	480	600	540	630	690
h_i [W/m ² K]	57,6	65,7	109,7	59	100	138	97,2	94,7	147	103	153	180

TABLE 7.1 – Valeurs optimales du coefficient de transfert de chaleur h_i selon le critère de minimisation de Ξ .

Les ordres de grandeur des valeurs obtenues sont cohérents avec ceux présentés par Gatapova et Kabov (2008).

Évolution du coefficient h_i avec le débit imposé

Maintenant que nous avons identifié les divers coefficients h_i permettant de minimiser la différence entre les résultats numériques et expérimentaux, nous caractérisons la tendance suivie par ces valeurs.

Nous supposons que le coefficient de transfert à l'interface dépend du nombre de Reynolds de l'écoulement. En effet, c'est ce paramètre qui régit d'une part la déformation de l'interface, ainsi que les paramètres de convection à l'interface.

On cherche ainsi un coefficient h_i sous la forme d'une loi puissance :

$$h_i \propto Re^\alpha .$$

Sur la figure 7.7, nous présentons la comparaison entre les termes h_i calculés via le modèle numérique et ceux obtenus par une loi puissance d'exposant 0,74.

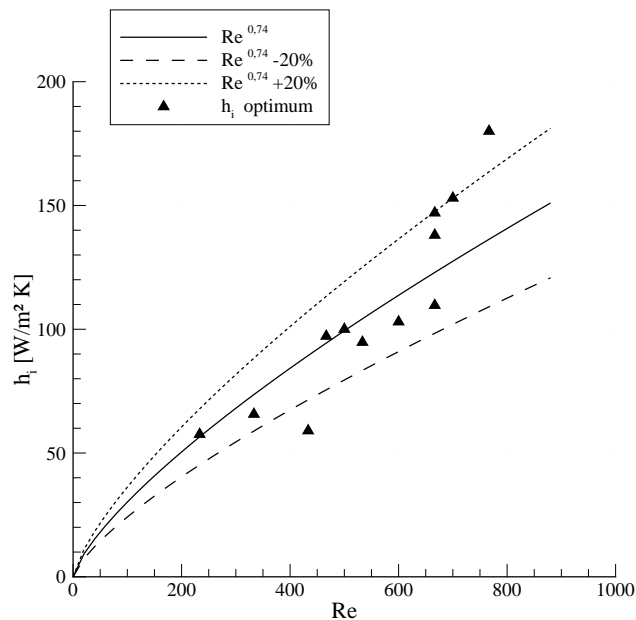


FIGURE 7.7 – Comparaison entre les coefficients h_i obtenus par optimisation numérique et ceux calculés par une loi puissance dépendant du nombre de Reynolds.

Malgré les hypothèses utilisées dans le modèle numérique ainsi que les biais pouvant apparaître lors des mesures expérimentales, le coefficient h_i optimisé pour reproduire au mieux les résultats expérimentaux n'est pas totalement dénué de sens physique. En effet, la quasi-totalité des résultats obtenus pour le coefficient optimisé se situe à l'intérieur d'une enveloppe $Re^{0,74} \pm 20\%$.

Bien entendu ces résultats n'ont pas valeur de corrélation, mais tendent à appuyer la réalité physique de ce coefficient h_i optimisé.

7.2.4 Résultats optimisés comparés avec les expériences

Nous présentons dans cette section les résultats comparés entre les expériences et les simulations pour les coefficients h_i issus de la loi puissance. Comme nous l'avons vu dans la section 7.2.1, le coefficient h_i a une influence très faible sur le temps caractéristique de la paroi, c'est pourquoi nous ne le présenterons pas à nouveau dans cette section. D'autre part, la preuve concernant la capacité du modèle à reproduire la tendance observée pour la température en fonction de la hauteur a déjà été faite dans cette même section, nous focaliserons donc les résultats suivants

vers la capacité du modèle numérique à reproduire les résultats observés expérimentalement en fonction du débit et de la densité de flux imposée.

Température en régime permanent

Les figures 7.8a et 7.8b représentent les résultats expérimentaux et numériques concernant la température atteinte en régime permanent au 2/3 et au bas de la paroi.

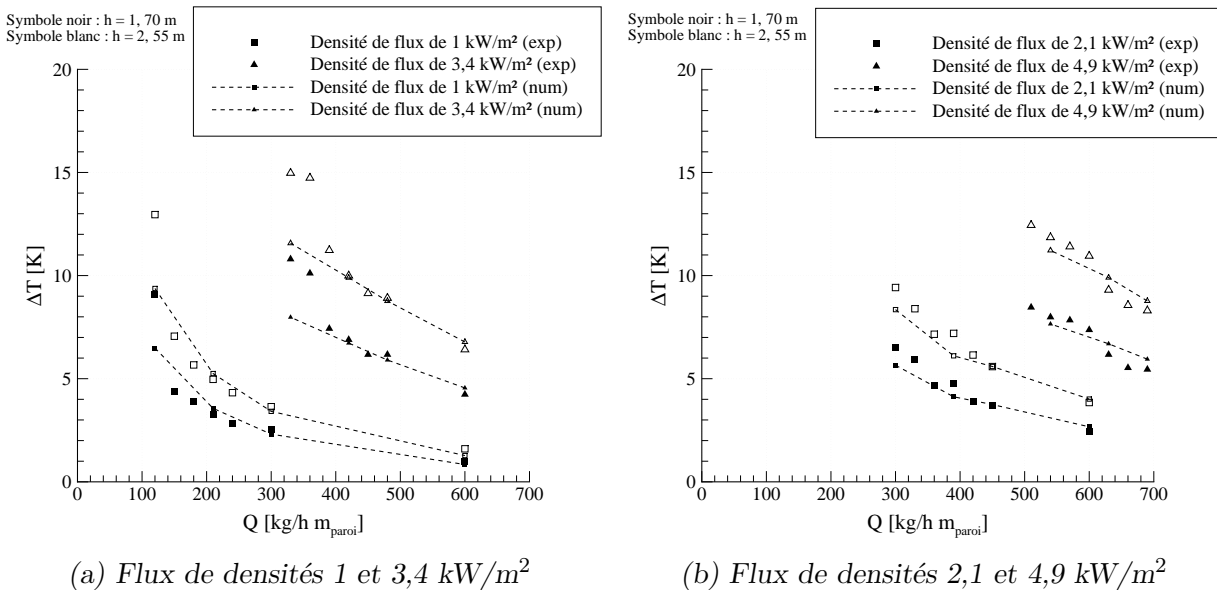


FIGURE 7.8 – Comparaison entre les températures mesurées aux 2/3 et au bas de la paroi dans le cas expérimental et numérique utilisant les coefficients h_i issus de la loi puissance.

On note sur l'ensemble des résultats de la figure 7.8a que les tendances sont assez similaires entre le modèle numérique et l'expérience. Dans le cas du flux de densité 1 kW/m^2 , les températures sont relativement bien reproduites excepté pour le débit le plus faible ($120 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$) où la déviation est de l'ordre de 4°C . De même pour le flux de densité $3,4 \text{ kW/m}^2$, l'écart entre les résultats numériques et expérimentaux n'est significatif que pour le débit le plus faible ($330 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$) où il atteint aussi environ 4°C .

Les mêmes observations peuvent aussi être faites concernant la figure 7.8b, à faibles débits les températures sont largement sous-prédites aussi bien dans le cas des densités de flux de $2,1 \text{ kW/m}^2$ que de $4,9 \text{ kW/m}^2$, atteignant respectivement $1,5$ et 1°C .

La sous-estimation des températures dans les cas des débits les plus faibles n'est guère surprenante dans la mesure où ces débits ont été définis par le fait qu'on commence à observer un changement dans la physique du problème (voir chapitre 6). En effet, pour ces débits et des débits inférieurs, on observe un assèchement local de la paroi. La paroi n'est donc plus aussi bien protégée que si le film recouvrait totalement la surface du matériau. Ainsi lors de ces expériences, il est très probable que la température atteinte par la paroi soit supérieure à ce qu'elle aurait atteint pour les mêmes débits et flux dans des conditions de mouillage normal.

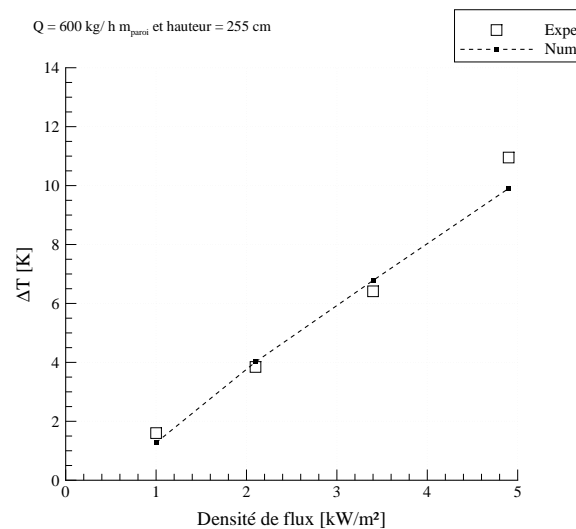


FIGURE 7.9 – Comparaison entre les températures mesurées au bas de la paroi dans le cas expérimental et dans la solution numérique utilisant les coefficients h_i issus de la loi puissance, en fonction de la densité de flux imposée.

Le modèle ne prenant pas en compte ce phénomène, il tend donc logiquement à amoindrir l'échauffement de la paroi. Malgré cette limite inhérente aux hypothèses faites concernant la physique du problème, la correspondance entre les résultats numériques et expérimentaux est globalement satisfaisante quels que soit le flux et le débit (à condition que ce dernier ne nous place pas dans des conditions d'assèchement de la paroi).

Pour parachever la comparaison des températures obtenues par le modèle et l'expérience, nous représentons sur la figure 7.9 l'évolution de la température en fonction du flux pour un débit imposé de 600 kg/h m_{paroi} .

La corrélation entre les deux résultats est très satisfaisante concernant les 3 densités de flux les plus faibles, mais une déviation de l'ordre de 1°C est observée pour le flux de densité 4,9 kW/m². Dans la partie expérimentale (chapitre 6), ce comportement avait été attribué au fait que la distribution spectrale du rayonnement émis par les résistances tend à se rapprocher de la gamme du visible à mesure que la température augmente, rendant ainsi progressivement le film d'eau moins absorbant. Ce phénomène étant inclus dans le modèle numérique, la tendance devrait aussi être reproduite.

Comme ce n'est pas le cas, nous pouvons supposer que l'hypothèse de résistances se comportant comme des corps noirs, n'est plus suffisante pour quantifier correctement la distribution spectrale de rayonnement pour le flux de densité 4,9 kW/m².

Puissance absorbée par le film

La puissance absorbée par le film est aussi comparée dans les figures 7.10 et 7.11.

Sur la figure 7.10, nous présentons l'intégralité des résultats de la puissance thermique accumulée par le film, mesurée expérimentalement ainsi que certains analogues obtenus numéri-

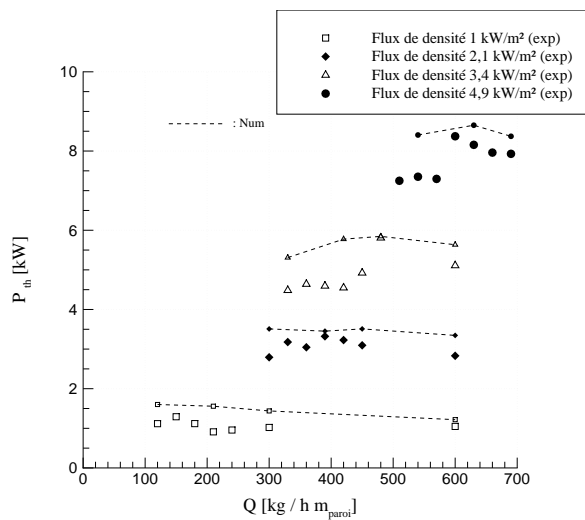


FIGURE 7.10 – Comparaison entre les puissances thermiques accumulées par le film d'eau dans le cas expérimental et dans le modèle numérique en fonction du débit.

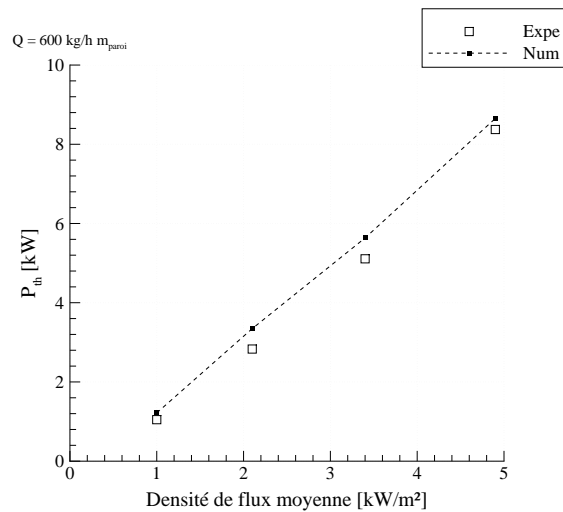


FIGURE 7.11 – Comparaison entre les puissances thermiques accumulées par le film d'eau dans le cas expérimental et dans le modèle numérique en fonction de la densité de flux imposée.

quement. On observe que les résultats obtenus par le calcul numérique sont sur-estimés dans la grande majorité des cas. Pour les densités de flux les plus faibles : 1 et 2,1 kW/m², on retrouve une tendance similaire aux résultats expérimentaux avec un décalage d'une valeur d'environ 500 W. La puissance semble ne dépendre que peu du débit pour ces flux.

Pour les densités de flux plus importantes (3,4 et 4,9 kW/m²), la tendance du modèle est toujours à la sur-estimation de la puissance absorbée par le film. Dans le cas de la densité de flux de 3,4 kW/m², la différence atteint au maximum les 1300 W, tandis que pour celle de 4,9 kW/m² elle culmine à 1150 W. La dépendance de la puissance en fonction du débit est ici plus marquée.

Isolons à présent un cas particulier : celui dont l'écart entre les résultats expérimentaux et numériques est le plus important. Il s'agit du cas du débit de 420 kg/h m_{paroi} pour le flux de densité 3,4 kW/m², la différence est ici de 1300 W. En utilisant la formule $P_{th} = Q_m C_e (T_{bas} - T_{alim})$, on peut faire correspondre l'erreur commise sur la puissance en terme d'erreur commise sur la prédiction du ΔT de l'eau. Ce faisant, on obtient une erreur de 2,5 °C.

Or dans le chapitre 6, nous avons mis en évidence le refroidissement de l'eau dû à sa pulvérisation. Elle ruisselle donc sur la paroi avec une température initiale plus faible que celle mesurée dans le réservoir. La mesure expérimentale de la puissance accumulée par l'eau utilisant cette valeur, elle peut sous évaluer la puissance d'un équivalent en température de l'ordre du degré. La sur-estimation de la puissance par le modèle numérique serait en réalité due à la sous-estimation de la puissance lors de la mesure expérimentale.

Sur la figure 7.11 on visualise bien le décalage entre les résultats expérimentaux et numériques pour un débit donné en fonction du flux. Ce décalage tend à croître légèrement à mesure que

le flux augmente. Il s'agit peut être encore une fois d'une manifestation des limites associées au modèle de corps noir pour caractériser la distribution spectrale du rayonnement émis par les résistances.

