



**HAL**  
open science

# Refroidissement radiatif et texturation de surface pour condenseurs de rosée à haut rendement.

Joachim Trosseille

► **To cite this version:**

Joachim Trosseille. Refroidissement radiatif et texturation de surface pour condenseurs de rosée à haut rendement.. Thermique [physics.class-ph]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT : . tel-03001267v1

**HAL Id: tel-03001267**

**<https://theses.hal.science/tel-03001267v1>**

Submitted on 16 Dec 2019 (v1), last revised 12 Nov 2020 (v2)

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

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



THÈSE DE DOCTORAT  
DE SORBONNE UNIVERSITE

Spécialité : Sciences pour l'Ingénieur

École doctorale : Sciences mécaniques, acoustiques, électronique et robotique de Paris  
(SMAER)

réalisée

au laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes

présentée par

**Joachim TROSSEILLE**

pour obtenir le grade de :

**DOCTEUR DE SORBONNE UNIVERSITE**

Sujet de la thèse :

**Refroidissement radiatif et texturation de surfaces pour  
condenseurs de rosée à haut rendement**

soutenue le 18 Octobre 2019

devant le jury composé de :

M.	Michel Pons	Rapporteur
M.	Philippe Brunet	Rapporteur
Mme	Souad Harmand	Examinatrice
M.	Arnaud Antkowiak	Examineur
Mme	Anne Mongruel	Directrice de thèse
M.	Laurent Royon	Directeur de thèse
M.	Daniel Beysens	Examineur



# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l'art</b>	<b>3</b>
1.1 Formation et récolte de la Rosée . . . . .	3
1.1.1 Principe de formation . . . . .	3
1.1.2 Nucléation et croissance de la rosée . . . . .	7
1.1.3 Dispositifs expérimentaux . . . . .	12
1.1.4 Conclusion sur la formation et la récolte de la rosée . . . . .	14
1.2 Gouttes et substrats . . . . .	14
1.2.1 Angles de contact . . . . .	14
1.2.2 Accrochage des gouttes sur substrat incliné . . . . .	17
1.2.3 Surfaces favorisant la mobilité des gouttes condensées . . . . .	20
1.2.4 Conclusion . . . . .	22
1.3 Refroidissement radiatif . . . . .	22
1.3.1 Nature du rayonnement . . . . .	22
1.3.2 Principe physique de la rosée . . . . .	24
1.3.3 Surfaces et applications . . . . .	27
1.3.4 Conclusion sur le refroidissement radiatif . . . . .	31
1.4 Conclusion sur l'état de l'art . . . . .	31
<b>2 Techniques expérimentales et matériaux</b>	<b>33</b>
2.1 Matériaux . . . . .	33
2.2 Condensation active avec refroidissement conductif . . . . .	35
2.3 Méthode de détection des contours . . . . .	36
2.4 Caméra thermique . . . . .	39
2.5 Propriétés radiatives de l'eau . . . . .	42
2.6 Détermination des angles de contact . . . . .	45
2.6.1 Détermination des angles d'avancée et de reculée . . . . .	45
2.6.2 Détermination des angles de contact en condensation . . . . .	45
2.7 Mesure de l'émissivité d'un matériau . . . . .	47
2.8 Conclusion sur les matériaux et techniques expérimentales . . . . .	49
<b>3 Collecte de condensation sur substrat rugueux</b>	<b>51</b>
3.1 Dispositif expérimental principal . . . . .	51
3.2 Dispositifs expérimentaux secondaires . . . . .	54
3.3 Référence . . . . .	55
3.4 Condensation et collecte sur surface rugueuse . . . . .	56
3.4.1 Nucléation et début de condensation . . . . .	56
3.4.2 Régime permanent . . . . .	57
3.4.3 Collecte . . . . .	58

3.5	Effets de bords . . . . .	64
3.6	Conclusion . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Reproduction du phénomène naturel de la rosée en laboratoire</b>	<b>67</b>
4.1	Dispositif expérimental . . . . .	67
4.2	Modélisation des échanges thermiques et massiques du support . . . . .	77
4.2.1	Calcul des flux radiatifs . . . . .	77
4.2.2	Simulation thermique du support . . . . .	83
4.2.3	Mesures . . . . .	86
4.2.4	Comparaison expériences/simulation . . . . .	92
4.3	Validation du dispositif expérimental . . . . .	97
4.3.1	Reproductibilité des mesures . . . . .	97
4.3.2	Comparaison des modes de refroidissement . . . . .	98
4.3.3	Simulation : variation des paramètres . . . . .	99
4.3.4	Comparaison avec la rosée naturelle . . . . .	102
4.3.5	Exemples de condensation par refroidissement radiatif sur des surfaces complexes . . . . .	102
4.4	Conclusion sur le dispositif . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Condensation radiative</b>	<b>105</b>
5.1	Condensation radiative <i>versus</i> condensation conductive . . . . .	105
5.2	Modèle de l'émissivité d'une assemblée de gouttes . . . . .	111
5.2.1	Calcul des propriétés radiatives d'une goutte posée sur un substrat . . . . .	112
5.2.2	Calcul des propriétés radiatives d'une surface de condensation . . . . .	115
5.3	Confrontation du modèle avec l'expérience . . . . .	115
5.3.1	Evolution de l'émissivité au cours du temps . . . . .	117
5.4	Influence de l'émissivité sur le taux de condensation . . . . .	120
5.5	Conclusion sur la condensation en radiatif . . . . .	124
	<b>Conclusion</b>	<b>127</b>
	<b>A Diagramme de l'air humide</b>	<b>129</b>
	<b>B Table d'émissivités</b>	<b>131</b>
	<b>C Calcul des propriétés optiques du double vitrage</b>	<b>135</b>
	<b>D Calcul des facteurs de forme</b>	<b>145</b>
	<b>E Indice complexe de l'eau</b>	<b>159</b>
	<b>F Roughness-enhanced collection of condensed droplets</b>	<b>165</b>
	<b>G Formulation Matlab de l'équation de la chaleur</b>	<b>175</b>
	<b>H Calcul des radiosités</b>	<b>177</b>
	<b>I Calcul de l'épaisseur du sommet d'une goutte</b>	<b>183</b>
	<b>J Calcul des propriétés radiative d'une goutte posée</b>	<b>185</b>