7.3 Comparaison avec film déclenché sur paroi à 100°C

À présent que le modèle a montré sa fiabilité quant à la reproduction des résultats expérimentaux dans le cas d'un film pré-établi sur la paroi, nous allons l'utiliser afin de simuler un autre type d'expérience. Cette fois-ci, la situation considérée est celle d'un film déclenché sur la paroi composite qui a été portée au préalable à 100°C par l'application d'un flux radiatif (Cf. expériences au chapitre 6).

Le modèle éprouvant certaines difficultés à reproduire l'effet de l'application du flux radiatif sur la paroi composite sans film d'eau (voir section 7.1), nous avons décidé d'initialiser le calcul avec les températures relevées juste avant le déclenchement du film lors des expériences. Le champ de température mesuré dans le matériau est ainsi interpolé de manière à obtenir la température initiale en tout point du modèle du matériau.

Ensuite le film est supposé s'établir instantanément sur la paroi dans le modèle numérique, ce qui n'est pas vrai en toute rigueur dans le cas expérimental. Les coefficients h_i utilisés sont toujours ceux issus de la loi puissance présentée précédemment.

La figure 7.12a représente les températures au cours du temps mesurées par les thermocouples situés à respectivement 1, 14 et 45,5 mm de la paroi exposée au flux radiatif. On remarque globalement une bonne corrélation entre les résultats. Les allures sont similaires et les valeurs convergent vers des températures semblables¹.

On note cependant une propension du modèle numérique à sur-estimer la rapidité du phénomène. En effet, pour les thermocouples situés à 1 et 14 mm, les résultats obtenus numériquement présentent un refroidissement beaucoup plus raide que leurs homologues expérimentaux. Cette singularité peut être expliquée d'une part par les valeurs du temps caractéristique plus faibles dans les résultats numériques (Cf section 7.2.1). D'autre part, le modèle suppose que le film s'établit instantanément, ce qui n'est pas le cas dans la réalité, d'où une anticipation du refroidissement prédit.

La figure 7.13a représente les profils de température à l'intérieur du matériau à divers instants. Pour les besoins de la comparaison, étant donné le refroidissement plus rapide observé pour le cas numérique, nous avons comparé les résultats à des instants décalés d'une trentaine de secondes.

De manière générale, on observe des tendances similaires entre les profils de température.

1. En régime permanent, on tend vers les situations étudiées précédemment !

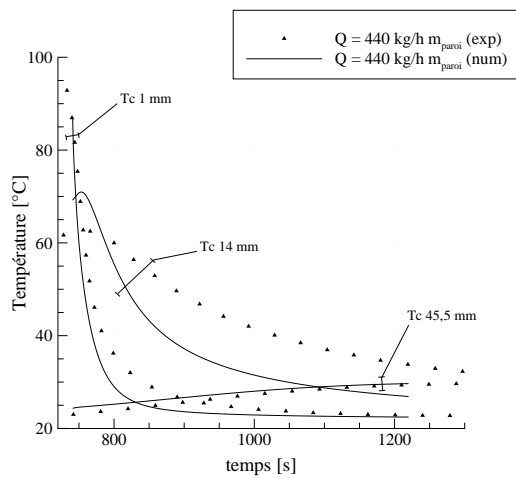
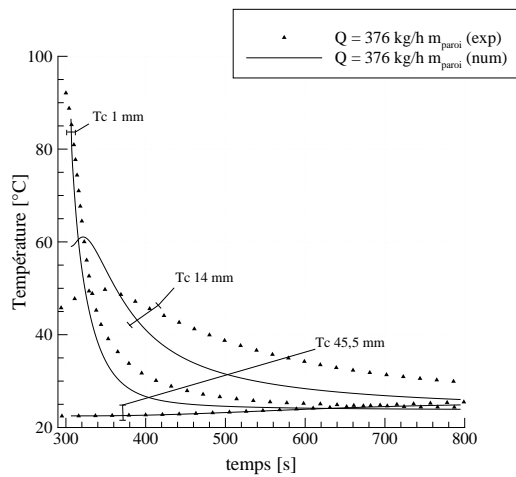
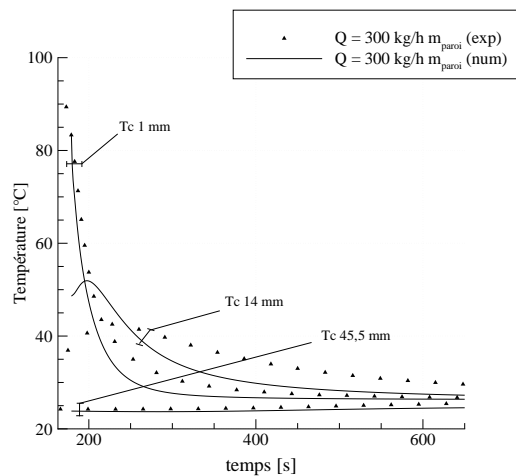
(a) Flux de densité moyenne de 2,1 kW/m².(b) Flux de densité moyenne de 3,4 kW/m².(c) Flux de densité moyenne de 4,9 kW/m².

FIGURE 7.12 – Évolution comparée (expe/num) de la température du matériau au cours du temps à la hauteur $x = 1,27$ m.

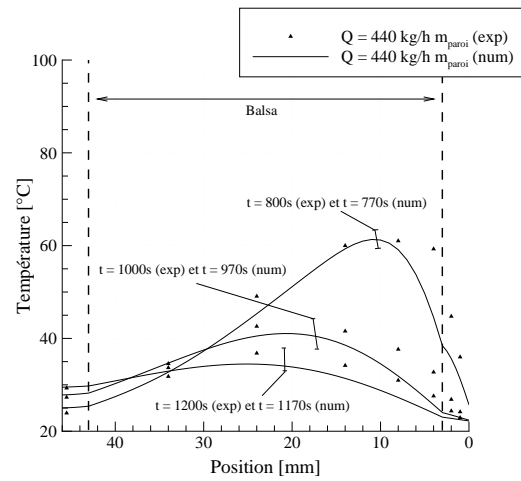
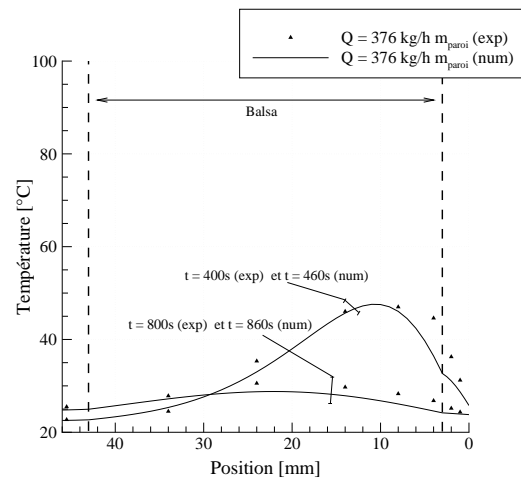
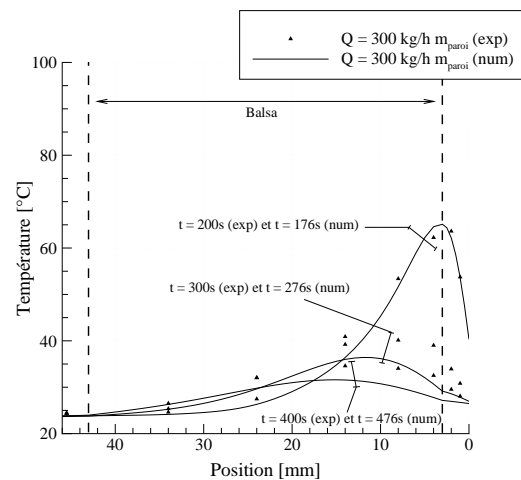
(a) Flux de densité moyenne de 2,1 kW/m².(b) Flux de densité moyenne de 3,4 kW/m².(c) Flux de densité moyenne de 4,9 kW/m².

FIGURE 7.13 – Profils de température comparé (expe/num) du matériau à différents instants à la hauteur $x = 1,27$ m.

Conclusions et perspectives

De par leurs applications variées, les films d'eau se positionnent dans un très large spectre de domaines de la physique ainsi que du génie des procédés. Au cours de ce travail, nous nous intéressons particulièrement à la protection d'une paroi composite plane par un film d'eau ruisselant vis-à-vis d'un flux radiatif. Les phénomènes physiques y sont nombreux et couplés, notons par exemple l'hydrodynamique, la conduction, la convection et le rayonnement.

Approche théorique simplifiée

Pour se placer dans un cas où le couplage est moins fort, nous avons choisi dans un premier temps de considérer des situations simplifiées.

En début d'étude, nous présentons une solution semi-analytique du transfert de chaleur dans un film laminaire et lisse, ruisselant sur une plaque chauffée à température constante. Ce résultat permet d'accéder rapidement à des valeurs très intéressantes telles que le champ de température ainsi que le flux échangé à la paroi. Dans la pratique, ces résultats sont valides dans la zone d'établissement de la couche limite thermique ; cette longueur pouvant tout de même être de l'ordre du mètre. Nous avons poursuivi ce travail en abordant un cas moins idéalisé, où la surface libre du film n'est plus lisse, mais soumise à des instabilités liées aux forces de tensions superficielle et de gravité. L'approche est désormais numérique, les équations sont résolues dans un système de coordonnées curvilignes épousant les déformations de l'interface. Afin d'obtenir des résultats dans des temps de calculs raisonnables, nous avons adopté une démarche similaire à celle rencontrée dans le traitement de la turbulence : la *kinematik simulation*. Les équations de la dynamique ne sont pas résolues, mais des champs de vitesses probables (statistiquement) et vérifiant la cinématique de l'écoulement sont imposés. Moyennant l'hypothèse de profils de vitesse auto-similaires à celui de Nusselt, nous avons pu mettre en évidence que la présence de ridules conduit à une amélioration sensible du transfert de chaleur. Ce constat serait la conséquence de la réduction de l'épaisseur moyenne du film ainsi que d'un impact non-négligeable des fluctuations de hauteur. Il semble d'ailleurs que ces fluctuations n'aient pas les mêmes effets selon que l'on se situe proche de la zone d'établissement thermique de l'écoulement ou bien dans la zone établie.

Protection de paroi composite par film d'eau

Une fois ce premier travail réalisé, nous avons abordé le cœur de notre problématique à savoir la protection de parois composites par film d'eau ruisselant vis-à-vis d'une source de

rayonnement. Le panneau est un matériau sandwich, composé de balsa (âme du matériau) et de deux couches de résine de polyester et de fibre de verre (peaux). L'étude s'est déroulée selon deux axes : l'un consiste en une étude expérimentale, l'autre vise à reproduire les résultats expérimentaux via un modèle numérique bidimensionnel.

Étude expérimentale

Un banc d'essais a été spécialement conçu afin de caractériser la protection apportée par un film d'eau ruisselant sur la paroi composite. Celle-ci est de dimensions 0,5 par 2,8 m et a été équipée de thermocouples afin de suivre l'évolution du champ de température en son sein. Le débit ainsi que la température de l'eau dans le réservoir et en bas de la paroi sont mesurés. La densité de flux radiatif reçue par la paroi est, elle aussi, quantifiée. Différents paramètres expérimentaux peuvent être modifiés tels que le débit du film d'eau, la source de rayonnement (températures des résistances chauffantes) ou encore le scénario expérimental.

Le premier scénario auquel nous nous sommes intéressés est le cas où le film d'eau est pré-établi sur la paroi puis un flux radiatif appliqué. Nous avons remarqué dans cette situation l'existence d'un débit critique en deçà duquel le film ne recouvre plus la totalité de la paroi ; il s'assèche. Il semblerait que cette observation soit la conséquence de la convection de Marangoni, qui sous l'effet des gradients de tension superficielle surfacique tend à « ouvrir » le film. Pour éviter d'être dans de telles conditions lors des expériences, ce débit est mesuré pour chaque flux étudié puis défini comme limite inférieure de l'étude.

En poursuivant les expériences selon ce scénario, nous avons observé qu'en régime permanent, la température mesurée par les thermocouples les plus proches de la face exposée au rayonnement (à 1 mm) semble augmenter de manière linéaire en fonction de la hauteur². On note globalement que la paroi est maintenue à des températures bien inférieures à celles qu'elle atteindrait sans la protection par film d'eau (de l'ordre de 30°C avec film d'eau contre 80°C sans, dans le cas d'un flux de densité moyenne de 1 kW/m²). La température mesurée au bas de la paroi a un comportement de type hyperbolique en fonction du débit. À flux important, certaines inflexions pourraient provenir des propriétés de semi-transparence de l'eau ainsi que de la distribution spectrale de la source de rayonnement.

En parallèle, nous étudions les résultats des mêmes expériences en terme de puissance thermique accumulée par le film d'eau. On observe que pour de faibles flux la puissance thermique est relativement constante en fonction du débit. Pour des flux plus importants, cette puissance croît dans un premier temps (probablement sous l'effet de l'augmentation de l'épaisseur du film, permettant alors d'absorber plus de rayonnement) puis tend à diminuer (probablement à cause de l'augmentation des transferts interfaciaux).

Pour ce qui est de l'influence du flux, l'effet d'assèchement nous contraint à une comparaison uniquement pour des débits assez élevés. On remarque logiquement une augmentation de la température et de la puissance accumulée par le film d'eau à mesure que le flux augmente. La variation de la distribution spectrale du rayonnement vers le domaine du visible pourrait être à

2. À mesure que l'on s'approche du bas de la paroi.

l'origine d'une amplification de cette tendance à flux importants.

Un autre paramètre important de cette étude est le temps caractéristique. Il nous permet de quantifier le temps mis par le système paroi + film pour atteindre un régime permanent sous l'effet du flux radiatif. On note que cette valeur semble converger vers une constante à mesure que le débit prend de l'importance. Passé un certain débit, les propriétés de l'eau l'emporteraient sur celles de la paroi, ce qui amènerait la valeur du temps caractéristique à converger vers une valeur indépendante du type de paroi.

D'autres expériences ont été réalisées selon un second scénario. Cette fois-ci la paroi est d'abord soumise au flux radiatif sans protection. Une fois qu'elle atteint 100°C, le film d'eau est déclenché. Afin de garantir un mouillage rapide de la paroi, les débits utilisés sont légèrement plus importants que dans le scénario précédent. Le constat le plus important est que le refroidissement de la paroi sous l'effet du film est très rapide, bien qu'étant toujours soumise au flux radiatif. Ce phénomène est tellement rapide que passé un certain temps, c'est le cœur du matériau composite qui chauffe la surface exposée au rayonnement.

Modélisation numérique

Nous avons aussi réalisé un modèle numérique aux différences finies 2D et instationnaire de la paroi et du film ruisselant. Le modèle résout les équations du transfert de chaleur en incluant les effets de la conduction, de la convection et de l'absorption du rayonnement par le film. Ce dernier est supposé laminaire et à surface lisse (son profil de vitesse est alors déterminé par la théorie de Nusselt). La complexité de la condition à la limite à la surface libre du film nous a conduit à utiliser un coefficient global de transfert de chaleur : h_i .

Le modèle est ensuite utilisé afin de reproduire les résultats obtenus expérimentalement. La valeur du coefficient h_i nous étant inconnue, nous avons pris le parti de réaliser une étude paramétrique et de trouver une valeur optimale permettant de reproduire les résultats de l'expérience avec le modèle. Les ordres de grandeur obtenus par cette technique sont cohérents avec la littérature. En recherchant ce coefficient sous la forme d'une loi puissance en fonction du nombre de Reynolds, on retrouve une grandeur physiquement réaliste. Par la suite, les résultats sont comparés à l'aide d'un coefficient h_i déduit d'une loi en puissance.

La corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques est globalement satisfaisante, tant du point de vue des tendances que des ordres de grandeur obtenus. Les limites du modèle sont bien évidemment observables à faible débit. Expérimentalement, on observe un phénomène d'assèchement que le modèle ne restitue pas. Le modèle présente quelques difficultés à reproduire les ordres de grandeur du temps caractéristique, probablement en raison de l'incertitude sur les propriétés thermiques des matériaux. Pour nous assurer de la validité du modèle, nous avons aussi comparé « en aveugle », les résultats expérimentaux obtenus sur une paroi en aluminium et les résultats issus du modèle. La bonne corrélation, tant concernant les températures que le temps caractéristique tend à confirmer la fiabilité du modèle.

Perspectives

À l'issue de cette étude, certaines perspectives de travail se dégagent et mériteraient d'être approfondies.

Du fait des applications visées, il est nécessaire de poursuivre l'étude expérimentale dans une plus grande gamme de flux. En effet, certains phénomènes, notamment l'évaporation, pourraient devenir plus importants. Le comportement physique de la paroi et du film serait alors modifié; la qualité de la protection pourrait être impactée.

Aussi, pour prolonger l'étude expérimentale, il serait intéressant d'effectuer des expériences visant la caractérisation d'un phénomène en particulier. En ciblant l'influence d'un paramètre (épaisseur du film, débit, propriétés thermiques et température du liquide, distribution spectrale du rayonnement...), on peut se placer dans des situations simplifiées où le couplage entre les différents modes de transfert est moins important. On favorise ainsi une meilleure maîtrise de l'environnement extérieur et une meilleure quantification de la répartition des échanges de chaleur.

En outre, une étude focalisée sur le mécanisme d'assèchement de la paroi serait aussi utile. Ce phénomène constitue, pour notre matériau, la limitation principale quant à la bonne protection de la paroi. Sa maîtrise permettrait de réduire considérablement les débits d'eau. L'ajout d'un produit tensio-actif pourrait être une piste à privilégier pour éviter son apparition.

Finalement, la détermination expérimentale du coefficient de transfert de chaleur à la surface du film serait très utile. Elle permettrait, en effet, de quantifier plus précisément les échanges de chaleurs avec l'environnement extérieur.

Concernant le modèle numérique, l'un des points principaux à améliorer est la modélisation des phénomènes interfaciaux. La résolution des équations de la dynamique et du transfert de chaleur et de masse dans la phase gazeuse permettrait une prise en compte plus précise du phénomène d'évaporation. Dès lors, la variation de l'épaisseur du film pourrait être intégrée au modèle.

Aussi, il pourrait être intéressant d'utiliser le modèle épousant les déformations de l'interface pour prendre en compte l'influence des instabilité de surface.

Ensuite, l'extension à une configuration tridimensionnelle permettrait éventuellement l'intégration de l'effet Marangoni et donc la prédiction numérique de l'assèchement.

Pour terminer, il conviendrait de comparer le modèle à des résultats expérimentaux obtenus pour des ordres de grandeur de flux beaucoup plus importants. On s'assurerait ainsi de la capacité du modèle à reproduire la physique dans une grande gamme de configurations.

Bibliographie

- ALEKSEENKO, S. V., NAKORYAKOV, V. E. et POKUSAEV, B. G. (1985). Wave formation on vertical falling liquid films. *International Journal of Multiphase Flow*, 11(5):607–627.
- AMBROSINI, W., FORGIONE, N. et ORIOLO, F. (2002). Statistical characteristics of a water film falling down a flat plate at different inclinations and temperatures. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(9):1521–1540.
- BEN JABRALLAH, S., BELGHITH, A. et CORRIOU, J. P. (2006). Convective heat and mass transfer with evaporation of a falling film in a cavity. *International Journal of Thermal Sciences*, 45(1):16–28.
- BEN JABRALLAH, S., CHERIF, A. S., DHIFAOU, B., BELGHITH, A. et CORRIOU, J. P. (2005). Experimental study of the evaporation of a falling film in a closed cavity. *Desalination*, 180(1-3):197–206.
- BENJAMIN, T. B. (1957). Wave formation in laminar flow down an inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 2(554):574.
- BOUCHEKIMA, B., GROS, B., OUAHES, R. et DIBOUN, M. (2000). Etude théorique et application pratique du distillateur solaire à film capillaire. *International Journal of Thermal Sciences*, 39(3):442–459.
- BUCHLIN, J.-M. (2005). Thermal shielding by water spray curtain. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 18(4-6):423–432.
- CELATA, G. P., CUMO, M., LOMBARDO, C., MARIANI, A. et SARACENO, L. (2005). Experimental result on rewetting of hot surfaces by droplet impingement. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29(3):275–285.
- CODE FTP (1998). *International code for application of fire test procedures*. International Maritime Organization (OMI).
- COLLIN, A. (2006). *Transferts de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection. Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy 1.

- DE VRIENDT, A. B. (1992). *Introduction au rayonnement thermique*, volume 2 de *La transmission de la chaleur*. Gaëtan Morin.
- DEBBISSI, C., ORFI, J. et NASRALLAH, S. B. (2001). Evaporation of water by free convection in a vertical channel including effects of wall radiative properties. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(4):811–826.
- DIA, O. (1991). *Etude du transfert thermique et des instabilités dans un film liquide soumis à un flux radiatif*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- DURAI SWAMI, R. et PROSPERETTI, A. (1992). Orthogonal mapping in two dimensions. *Journal of Computational Physics*, 98(1):179 – 179.
- FAHEM, K., BEN JABRALLAH, S., BELGHITH, A. et CORRIOU, J. P. (2006). Numerical simulation of the behaviour of a distillation cell with influence of the characteristics of the heating wall. *Desalination*, 201(1-3):185–197.
- FOSSA, M. et DEVIA, F. (2008). A model for radiation evaluation and cooling system design in case of fire in tank farms. *Fire Safety Journal*, 43(1):42 – 49.
- FU, W.-S., LIN, J.-D., TU, K.-C. et TSENG, C.-C. (1990). A numerical study of a structure protected by water film from an incident heat flux. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 17(3):331–341.
- FULFORD, G. D. (1964). *The Flow of Liquids in Thin Films*, volume 5 de *Advances in Chemical Engineering*. Academic Press.
- FUNG, J. et PERKINS, R. (2008). Dispersion modeling by kinematic simulation : Cloud dispersion model. *Fluid Dynamics Research*, 40(4):273 – 309.
- GAO, D., MORLEY, N. B. et DHIR, V. (2003). Numerical simulation of wavy falling film flow using vof method. *Journal of Computational Physics*, 192(2):624–642.
- GATAPOVA, E. Y. et KABOV, O. A. (2008). Shear-driven flows of locally heated liquid films. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(19-20):4797 – 4810.
- GRADSHTEYN et RYZHIK (2000). *Table of Integrals, Series, and Products*. Academic Press, 6 édition.
- GRAY, A. (1990). *Tubes*. Progress in Mathematics. Addison-Wesley, 2 édition.
- GROSSMAN, G. (1986). *Heat and mass transfer in film absorption*. Handbook of Heat and Mass Transfer.
- GUYON, E., HULIN, J.-P. et PETIT, L. (2001). *Hydrodynamique physique*. CNRS Éditions.
- HALD, K. et BUCHLIN, J.-M. (2003). Thermal shielding by impinging water spray curtains. Proceedings of the Eurotherm seminar 73 : Computational Thermal Radiation in Participating Media, Mons, Belgique.

- HE, J. et HOYANO, A. (2008). A numerical simulation method for analyzing the thermal improvement effect of super-hydrophilic photocatalyst-coated building surfaces with water film on the urban/built environment. *Energy and Buildings*, 40(6):968 – 978.
- HIRSHBURG, R. et FLORSCHUETZ, L. W. (1982a). Laminar wavy-film flow : Part i, hydrodynamic analysis. *ASME Journal of Heat Transfer*, 104:452–458.
- HIRSHBURG, R. et FLORSCHUETZ, L. W. (1982b). Laminar wavy-film flow : Part ii, condensation and evaporation. *ASME Journal of Heat Transfer*, 104:459–464.
- ITO, A., CHOUDHURY, S. K. et FUKANO, T. (1990). Heated liquid film flow and its breakdown caused by Marangoni convection - The characteristic flow of pure water. *JSME International Journal*, 33:128–133.
- JAYANTI, S. et HEWITT, G. F. (1996). Hydrodynamics and heat transfer of wavy thin film flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(1):179–190.
- KABOV, O. A., SCHEID, B., SHARINA, I. A. et LEGROS, J.-C. (2002). Heat transfer and rivulet structures formation in a falling thin liquid film locally heated. *International Journal of Thermal Sciences*, 41(7):664 – 672.
- KANG, Y. M. et PARK, G. C. (2001). An experimental study on evaporative heat transfer coefficient and applications for passive cooling of ap600 steel containment. *Nuclear Engineering and Design*, 204(1-3):347–359.
- KAPITZA, P. L. et KAPITZA, S. P. (1964). *Wave flow in thin layers of a viscous fluid*, volume 2. The Macmillan Company.
- KILLION, J. D. et GARIMELLA, S. (2001). A critical review of models of coupled heat and mass transfer in falling-film absorption. *International Journal of Refrigeration*, 24(8):755–797.
- KRAICHNAN, R. H. (1970). Diffusion by a random velocity field. *Physics of Fluids*, 13:22–31.
- KUNUGI, T. et KINO, C. (2005). DNS of falling film structure and heat transfer via mars method. *Computers & Structures*, 83(6-7):455 – 462.
- LEV, Y. et STRACHAN, D. C. (1989). A study of cooling water requirements for the protection of metal surfaces against thermal radiation. *Fire Technology*, 25(3):213–229.
- LEVICH, V. G. (1962). *Physicochemical Hydrodynamics*. Prentice-Hall.
- MAREK, R. et STRAUB, J. (2001). Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(1):39 – 53.
- MARQUIS, D. (2010). *Caractérisation et modélisation multi-échelle du comportement au feu d'un composite pour son utilisation en construction navale*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Nantes.

- NUSSELT, W. (1916). Die oberflächenkondensation des wasserdampfes. *Zeitschrift Verein Deutscher Ingenieure*, 60.
- PADET, J. (2005). *Convection thermique et massique*. Techniques de l'ingénieur.
- PATANKAR, S. V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation.
- PATNAIK, V. et PEREZ-BLANCO, H. (1996). Roll waves in falling films : an approximate treatment of the velocity field. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 17(1):63–70.
- PODGORSKI, T. (2000). *Ruissellement en conditions de mouillage partiel*. Thèse de doctorat, Université de Paris VI.
- PORTALSKI, S. (1963). *Chem. Eng. Sci.*, 18:787. Référence extraite de Fulford (1964).
- RAACH, H. et MITROVIC, J. (2005). Seawater falling film evaporation on vertical plates with turbulence wires. *Desalination*, 183(1-3):307–316.
- RAACH, H. et MITROVIC, J. (2007). Simulation of heat and mass transfer in a multi-effect distillation plant for seawater desalination. *Desalination*, 204(1-3):416–422.
- ROBERTS, T. A. (2004). Directed deluge system designs and determination of the effectiveness of the currently recommended minimum deluge rate for the protection of lpg tanks. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 17(2):103 – 109.
- SOLAS (2009). *International Convention for the Safety of Life at Sea*. Consolidated edition.
- SONG, B., INABA, H., HORIBE, A. et OZAKI, K. (1999). Heat, mass and momentum transfer of a water film flowing down a tilted plate exposed to solar irradiation. *International Journal of Thermal Sciences*, 38(5):384–397.
- THOMPSON, J. F., WARSI, Z. U. A. et MASTIN, C. W. (1982). Boundary-fitted coordinate systems for numerical solution of partial differential equations—a review. *Journal of Computational Physics*, 47(1):1 – 108.
- TOUGLIDIS, L. G., KARAPANTSIOS, T. D., VLACHOS, N. A. et BALOUKTSIS, A. I. (2004). Surface morphology reconstruction of free falling films at high reynolds numbers. *International Journal of Multiphase Flow*, 30(4):369–393.
- WANG, B. X., ZHANG, J. T. et PENG, X. F. (2000). Experimental study on the dryout heat flux of falling liquid film. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(11):1897 – 1903.
- WU, C.-W. et LIN, T.-H. (2007). Full-scale evaluations on heat resistance of glass panes incorporated with water film or sprinkler in a room fire. *Building and Environment*, 42(9):3277–3284.
- YIH, S.-M. (1986). *Modeling heat and mass transport in falling liquid films*, volume 2 Mass Transfer and Reactor Design de *Handbook of Heat and Mass Transfer*.

-
- ZHANG, F., WU, Y.-T., GENG, J. et ZHANG, Z.-B. (2008). An investigation of falling liquid films on a vertical heated/cooled plate. *International Journal of Multiphase Flow*, 34(1):13–28.
- ZHANG, H. W., TAO, W. Q., HE, Y. L. et ZHANG, W. (2006). Numerical study of liquid film cooling in a rocket combustion chamber. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(1-2):349–358.

Annexes

Annexe A

Complément sur l'étude théorique

A.1 Calcul des dérivées partielles dans le système de coordonnées curvilignes

D'après les propriétés des dérivées partielles, la dérivé en temps peut s'exprimer ainsi :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial t} \\ &= \frac{\partial}{\partial \Lambda} + \frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial t}.\end{aligned}\tag{A.1}$$

Or :

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = \frac{\partial y/\delta}{\partial t} = -\frac{y}{\delta^2} \frac{\partial \delta}{\partial t} = -\frac{Y}{H} \frac{\partial \delta}{\partial t} = -\frac{Y}{H} \frac{\partial H}{\partial \Lambda}.\tag{A.2}$$

D'où :

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \Lambda} - \frac{Y}{H} \frac{\partial H}{\partial \Lambda} \frac{\partial}{\partial Y}.\tag{A.3}$$

Les mêmes opérations sur les dérivées partielles spatiales mènent à :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial x} \\ &= -\frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial X} - \frac{Y}{H} \frac{H'}{L} \frac{\partial}{\partial Y}.\end{aligned}\tag{A.4}$$

et

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial \Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial y} \\ &= \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial Y}.\end{aligned}\tag{A.5}$$

Il reste maintenant l'opération la plus délicate : l'expression de l'opérateur Laplacien Δ dans le système de coordonnées curvilignes. Son expression s'écrit de manière générale (pour un scalaire T , dans tout type de système de coordonnées, voir Gray, 1990) :

$$\Delta T = \frac{1}{\sqrt{\det g_{ij}}} \partial_i \left(\sqrt{\det g_{ij}} g^{ij} \partial_j T \right).\tag{A.6}$$

Le calcul de l'expression du Laplacien devra donc passer par l'évaluation du tenseur métrique $g_{ij} = J^T J$. Ce tenseur caractérise en quelque sorte la déformation du système de coordonnées curvilignes par rapport au système cartésien. On obtient après calcul les expressions suivantes :

$$\begin{cases} g_{11} = \left(\frac{\partial x}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial X}\right)^2 = L^2 + (H')^2 Y^2, \\ g_{22} = \left(\frac{\partial x}{\partial Y}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial Y}\right)^2 = H^2, \\ g_{12} = g_{21} = \frac{\partial x}{\partial X} \frac{\partial x}{\partial Y} + \frac{\partial y}{\partial X} \frac{\partial y}{\partial Y} = Y H' H. \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

De là, le déterminant du tenseur métrique se déduit aisément : $\det(g_{ij}) = H^2 L^2$. Puis en remplaçant $\det(g_{ij})$ et $g_{ij}^{-1} = g^{ij}$ dans l'expresson du Laplacien (A.6) on aboutit à :

$$\begin{aligned} \Delta T = \frac{1}{L^2} & \left[\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \left(\frac{L^2}{H^2} + \left(\frac{Y H'}{H} \right)^2 \right) \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right. \\ & \left. - 2Y \frac{H'}{H} \frac{\partial^2 T}{\partial X \partial Y} + Y \left(2 \left(\frac{H'}{H} \right)^2 - \frac{H''}{H} \right) \frac{\partial T}{\partial Y} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Annexe B

Compléments sur le banc d'essais

B.1 Références des buses de sprays plats utilisées

Référence	Angle d'ouverture (°)	Diamètre (mm)	L_{buse} (mm)	Plage de débits (l/h)
684.368	140	0.8	20	60 -78
684.448	140	1.2	20	90 -170
684.608	140	1.9	19	150 - > à 350
684.728	140	2.7	17	198 - > à 350
684.808	140	3.4	16	240 - > à 350

TABLE B.1 – Caractéristiques des buses utilisées.

B.2 Propriétés des résistances électriques

Puissance (W)	Longueur totale (mm)	Longueur chauffante (mm)	Diamètre (mm)	Distance inter-résistance (mm)
250	355	195	10,2	40

TABLE B.2 – Caractéristiques et répartition des résistances thermiques.

B.3 Instrumentation de la paroi aluminium

Malgré une étude poussée du matériau composite par le LNE (Cf. Marquis, 2010), certaines incertitudes existent toujours concernant ses propriétés thermiques (ρ et λ) du fait de la variabilité due à son origine naturelle. Dans l'optique de comparer les expériences avec des résultats issus de calculs numériques, il est important d'avoir des résultats de référence effectués sur des matériaux aux propriétés connues avec une bonne précision. C'est pourquoi nous avons réa-

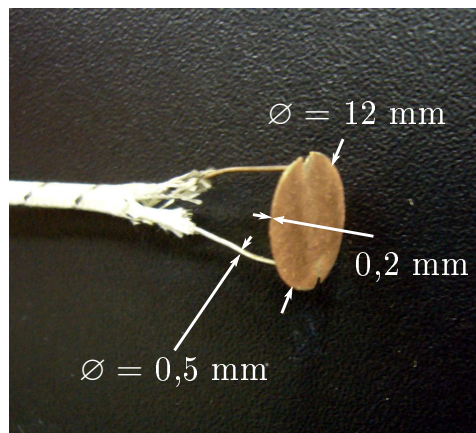


FIGURE B.1 – Photographie d'un thermocouple réalisé selon le protocole de l'OMI.

lisé des mesures sur un matériau autre que le composite : une paroi constituée d'une plaque d'aluminium de 5 mm d'épaisseur isolé par 4 cm de la laine de roche compressée.

B.3.1 Fabrication des thermocouples

Pour les tests de résistance incendie, la norme FTP de l'OMI (voir Code FTP, 1998) préconise l'utilisation de thermocouples de surface du côté non exposé de la paroi (voir chapitre 1). Elle décrit le protocole de fabrication et de mise en place des thermocouples, sans pour autant en préciser le type. Les fils de thermocouples (de diamètre $\varnothing = 0,5$ mm) doivent être brasés de part et d'autre d'un disque de cuivre de diamètre $\varnothing = 12$ mm et d'épaisseur 0,2 mm (Cf. figure B.1). Le thermocouple est ensuite simplement appliqué sur la face non exposée et maintenu en position par un isolant collé à la paroi par une colle thermique de type céramique. Après quelques essais, il s'est avéré plus facile de réaliser les brasures à l'argent avec des fils de thermocouples de type J. Le surplus de brasure est enlevé jusqu'à atteindre l'épaisseur spécifiée : 0,2 mm. Nous avons réalisé au total une vingtaine de thermocouples.

B.3.2 Positionnement des thermocouples

Les thermocouples ont été répartis selon le schéma présenté sur la figure B.2. Deux séries de sept thermocouples espacés verticalement de 42,5 cm sont situées de part et d'autre de l'axe central (à 2,5 cm). Ceux-ci permettront d'assurer le suivi de la température de la paroi en fonction de la hauteur et donc à mesure que l'eau s'échauffe.

B.3.3 Isolation des thermocouples et de la paroi

La norme préconise l'isolation derrière les thermocouples, mais ne se prononce pas quant à l'isolation de la paroi complète. Dans l'idée de s'approcher au maximum des conditions aux limites de la paroi composite (principalement pour la convection naturelle en face arrière), nous avons choisi d'isoler la paroi entièrement, avec un isolant dimensionné de façon à ce que l'en-

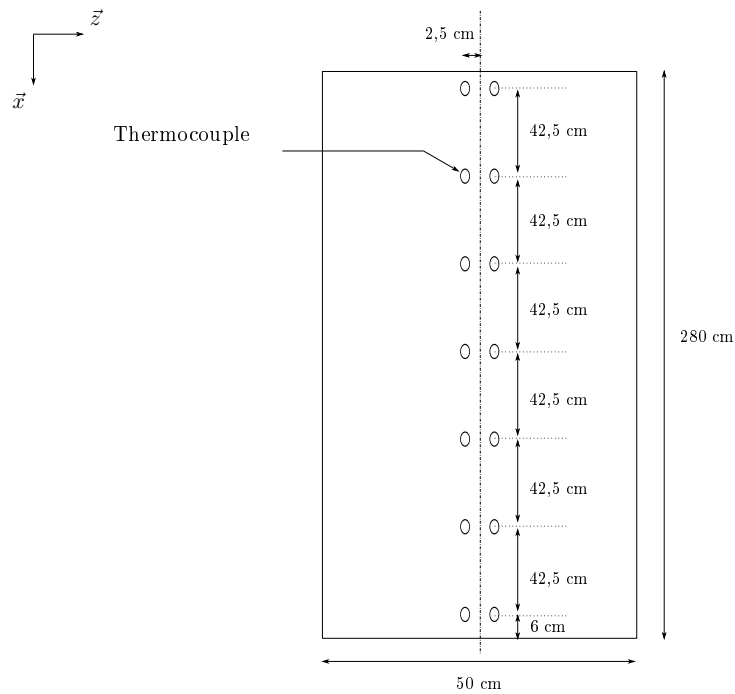


FIGURE B.2 – Schéma du positionnement de thermocouples sur la face non exposée de la plaque aluminium.

semble isolant-métal ait une résistance thermique comparable à celle du matériau composite. À cet effet nous avons opté pour de la laine de roche compressée utilisée normalement pour les isolations de cheminée.

B.3.4 Caractérisation des sondes de température

Bien qu'ayant été testés avant d'être apposés sur la paroi, l'un des thermocouples donne des valeurs de température aberrantes. Il est situé au milieu de la paroi, du côté droit de la paroi.

Il est fort probable que lors de l'étape d'isolation, les efforts subis par le thermocouple ont été suffisants pour l'endommager. Les résultats donnés par ce thermocouple ne seront pas pris en considération par la suite.

Annexe C

Complément sur le modèle numérique

C.1 Schéma de discrétisation du modèle numérique

Schémas centrés

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_y = \frac{T(y+dy) - T(y-dy)}{2dy} \quad (\text{C.1})$$

et

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right|_y = \frac{T(y+dy) + T(y-dy) - 2T(y)}{dy^2} \quad (\text{C.2})$$

Schémas décentrés

Dérivée première décentrée d'ordre 2 À l'aide de développements en série de Taylor, on obtient les schémas décentrés suivants :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{i+} = \frac{-3T(y) + 4T(y+dy) - T(y+2dy)}{2dy} \quad (\text{C.3})$$

et

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{i-} = \frac{3T(y) - 4T(y-dy) + T(y-2dy)}{2dy} \quad (\text{C.4})$$

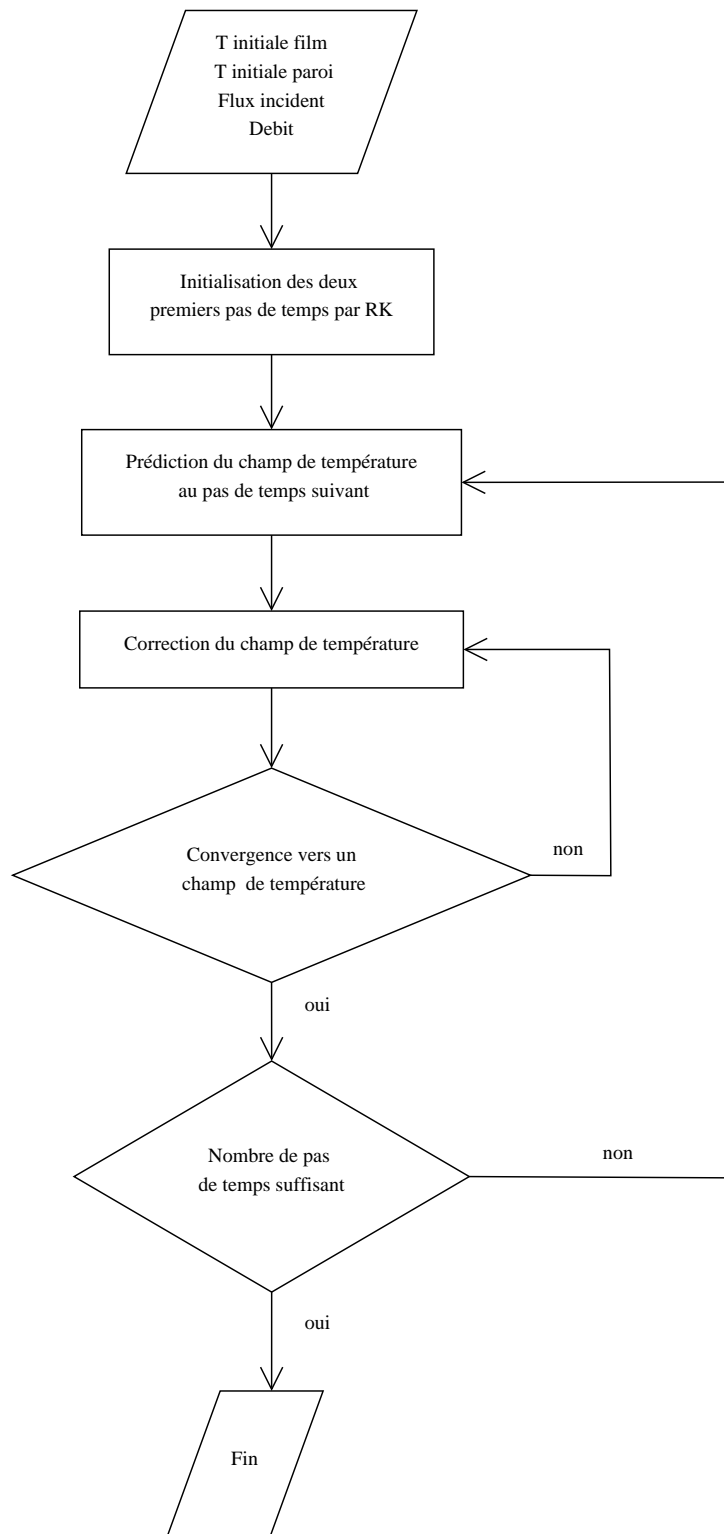
Dérivée seconde décentrée d'ordre 2 De même pour les dérivées secondes :

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right|_{i+} = \frac{-5T(y+dy) + 4T(y+2dy) - T(y+3dy) + 2T(y)}{dy^2} \quad (\text{C.5})$$

et :

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right|_{i-} = \frac{-5T(y-dy) + 4T(y-2dy) - T(y-3dy) + 2T(y)}{dy^2} \quad (\text{C.6})$$

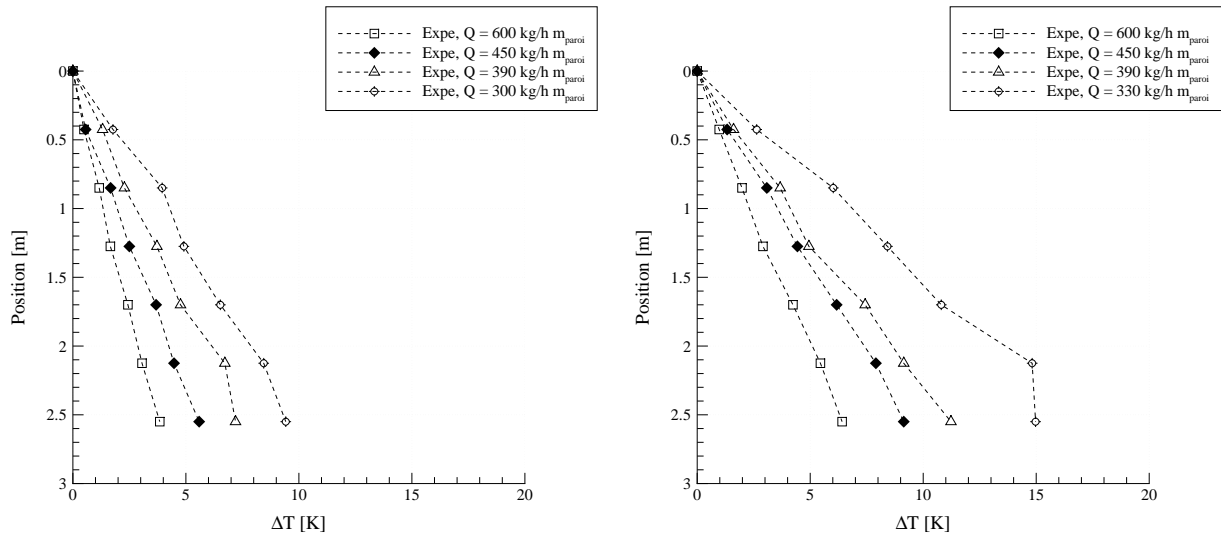
C.2 Algorithme du modèle numérique

FIGURE C.1 – *Algorithme utilisé dans le modèle numérique.*

Annexe D

Résultats expérimentaux complémentaires sur la paroi composite

D.1 Température en régime permanent



(a) Flux de densité moyenne $2,1 \text{ kW/m}^2$.

(b) Flux de densité moyenne $3,4 \text{ kW/m}^2$.

FIGURE D.1 – Profils de température en régime permanent de la paroi composite, pour différentes densités de flux et différents débits, en fonction de la hauteur.

D.2 Temps caractéristique

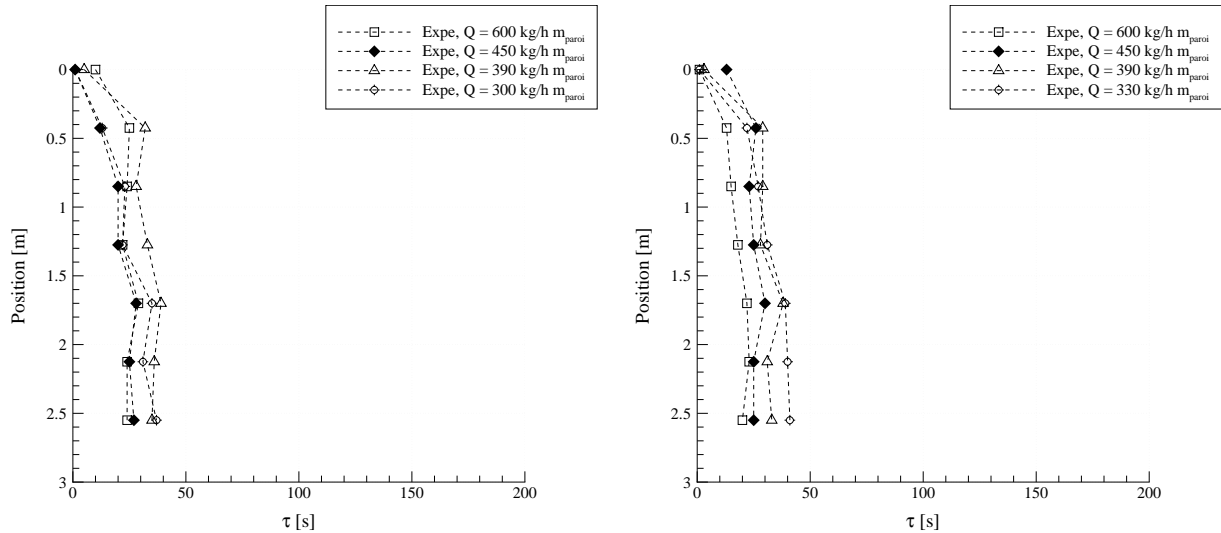


FIGURE D.2 – Variation en fonction de la hauteur de la constante de temps de la paroi, pour différentes densités de flux et différents débits.

Annexe E

Expériences préliminaires sur la paroi aluminium

Les essais sur la paroi aluminium, en préalable à ceux effectués sur la paroi composite, permettent une observation de la physique sur un cas légèrement simplifié. En effet les propriétés des matériaux y sont relativement homogènes et isotropes, ce qui est un atout non négligeable dans l'interprétation des résultats, mais aussi dans un souci de validation du modèle numérique.

E.1 Expériences sans film d'eau

Afin de caractériser le comportement de la paroi lorsque celle-ci n'est pas protégée, nous présentons figure E.1 les profils de température en régime permanent pour différentes densités de flux en fonction de la hauteur.

On remarque logiquement une nette augmentation de la température à mesure que le flux prend de l'importance. Pour les flux les plus faibles (1 et 2,1 kW/m²), le profil de température est quasi-constant dans la portion centrale de la paroi (entre 0,43 et 2,1 m). On en déduit que la forte conductivité de l'aluminium favorise l'harmonisation du profil de température en dépit de l'inhomogénéité de la source de flux. Sous l'effet de l'augmentation de la source de rayonnement, on note que le profil de température tend à être de plus en plus bombé vers la droite, révélant ainsi l'importance croissante du facteur de forme sur les températures atteintes.

Un autre moyen de caractériser le comportement de la paroi est le temps caractéristique défini au chapitre 4. Il va définir la réponse temporelle du système. Sur la figure E.2, nous présentons les profils de temps caractéristiques de la paroi pour différentes densités de flux. On note une certaine variabilité en fonction de la hauteur et de la source de rayonnement (compris en moyenne entre 1200 et 2000 s), les flux plus importants amenant les temps les plus courts.

Le résultat concernant le flux de densité 1 kW/m² se distingue cependant des autres par une variation plus marquée en fonction de la hauteur et un temps caractéristique nettement plus important.

Il se pourrait que ce résultat soit encore la conséquence de l'effet *cheminée* (Cf. chapitre 6).

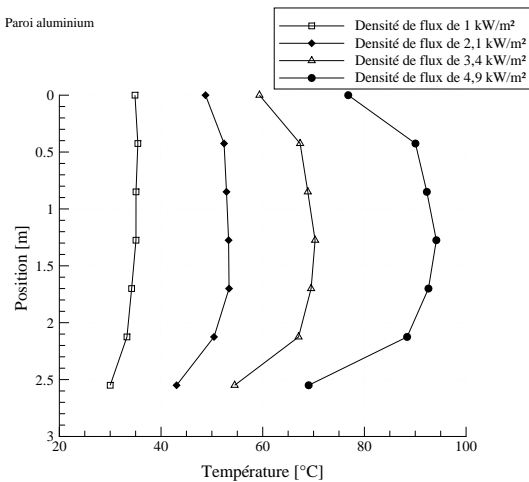


FIGURE E.1 – Profils de température en régime permanent de la paroi aluminium soumise sans protection à différentes densités de flux radiatifs.

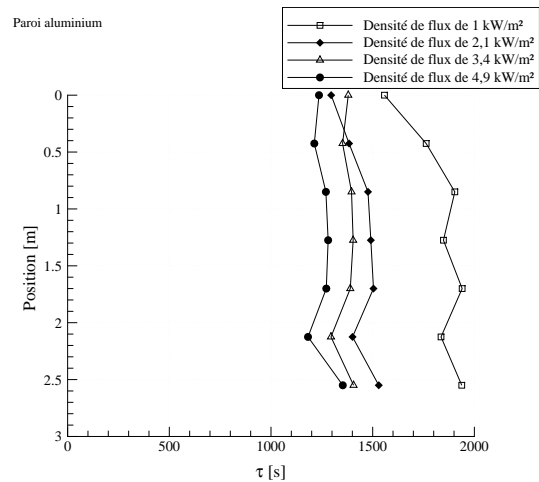


FIGURE E.2 – Profils du temps caractéristique de la paroi aluminium soumise sans protection à différentes densités de flux radiatifs.

Cette hypothèse expliquerait aussi pourquoi on observe (figure E.1) des températures légèrement plus importantes en haut de la paroi qu'en bas, alors qu'au vu des profils de densité de flux, la tendance devrait plutôt être inverse. Aussi elle éclaircirait dans ce cas la tendance du temps caractéristique à diminuer en haut de la paroi (source de chaleur supplémentaire liée à la convection) et à augmenter en bas (refroidissement lié à l'apport d'air frais), visible notamment pour la densité de flux les plus faibles. Concernant les densités de flux plus importantes, il se peut que désormais l'apport de chaleur lié à la convection tende à devenir négligeable devant le rayonnement et amoindrisse ce phénomène.

À présent que le comportement de la paroi aluminium sans protection est connu pour différents flux, nous allons nous intéresser à ce qu'il advient lorsque la paroi est protégée par un film d'eau ruisselant.

E.2 Expériences avec film d'eau pré-établi

E.2.1 Influence de la hauteur

Sur la température

Comme décrit dans le chapitre 4, les courbes sont toutes réunies en un point initial afin de faciliter la comparaison. La référence de température est donnée par le thermocouple le plus haut de la paroi.

Le tableau E.1, fourni à titre indicatif, permet de retrouver les valeurs de température mesurées par une simple addition de la température du premier thermocouple (T_{ref}) aux valeurs de ΔT . Les valeurs présentées dans le tableau sont les températures moyennes mesurées en régime établi.

	Densités de flux [kW/m ²]												
	1			2,1			3,4			4,9			
Q [kg/h m _{paroi}]	600	300	120	600	300	120	600	330	120	600	450	330	120
T _{alim} [°C]	25,2	26,5	24,4	25,2	26,2	27,5	25,2	26,2	27,5	24,5	25,8	26,1	26,6
T _{ref} [°C]	23,8	25	22,6	23,9	24,8	26,15	24	25	25,3	23,8	25	25,3	26,3

TABLE E.1 – Température initiale de l'eau et du thermocouple de référence pour chaque expérience sur la paroi aluminium.

Note : on remarque un phénomène assez étonnant : la température atteinte par le premier thermocouple de la paroi est systématiquement plus faible que la température de l'eau mesurée dans le réservoir. La différence pouvant atteindre 2 degrés. Or la paroi est soumise au flux rayonnant et à la convection du film, on pourrait donc imaginer que la température en régime permanent atteinte par le premier thermocouple soit supérieure à celle de l'eau du réservoir. Cette observation pourrait résulter du fait que lors de la pulvérisation de l'eau sous forme de spray, celle-ci se refroidit de quelques degrés par convection avec l'air ambiant.

Sur les figures E.3a, E.3b, E.3c et E.3d nous présentons la température en régime permanent mesurée par les thermocouples de surface en fonction de la hauteur.

Pour chaque figure le flux est fixé et le débit variable. Les symboles liés par des tirets (- -) représentent les mesures effectuées à 2,5 cm à gauche du centre de la paroi, les autres respectivement 2,5 cm à droite (voir chapitre B).

Premièrement, on note que le fait que les mesures soient effectuées à droite ou à gauche du centre de la paroi n'impacte que peu le résultat obtenu. Par la suite, afin d'alléger les graphiques, les résultats de mesure de température concernant la plaque aluminium seront uniquement ceux mesurés à gauche (côté où aucun thermocouple ne présente d'anomalie, voir chapitre B).

Dans l'ensemble on observe, à l'exception des débits de 120 kg/h m_{paroi}, que la température évolue de manière quasi-linéaire en fonction de la hauteur. Du fait de l'échelle des figures, ce comportement est d'autant plus visible que la variation de température est importante (i.e. pour les flux les plus importants). On peut attribuer cette augmentation de température au fait que le film d'eau va absorber, tout au long de son exposition au flux radiatif, une grande partie du rayonnement (principalement dans l'IR) puis le transmettre à la paroi par convection. L'eau arrivant au bas de la paroi ayant été exposée au rayonnement pendant plus longtemps, sa température est plus importante qu'en haut de la paroi, d'où une paroi plus chaude.

Les débits de 120 kg/h m_{paroi} qui ont été exclus de l'analyse ci-dessus présentent aussi un profil de température linéaire en fonction de la hauteur, mais celui-ci tend à dévier lorsque la mesure est réalisée proche du bas de la paroi (vers 2,55 m). Cette déviation est visible pour les flux les plus importants (figures E.3c et E.3d). On remarque en effet que dans ces cas, entre les mesures à $x = 2,12$ m et $x = 2,55$ m, la température semble suivre une augmentation plus faible qu'entre les thermocouples précédents.

Ce comportement singulier par rapport aux autres résultats est très sûrement attribuable à l'apparition d'un phénomène d'évaporation significatif. Nous avons effectivement vu durant

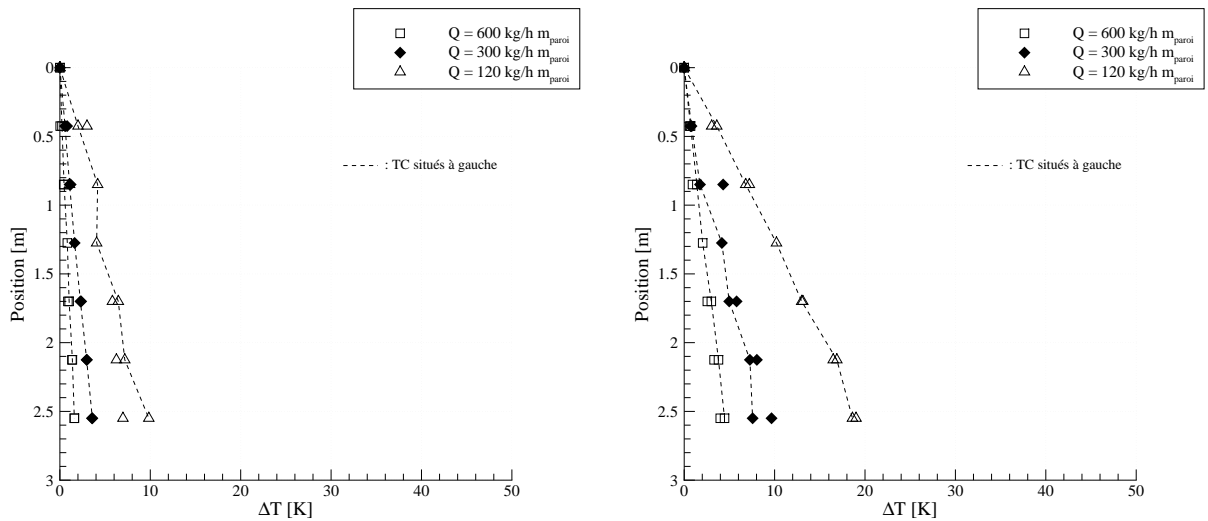
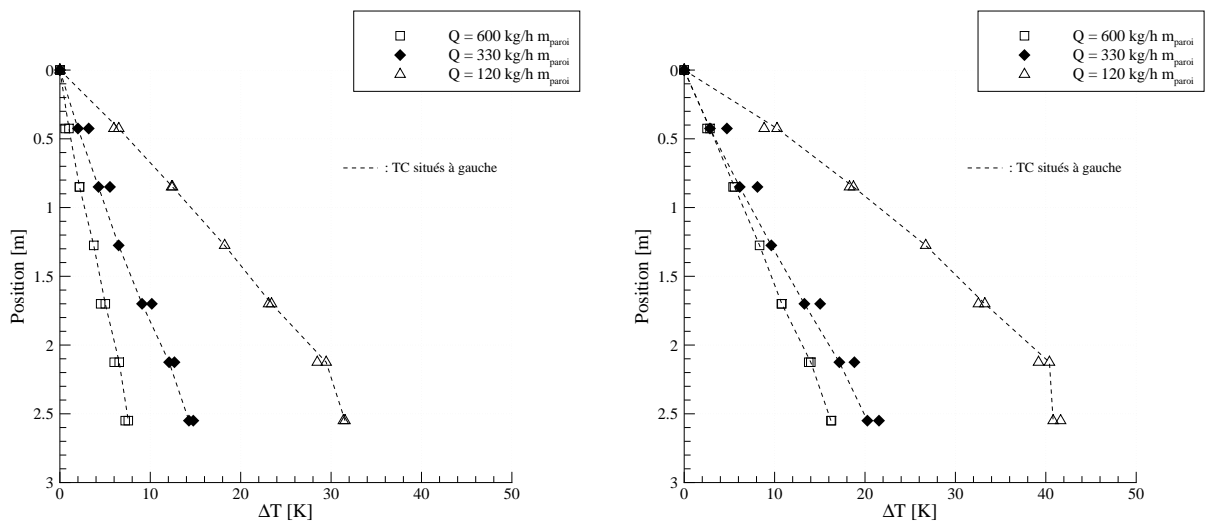
(a) Flux de densité moyenne 1 kW/m^2 .(b) Flux de densité moyenne $2,1 \text{ kW/m}^2$.(c) Flux de densité moyenne $3,4 \text{ kW/m}^2$.(d) Flux de densité moyenne $4,9 \text{ kW/m}^2$.

FIGURE E.3 – Profils de température en régime permanent de la paroi aluminium, pour différentes densités de flux et différents débits, en fonction de la hauteur.

ces expériences un dégagement de vapeur au bas de la paroi qui n'était pas observé durant les autres essais. Du fait de la grande valeur de la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($L_v = 2485 \text{ kJ/kg}$ à $20 \text{ }^\circ\text{C}$), le changement d'état de l'eau liquide à l'état vapeur peut avoir une importante conséquence en terme de dissipation de chaleur, même s'il implique une faible quantité de matière. L'attribution de ce phénomène à l'évaporation est d'autant plus confortée par l'ordre de grandeur des températures mesurées au bas de la paroi : $53,15^\circ\text{C}$ pour le flux de $3,4 \text{ kW/m}^2$ et $65,8^\circ\text{C}$ pour le flux de $4,9 \text{ kW/m}^2$.

Ce point est très intéressant car il induit que dans un premier temps la protection de la paroi est limitée par le fait que la puissance thermique accumulée par le film d'eau est ensuite en grande partie transmise à la paroi par convection. Cependant, une fois que le film a atteint une certaine température, le phénomène d'évaporation va permettre de dissiper une partie de la puissance et donc d'épargner la paroi. Bien évidemment à la limite, si la totalité du film est évaporée, la protection devient nulle en aval !

Sur le temps caractéristique τ

Un autre paramètre intéressant dans cette étude est le temps caractéristique de la paroi. Il définit un indicateur du temps que met la paroi à atteindre son régime thermique permanent. Comme nous l'avons vu auparavant cette grandeur peut aider à interpréter la physique du phénomène.

Sur les figures E.4a, E.4b, E.4c et E.4d, nous représentons la valeur du temps caractéristique en fonction de la hauteur pour différentes densités de flux et différents débits. Les résultats sont présentés de la même manière que précédemment : pour chaque figure le flux est fixé et le débit variable. Les symboles liés par des tirets (- - -) représentent les mesures effectuées à $2,5 \text{ cm}$ à gauche du centre de la paroi, les autres respectivement $2,5 \text{ cm}$ à droite.

On note tout d'abord que les valeurs données par les thermocouples du haut de la paroi sont assez disparates. Pour une même expérience, les résultats obtenus par les thermocouples de part et d'autre du centre sont parfois très différents. Prenons à titre d'exemple le débit de 120 kg/h m_{paroi} présenté sur la figure E.4a. Le thermocouple de droite donne un temps caractéristique de l'ordre de 25 s , alors que celui de gauche est proche de 60 s . Comme expliqué au chapitre 6, ceci n'a probablement pas de cause physique ; les résultats sont présentés à titre indicatifs, mais seront exclus de l'analyse.

Les thermocouples situés à gauche et à droite du centre donnent des résultats qui sont parfois ponctuellement assez différents (voir encore le débit de 120 kg/h m_{paroi} sur la figure E.4a), mais dans l'ensemble ils gravitent autour de valeurs sensiblement identiques.

Ensuite, on remarque que les tendances des temps caractéristiques peuvent être divisées en deux comportements principaux. Pour les faibles débits (ici, 120 kg/h m_{paroi}), le temps augmente à mesure que la hauteur diminue et atteint des valeurs de l'ordre de la centaine de secondes. Tandis que pour les débits plus importants, il avoisine une valeur comprise entre 25 et 50 secondes et dépend beaucoup moins de la hauteur.

Encore une fois il semblerait que le système se comporte de manière indépendante de la paroi

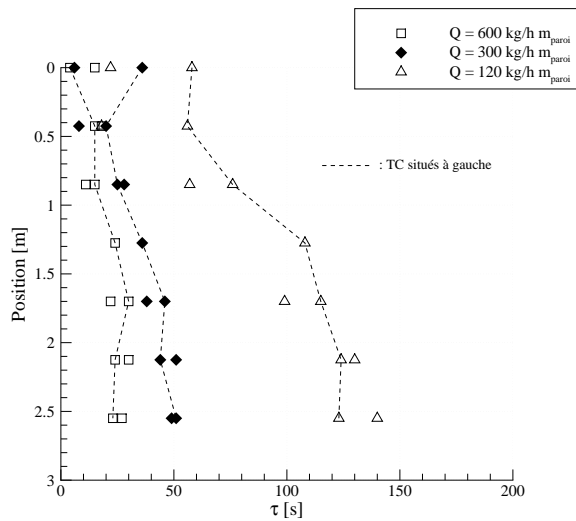
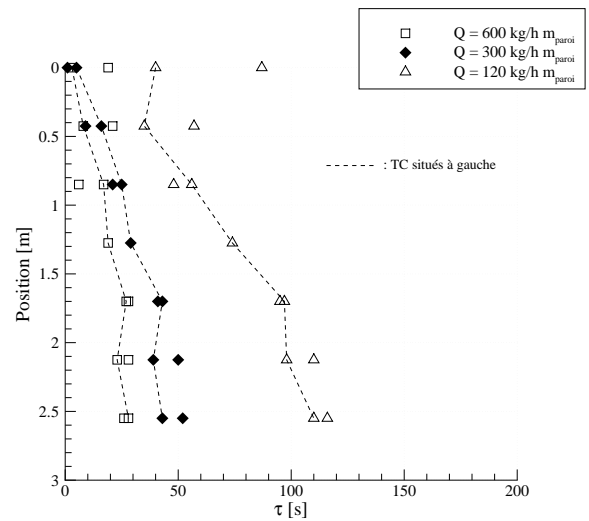
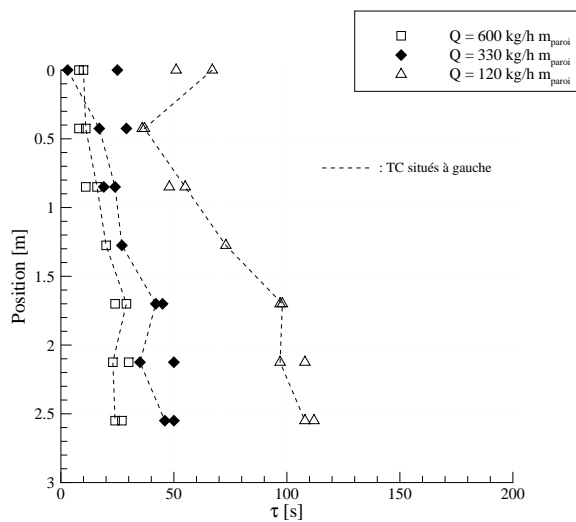
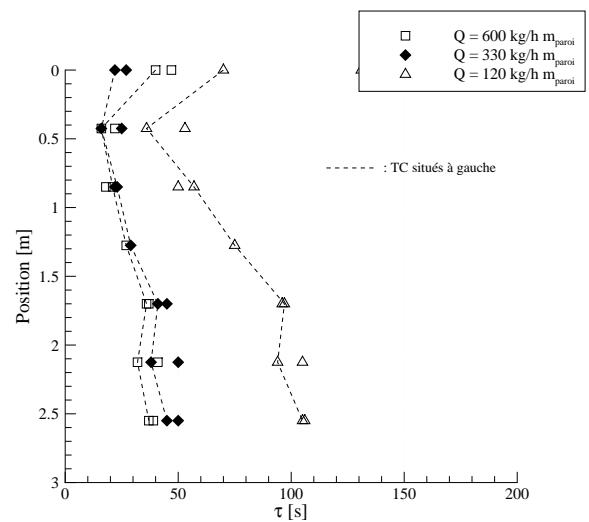
(a) Flux de densité moyenne 1 kW/m^2 .(b) Flux de densité moyenne $2,1 \text{ kW/m}^2$.(c) Flux de densité moyenne $3,4 \text{ kW/m}^2$.(d) Flux de densité moyenne $4,9 \text{ kW/m}^2$.

FIGURE E.4 – Variation en fonction de la hauteur du temps caractéristique de la paroi, pour différentes densités de flux et différents débits.

sur laquelle le film ruisselle à mesure que le débit augmente.

E.2.2 Influence du débit

Afin de poursuivre notre analyse, nous proposons sur la figure E.5 une autre manière de représenter une partie de ces mêmes résultats. Nous isolons cette fois-ci la température au bas de la paroi ($x = 2,55$ m) que nous présentons en fonction du débit pour différents flux. En parallèle, nous traitons le cas de la puissance thermique accumulée par le film, dans la mesure où sa valeur est directement liée à la température de la paroi.

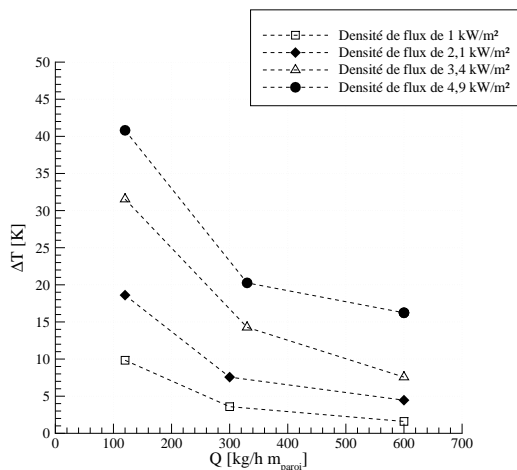


FIGURE E.5 – Variation en fonction du débit de la température atteinte au bas de la paroi ($x = 2,55$ m) en régime permanent pour différents flux.

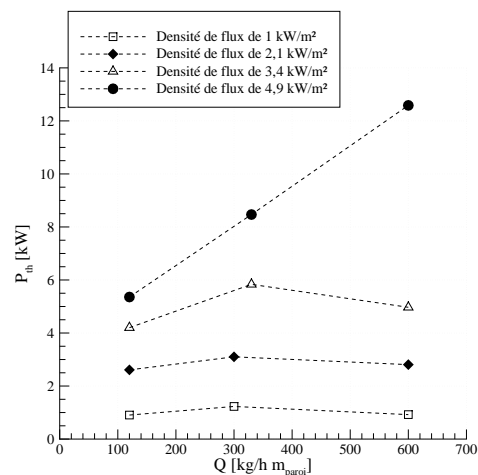


FIGURE E.6 – Variation de la puissance thermique accumulée par le film soumis aux différents flux en fonction du débit.

On observe pour les flux les plus faibles un comportement de type hyperboloïde de la température en fonction du débit. L'augmentation de ce dernier permet donc de faire diminuer rapidement la température de la paroi dans des gammes de faibles débits, cependant le comportement asymptotique horizontal amène à des variations moindres lorsque le débit est important.

Pour le flux de $4,9$ kW/m², la diminution de température semble rapide dans un premier temps puis beaucoup moins importante que dans le cas des autres flux.

Note : les résultats concernant le débit de 120 kg/h m_{paroi} pour les flux de densité $3,4$ et $4,9$ kW/m² incluent l'effet de l'évaporation sur la température de la paroi. Ce qui, comme nous l'avons vu précédemment, tend à diminuer la valeur de la température.

La figure E.6 représente l'évolution de la puissance thermique accumulée par le film d'eau en fonction du débit et ce pour différents flux dans les expériences correspondantes.

La puissance accumulée par le film semble adopter un comportement en fonction du débit assez différent suivant la valeur du flux radiatif imposé. Aux faibles flux (densité entre 1 et $3,4$ kW/m²), on observe que le maximum de puissance accumulée se situe probablement dans la

plage centrale de débit. Aux débits les plus faibles, on observe le minimum de puissance tandis que pour les débits les plus importants, on mesure une puissance intermédiaire. Parallèlement, pour le flux de densité $4,9 \text{ kW/m}^2$, la puissance semble croître linéairement en fonction du débit.

La croissance linéaire de la puissance peut s'expliquer par le fait que pour ce flux, la température des résistances amène la distribution spectrale à des longueurs d'onde plus proches du visible et donc moins bien absorbées par le film d'eau. Ensuite à mesure que le débit augmente le film absorbe une plus grande quantité de rayonnement.

Pour les flux les plus faibles, on observe aussi ce type de comportement (une croissance de la puissance accumulée par le film) puis il semble que la puissance tende à diminuer. Ce pourrait être là l'effet de l'augmentation des transferts ayant lieu à l'interface du film par convection.

E.2.3 Influence du flux

Présentons à nouveau nos résultats de manière différente (figure E.7) afin de mettre en évidence l'influence du flux sur la température atteinte par la paroi. De manière similaire à la sous-section précédente, la puissance thermique accumulée par le film est présentée en parallèle (voir figure E.8).

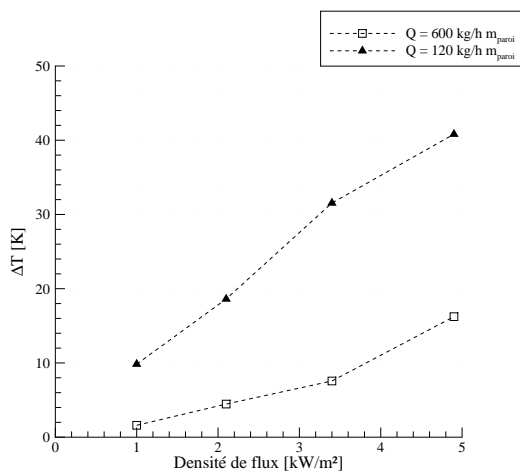


FIGURE E.7 – Évolution de la température au bas de la paroi ($x = 2,55 \text{ m}$) en fonction de la densité de flux imposées pour différents débits.

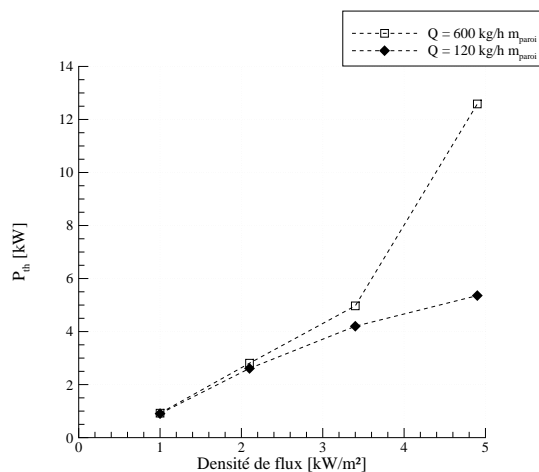


FIGURE E.8 – Variation de la puissance thermique accumulée par le film en fonction de la densité de flux pour différents débits.

On observe pour le débit de $600 \text{ kg/h m}_{\text{paroi}}$ que la température atteinte par la paroi augmente avec la valeur du flux radiatif. Pour les trois premiers flux ($1, 2,1$ et $3,4 \text{ kW/m}^2$) la tendance est quasi-linéaire, puis pour le flux de $4,9 \text{ kW/m}^2$, la température augmente de manière plus importante.

Dans le cas du débit de $120 \text{ kg/h m}_{\text{paroi}}$, le comportement est inverse. Au lieu d'augmenter pour le flux le plus important, la température a plutôt tendance à diminuer. Ce constat est toujours à mettre en regard du phénomène d'évaporation qui dans ce cas va amener la tempéra-

ture du film à diminuer fortement et donc réduire l'apport de chaleur à la paroi par convection. Même si, comme pour le cas précédent, la paroi reçoit plus de rayonnement, l'évaporation du film permet de compenser l'augmentation de température.

Sur la figure E.8, nous représentons cette fois-ci les résultats en fonction de la densité de flux. On observe tout d'abord que la puissance accumulée par le film est une fonction croissante du rayonnement incident. L'allure de la fonction dépend assez peu du débit à faible densité de flux. Le résultat opposé est observé à densité de flux plus importante, où le débit le plus faible amène une puissance accumulée beaucoup plus faible que le débit le plus important.

Au vu de ces résultats, les mesures de puissance semblent encore une fois corroborer l'importance du phénomène d'évaporation lorsque de faibles débits sont utilisés pour des expositions à de forts flux.

En effet la dissipation de chaleur sous forme de vaporisation de l'eau expliquerait bien pourquoi la puissance accumulée par le film de débit 120 kg/h m_{paroi} tend à diminuer en fonction du flux radiatif, alors que la tendance générale est plutôt à l'augmentation.

E.3 Conclusion sur la protection de parois

Dans l'objectif de quantifier la protection apportée par le film d'eau, nous introduisons le paramètre χ_{paroi} . Il est défini (voir équation E.1) comme la différence de température entre la paroi avec et sans film d'eau, le tout rapporté à la température de la paroi sans film d'eau.

Soit :

$$\chi_{\text{paroi}} = \frac{T_{RP}(\Phi, Q = 0) - T_{RP}(\Phi, Q)}{T_{RP}(\Phi, Q = 0)} \quad (\text{E.1})$$

On a alors $\chi = 0$ si la température de la paroi avec film est égale à celle sans film, ce qui relèverait d'une protection nulle. $\chi < 0$ si le film amène une température plus élevée que la paroi nue, et enfin $\chi \rightsquigarrow 1$ si le film amène un échauffement de la paroi quasi nul.

On présente sur la figure E.9, la variation de χ en fonction de la hauteur pour différents flux et différents débits.

On peut noter que pour des débits du même ordre, la protection obtenue à différents flux tend vers une valeur relativement homogène. Ceci tendrait à montrer l'indépendance de la protection apportée par le film de la source de chaleur en question. La protection obtenue pour le flux de 1 kW/m² apparaît, malgré tout, souvent comme étant la plus importante probablement en conséquence de la meilleure absorption du rayonnement par le film (distribution spectrale plus orientée vers l'IR).

Pour les faibles débits la protection de la paroi diminue très rapidement en fonction de la hauteur tandis que pour les débits plus importants elle diminue plus faiblement. Pour le débit de 120 kg/h m_{paroi} on observe même en $x = 2,55$ m des valeurs négatives de χ , ce qui signifie que le bas de la paroi atteint des températures plus importantes avec le film d'eau que sans. Ce résultat peut s'expliquer par l'importante réflectivité de l'aluminium. En l'absence de film il va donc réfléchir une grande partie du rayonnement, tandis que le film va lui absorber de manière non négligeable le rayonnement et le transmettre à la paroi par convection, amenant ainsi des

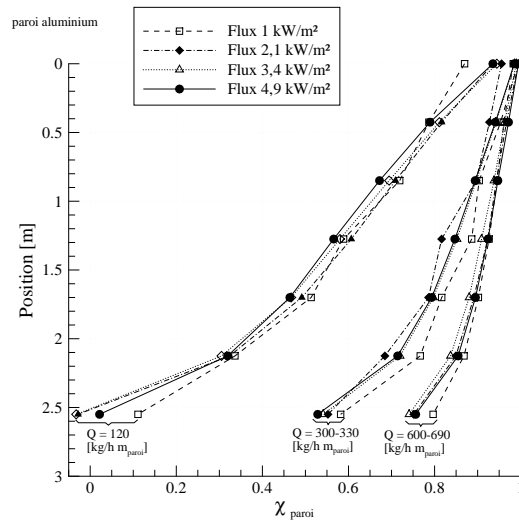


FIGURE E.9 – Protection de la paroi aluminium par le film d'eau en fonction de la hauteur.

températures plus élevées. Ce phénomène ne s'observe plus à débit plus important car l'ordre de grandeur du débit permet d'obtenir des variations de températures plus faibles.

Annexe F

Comparaison du modèle numérique avec les résultats expérimentaux

F.1 Comparaison des températures mesurées et prédites pour la paroi aluminium en régime permanent

En vue toujours de comparer le modèle numérique avec les résultats obtenus expérimentalement, nous avons effectué des calculs concernant la paroi aluminium en réutilisant les valeurs des coefficient h_i obtenues par la loi puissance.

Concernant les profils de température en régime permanent, nous obtenons les résultats présentés sur les figures F.1a, F.1b, F.1c et F.1d.

On remarque globalement une bonne corrélation des résultats numériques avec ceux issus de l'expérience. Les différences notables sont remarquables pour le débit le plus faible : 120 kg/h m_{paroi} . En effet, le modèle numérique tend à sur-estimer la température atteinte par la paroi, principalement en bas.

Ce constat est attribuable à plusieurs phénomènes. D'une part l'hypothèse qui a été faite d'un coefficient de transfert de chaleur constant tout au long de la paroi, pourrait expliquer que l'écart entre les résultats numériques et expérimentaux tende à augmenter à mesure que l'on s'approche du bas de la paroi. En réalité le coefficient h_i dépend de la hauteur et est maximal au bas de la paroi. L'ordre de grandeur des gradients de température atteints pour ce débit pourrait alors rendre cette dépendance plus flagrante. D'autre part, dans les cas des flux les plus importants, nous avons vu dans le chapitre 6 que pour cette valeur de débit, l'évaporation devenait significative. Cela expliquerait aussi pourquoi en haut de la paroi les résultats sont en bon accord, puis passée une certaine hauteur, le modèle tend à sur-estimer la température de la paroi.

Concernant les débits les plus importants, on note un bon accord des températures prédites par le modèle. Seul le cas du débit de 690 kg/h m_{paroi} sur la figure F.1d diffère de manière relativement importante.

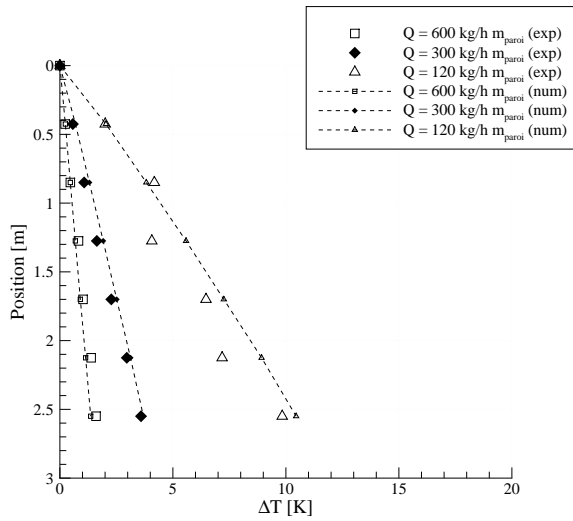
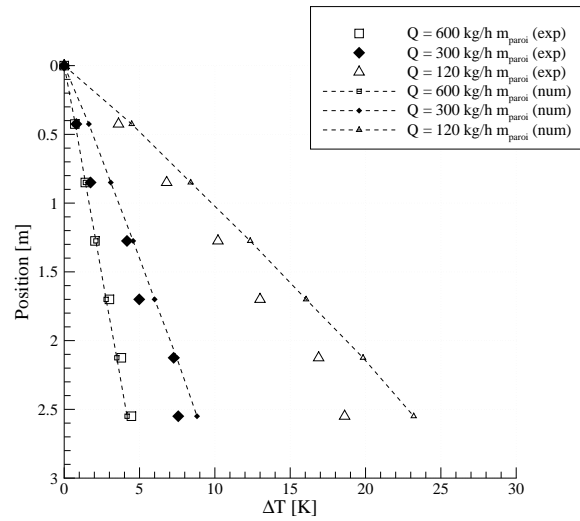
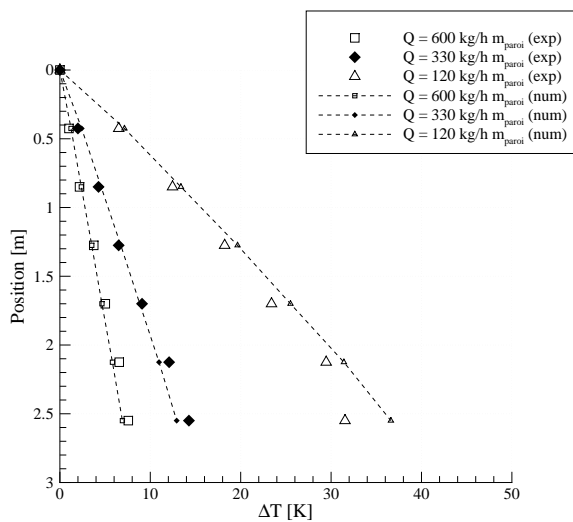
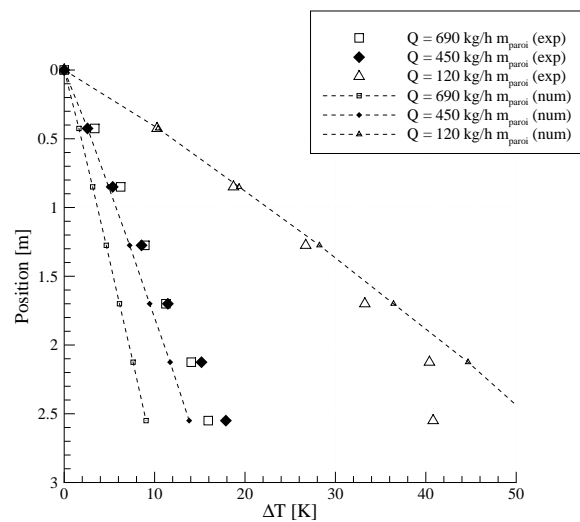
(a) Flux de densité moyenne 1 kW/m^2 .(b) Flux de densité moyenne $2,1 \text{ kW/m}^2$.(c) Flux de densité moyenne $3,4 \text{ kW/m}^2$.(d) Flux de densité moyenne $4,9 \text{ kW/m}^2$.

FIGURE F.1 – Comparaison des températures en régime permanent obtenues par le calcul numérique et l'expérience dans le cas de la paroi aluminium et du coefficient h_i obtenu par la corrélation.

F.2 Comparaison des temps caractéristiques mesurés et prédits pour la paroi aluminium

Ensuite sur les figures F.2a, F.2b, F.2c et F.2d, on représente la comparaison des temps caractéristiques obtenus par le modèle et par la phase expérimentale.

Dans l'ensemble, les temps caractéristiques obtenus via le modèle donnent des résultats très proches de ceux observés expérimentalement.

Pour le débit de 120 kg/h m_{paroi} , on note pour le flux de densité 1 kW/m², une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux. L'évolution en fonction de la hauteur ainsi que les ordres de grandeur sont cohérents. Cependant à mesure que l'on s'approche du bas de la paroi, le modèle tend à sur-prédire le temps caractéristique (passé $x = 1,7$ m). Pour ce même débit et d'autres densités de flux le temps caractéristique est systématiquement sur-prédit.

Ces différences peuvent s'expliquer encore une fois par les phénomènes interfaciaux tels que l'évaporation et la convection. On remarque que numériquement, le temps caractéristique est assez peu influencé par la valeur du flux.

Concernant les autres débits les valeurs prédites sont très bonnes concernant le haut de la paroi et tendent à être sur-prédite passé $x = 1,7$ m. Là encore les phénomènes interfaciaux peuvent aussi être mis en cause.

En ce qui concerne les propriétés des matériaux, l'incertitude est désormais beaucoup moins grande que dans le cas de la paroi composite. De même, l'état de surface de la paroi aluminium étant largement plus lisse que celui de la paroi composite, l'écoulement y est beaucoup plus régulier et lisse¹. Ces constats sont sûrement à l'origine de la meilleure corrélation de nos résultats.

F.3 Comparaison des puissances thermiques accumulées par le film mesurées et prédites pour la paroi aluminium

Sur la figure F.3, nous présentons les résultats issus de la simulation en parallèle de ceux issus de l'expérience. Les symboles liés par des tirets (- -) correspondent aux calculs numériques.

On observe différents comportements. D'abord à faible débit : 120 kg/h m_{paroi} , on remarque que le modèle sur-prédit la puissance thermique accumulée par le film d'eau. Cette tendance augmente d'ailleurs à mesure que le flux croît. Ce comportement est à mettre en rapport avec les phénomènes d'évaporation et de convection discutés dans la section F.1. Ils vont en effet augmenter les transferts thermiques à l'interface du film et donc en réduire la puissance accumulée et ce de manière croissante avec le flux radiatif incident.

Ensuite, concernant les débits compris entre 300 et 600 kg/h m_{paroi} , on note une très bonne corrélation entre les résultats pour les flux allant de 1 à 3,4 kW/m². Dénnotant une bonne reproduction de la physique dans cette gamme de paramètres. Puis, finalement pour le flux de 4,9 kW/m², on note une large sous-prédiction de la puissance accumulée par le film.

1. Des vaguelettes sont tout de même observées, mais en moins grande quantité.

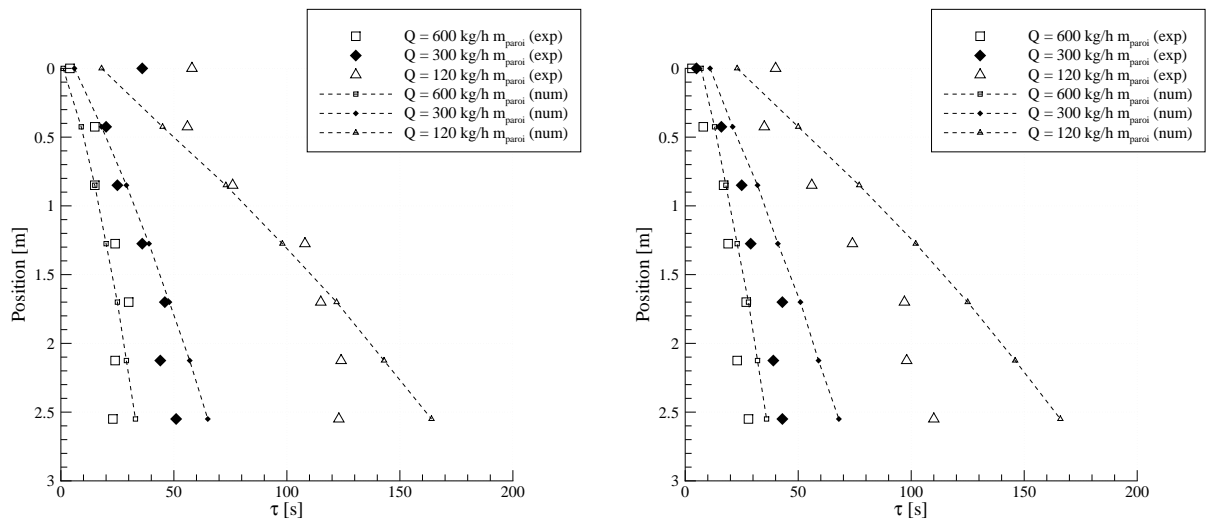
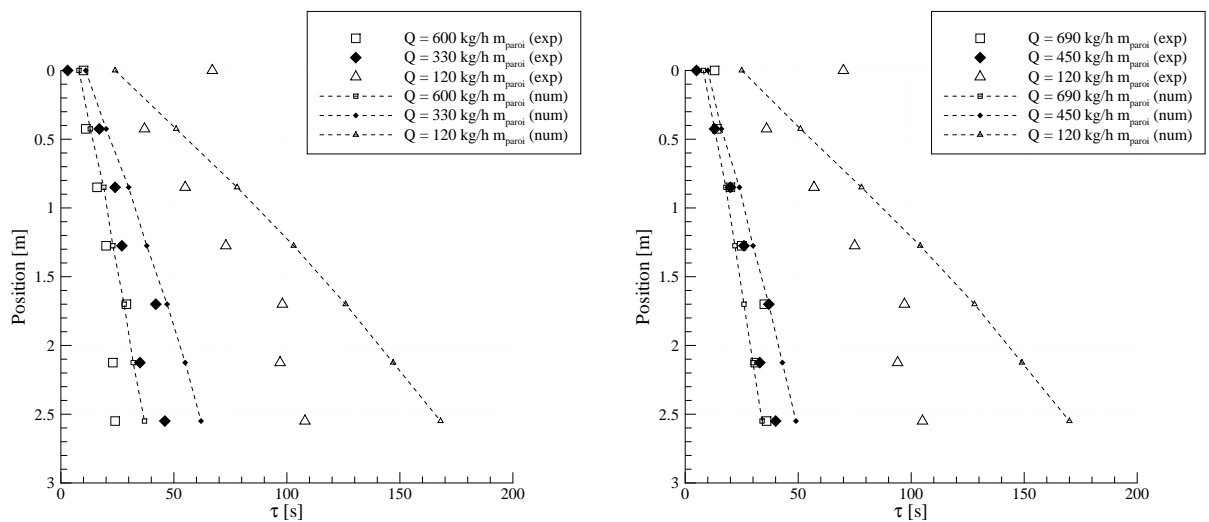
(a) Flux de densité moyenne 1 kW/m^2 .(b) Flux de densité moyenne $2,1 \text{ kW/m}^2$.(c) Flux de densité moyenne $3,4 \text{ kW/m}^2$.(d) Flux de densité moyenne $4,9 \text{ kW/m}^2$.

FIGURE F.2 – Comparaison des temps caractéristiques obtenus par le calcul numérique et l'expérience dans le cas de la paroi aluminium et du coefficient h_i obtenu par la corrélation.

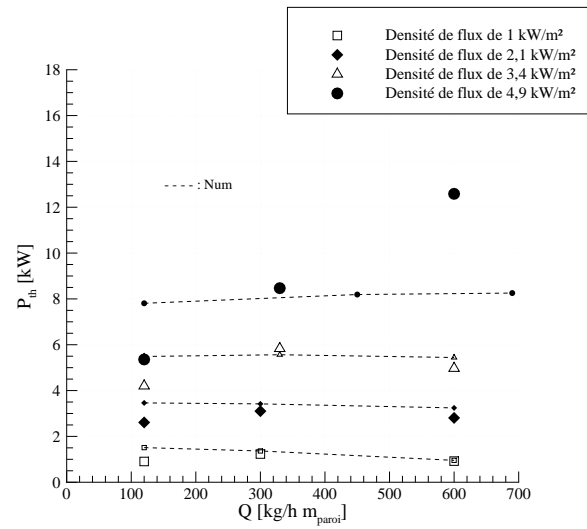


FIGURE F.3 – Comparaison des puissances thermiques accumulées par l'eau obtenues par le calcul numérique et l'expérience dans le cas de la paroi aluminium et du coefficient h_i obtenu par la corrélation.

Table des figures

1.1	Photo en coupe du matériau composite.	2
1.2	Visualisation au MEB de la structure microscopique du balsa (coupe longitudinale).	3
1.3	Résultats expérimentaux obtenus par Lev et Strachan (1989) dans le cas du film d'eau - les croix représentent les résultats expérimentaux et les traits pleins les résultats numériques.	8
2.1	Schéma représentant les différentes allures de l'interface du film.	13
2.2	Représentation schématique de la configuration considérée pour la théorie de Nusselt.	14
2.3	Courbe d'absorptivité de l'eau en fonction de la longueur d'onde (Dia, 1991).	19
2.4	Schéma explicatif de la convection ou <i>effet</i> Marangoni	21
2.5	Schéma représentatif de la situation considérée dans le traitement par la théorie cinétique des gaz parfaits de l'évaporation.	22
2.6	Représentation schématique des différents phénomènes physiques mis en jeu dans la protection de paroi par film d'eau ruisselant soumis à une source de rayonnement.	24
3.1	Représentation schématique de la configuration considérée pour l'analyse dimensionnelle.	26
3.2	Représentation schématique de la configuration considérée pour l'étude semi-analytique de la couche limite thermique.	27
3.3	Représentation des valeurs des constantes X_n et C_n	32
3.4	Influence du nombre de mode considérés dans la solution semi-analytique par rapport à la solution numérique pour 3 abscisses différentes ($x_* = 0,002$, $x_* = 0,02$ et $x_* = 0,2$).	34
3.5	Allure de la couche limite thermique δ_{th} obtenue par la solution semi-analytique (20 modes) par rapport à la solution numérique.	35
3.6	Comparaison de la densité de flux sans dimension échangée à la paroi obtenue avec la solution semi-analytique et le modèle numérique.	36
3.7	Comparaison des nombres de Nusselt pour différentes théories.	37
3.8	Exemple de l'interface en un point de l'espace en fonction du temps (description eulérienne) reconstruite suivant le modèle de Toglidis <i>et al.</i> (2004), pour $Re = 1000$	40

3.9	Représentation du maillage obtenu en se plaçant dans le système de coordonnées curvilignes.	42
3.10	Exemple de maillage à un instant donné.	45
3.11	Contour de température à un instant donné.	45
3.12	Représentation à divers instants de la densité de flux échangée à la paroi et de l'épaisseur du film.	46
3.13	Moyenne temporelle du flux échangé à la paroi en $x = 0,25$ m.	47
3.14	Valeurs moyennes temporelles de l'épaisseur du film et de la densité de flux échangée à la paroi d'un film ondulé.	47
3.15	Représentation de la moyenne temporelle des fluctuations locales.	48
3.16	Représentation de la moyenne temporelle des corrélations des fluctuations de hauteur et de flux à la paroi.	49
3.17	Représentation de l'influence d'une fluctuation de hauteur sur le flux échangé à la paroi.	49
4.1	Schéma général du banc d'essais.	52
4.2	Schéma d'une buse de type spray plat utilisée.	53
4.3	Photo de la rampe d'injection avec les buses.	53
4.4	Photo du banc d'essais.	55
4.5	Cartographie de la densité de flux à la paroi pour 50 % de la puissance électrique totale.	56
4.6	Densité de flux au centre de la paroi pour les puissances 25, 50, 75 et 100 %.	57
4.7	Isothermes de la loi de Planck pour les températures moyennes mesurées sur les résistances pour les 4 différents flux considérés.	58
4.8	Photo du matériau composite et d'un cylindre de balsa extrait d'un échantillon similaire.	60
4.9	Photo et schéma représentant le positionnement des thermocouples dans le composite.	61
4.10	Moyenne des températures pour chacun des thermocouples de chacun des bouchons à température ambiante.	61
4.11	Comparaison de l'évolution de la température au cours du temps selon les différentes sondes (relativement à la paroi chauffée).	62
4.12	Schéma de la répartition des sondes de température sur la paroi composite.	63
4.13	Schéma des étapes suivies lors des expériences.	64
4.14	Application d'un filtre de type Butterworth sur les résultats expérimentaux.	66
4.15	Détermination du temps caractéristique du système.	66
4.16	Exemple de comparaison.	68
5.1	Représentation schématique des configurations modélisées : traits pleins, paroi non protégée ; traits pleins et discontinus paroi protégée, par film d'eau.	70
5.2	Schéma du film et de son profil de vitesse dans les hypothèses de Nusselt.	72

5.3	Évolution de l'épaisseur du film en fonction du débit selon la théorie de Nusselt dans le cas de l'eau.	73
5.4	Représentation des flux radiatifs locaux dans le film.	74
6.1	Profil de température de la paroi en régime permanent soumise au flux de densité moyenne 1 kW/m^2 en fonction de la hauteur.	82
6.2	Schématisation des phénomènes probables liés à la convection naturelle.	83
6.3	Profil de temps caractéristique de la paroi soumise au flux de densité moyenne 1 kW/m^2 en fonction de la hauteur.	83
6.4	Schéma visuel de l'assèchement de la paroi pour un débit de $120 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$ et le flux de densité moyenne 1 kW/m^2	85
6.5	Débits critiques obtenus en fonction de la densité de flux.	86
6.6	Profils de température en régime permanent de la paroi composite, pour différentes densités de flux et différents débits, en fonction de la hauteur.	87
6.7	Variation en fonction de la hauteur du temps caractéristique de la paroi, pour différentes densités de flux et différents débits.	88
6.8	Influence du débit pour différents flux.	89
6.9	Influence du flux pour un débit de $600 \text{ kg/h } m_{\text{paroi}}$	91
6.10	Évolution de la température du matériau au cours du temps à la hauteur $x = 1,27 \text{ m}$ pour le flux de densité moyenne de $2,1 \text{ kW/m}^2$	93
6.11	Profils de température du matériau à différents instants à la hauteur $x = 1,27 \text{ m}$ pour le flux de densité moyenne de $2,1 \text{ kW/m}^2$	93
6.12	Évolution de la température du matériau au cours du temps à la hauteur $x = 1,27 \text{ m}$ pour le flux de densité moyenne de $3,4 \text{ kW/m}^2$	94
6.13	Profils de température du matériau à différents instants à la hauteur $x = 1,27 \text{ m}$ pour le flux de densité moyenne de $3,4 \text{ kW/m}^2$	94
6.14	Évolution de la température du matériau au cours du temps à la hauteur $x = 1,27 \text{ m}$ pour le flux de densité moyenne de $4,9 \text{ kW/m}^2$	95
6.15	Profils de température du matériau à différents instants à la hauteur $x = 1,27 \text{ m}$ pour le flux de densité moyenne de $4,9 \text{ kW/m}^2$	95
7.1	Comparaison des profils de températures (à 1, 4, 14 et 34 mm de profondeur dans le matériau composite) au cours du temps, à diverses hauteurs ($x = 0 \text{ m}$, $x = 1,7 \text{ m}$ et $x = 2,55 \text{ m}$) pour différentes densités de flux.	99
7.2	Influence de la valeur du coefficient de transfert de chaleur h_i à l'interface air/eau sur la température atteinte en régime permanent, pour différentes densités de flux incidentes et différents débits.	101
7.3	Influence de la valeur du coefficient de transfert de chaleur h_i à l'interface air/eau sur le temps caractéristique de la paroi, pour différentes densités de flux.	101
7.4	Influence de la valeur du coefficient de transfert de chaleur h_i à l'interface air/eau sur le temps caractéristique de la paroi, pour différentes densités de flux.	102

7.5	Évolution du temps caractéristique en fonction de la conductivité des différents matériaux.	104
7.6	Évolution du temps caractéristique en fonction de la masse volumique des différents matériaux.	104
7.7	Comparaison entre les coefficients h_i obtenus par optimisation numérique et ceux calculés par une loi puissance dépendant du nombre de Reynolds.	106
7.8	Comparaison entre les températures mesurées aux 2/3 et au bas de la paroi dans le cas expérimental et numérique utilisant les coefficients h_i issus de la loi puissance.	107
7.9	Comparaison entre les températures mesurées au bas de la paroi dans le cas expérimental et dans la solution numérique utilisant les coefficients h_i issus de la loi puissance, en fonction de la densité de flux imposée.	108
7.10	Comparaison entre les puissances thermiques accumulées par le film d'eau dans le cas expérimental et dans le modèle numérique en fonction du débit.	109
7.11	Comparaison entre les puissances thermiques accumulées par le film d'eau dans le cas expérimental et dans le modèle numérique en fonction de la densité de flux imposée.	109
7.12	Évolution comparée (expe/num) de la température du matériau au cours du temps à la hauteur $x = 1,27$ m.	111
7.13	Profils de température comparé (expe/num) du matériau à différents instants à la hauteur $x = 1,27$ m.	111
B.1	Photographie d'un thermocouple réalisé selon le protocole de l'OMI.	128
B.2	Schéma du positionnement de thermocouples sur la face non exposée de la plaque aluminium.	129
C.1	Algorithme utilisé dans le modèle numérique.	132
D.1	Profils de température en régime permanent de la paroi composite, pour différentes densités de flux et différents débits, en fonction de la hauteur.	133
D.2	Variation en fonction de la hauteur de la constante de temps de la paroi, pour différentes densités de flux et différents débits.	134
E.1	Profils de température en régime permanent de la paroi aluminium soumise sans protection à différentes densités de flux radiatifs.	136
E.2	Profils du temps caractéristique de la paroi aluminium soumise sans protection à différentes densités de flux radiatifs.	136
E.3	Profils de température en régime permanent de la paroi aluminium, pour différentes densités de flux et différents débits, en fonction de la hauteur.	138
E.4	Variation en fonction de la hauteur du temps caractéristique de la paroi, pour différentes densités de flux et différents débits.	140
E.5	Variation en fonction du débit de la température atteinte au bas de la paroi ($x = 2,55$ m) en régime permanent pour différents flux.	141

E.6	Variation de la puissance thermique accumulée par le film soumis aux différents flux en fonction du débit.	141
E.7	Évolution de la température au bas de la paroi ($x = 2,55$ m) en fonction de la densité de flux imposées pour différents débits.	142
E.8	Variation de la puissance thermique accumulée par le film en fonction de la densité de flux pour différents débits.	142
E.9	Protection de la paroi aluminium par le film d'eau en fonction de la hauteur. . .	144
F.1	Comparaison des températures en régime permanent obtenues par le calcul numérique et l'expérience dans le cas de la paroi aluminium et du coefficient h_i obtenu par la corrélation.	146
F.2	Comparaison des temps caractéristiques obtenus par le calcul numérique et l'expérience dans le cas de la paroi aluminium et du coefficient h_i obtenu par la corrélation.	148
F.3	Comparaison des puissances thermiques accumulées par l'eau obtenues par le calcul numérique et l'expérience dans le cas de la paroi aluminium et du coefficient h_i obtenu par la corrélation.	149

Liste des tableaux

1.1	Synthèse des propriétés des matériaux mesurées au LNE (Marquis, 2010).	4
3.1	Valeurs des vingt premiers coefficients X_n et C_n	32
3.2	Paramètres utilisés dans le modèle numérique.	44
4.1	Nomenclature adoptée pour désigner les flux.	57
5.1	Tableau et schéma récapitulatif des équations et conditions aux limites principales utilisées.	79
6.1	Température initiale de l'eau et du thermocouple de référence pour chaque expérience sur le composite.	86
7.1	Valeurs optimales du coefficient de transfert de chaleur h_i selon le critère de minimisation de Ξ	105
B.1	Caractéristiques des buses utilisées.	127
B.2	Caractéristiques et répartition des résistances thermiques.	127
E.1	Température initiale de l'eau et du thermocouple de référence pour chaque expérience sur la paroi aluminium.	137