# Remerciements

Le doctorat est une aventure, et comme toute aventure que se respecte, elle commence par la présentation des protagonistes. Ici plus qu'une présentation ce sont des remerciements qui s'imposent, car toutes les personnes que je vais citer ont participé d'une manière ou d'une autre à l'aboutissement de ce travail.

Premièrement je souhaite remercier Anne Mongruel et Laurent Royon. Comme directrice et directeur de thèse, ils m'ont laissé une grande autonomie tout en m'apportant un soutien constant. Ca a été un vrai plaisir de travailler sous leur direction, et c'est en grande partie dû à leur facilité d'accès, leur confiance et leur bienveillance. Grâce à la patience et la pédagogie de Anne, l'enthousiasme et la disponibilité de Laurent, je me suis senti à l'aise et soutenu, et c'est une condition de travail très agréable.

Je voudrais aussi remercier Daniel Beysens pour son aide tout au long du projet. Toujours intéressé par les rebondissements de l'aventure, j'ai pu avoir avec lui des discussions qui m'ont beaucoup fait avancer dans ma réflexion et il m'a souvent poussé à aller plus loin pour explorer des voies inattendues.

Je tiens à remercier les membres du jury ayant rapporté et examiné mon travail. Merci pour le temps consacré à la lecture du manuscrit et à sa critique. Leurs commentaires et questions, effectués avec bienveillance, ont permis d'en améliorer certains aspects.

Durant mon travail de doctorat, j'ai eu l'occasion de collaborer avec certaines personnes que je souhaite aussi remercier. En effet toutes ces collaborations ont été riches et bienvenues.

Je remercie Marie-Gabrielle Médiçi pour les échanges que nous avons eu concernant entre autres le traitement des surfaces par sablage et les réflexions autour d'une méthode de pesée grâce à une balance piezo-électrique.

Merci à Denis Chatain et David Garcia du service des basses températures du CEA à Grenoble qui m'ont donné de leur temps pour me former à l'utilisation d'un cryogénérateur et qui m'ont fourni un dispositif me permettant de réaliser mes premiers essais de froid radiatif.

Merci à Zéphyrin de l'ESMER à Cotonou qui a été un vrai guide lors de mon déplacement au Bénin pour la mise en place d'un collecteur de rosée en situation réelle.

Merci à Maxime Guillaumet et Keevin Beneut de la plateforme de spectroscopie de l'Institut de Minéralogie, de Physique des Matériaux et de Cosmochimie de Sorbonne Université pour m'avoir permis de réaliser des mesures de propriétés radiatives.

Merci à Pierre-Yves Lagrée pour la discussion très éclairante que nous avons eu sur le développement d'une couche limite en convection naturelle.

Enfin merci à Alexandra Elbakyan qui oeuvre pour la diffusion libre des connaissances et grâce à qui la recherche devient accessible à tous.

Je voudrais ensuite remercier certaines personnes du laboratoire PMMH.

Premièrement un grand merci à Fred, Claudette et David qui m'ont guidé (et supporté !) dans tous les aspects administratifs de la thèse. Merci parce que de manière assez inexplicable nous (les doctorants) ne sommes toujours pas capables de remplir un ordre de mission correctement et elles-ils continuent de nous expliquer encore et encore avec une patience incroyable !

Merci aux deux directeurs du laboratoire successifs Philippe et Damien, qui arrivent à insuffler un dynamisme au laboratoire et qui oeuvrent vraiment au bien être de tous et en particulier des doctorants. Le laboratoire en est grandi car il est très agréable d'y travailler.

Merci aux ingénieurs et techniciens du labo : Justine, Thierry, Xavier, Olivier, Tahar, Amaury qui m'ont aidé dans la réalisation technique de mes expériences.

Merci à Antonin qui nous a accueilli et guidé à notre arrivée à l'institut Langevin, suite au déménagement du labo.

Je ne pourrais pas faire une page de remerciements sans citer les doctorants du laboratoire, parmi lesquels je me suis fais de vrais amis. La communauté de doctorants du pmmh est sympa, accueillante, drôle, et finalement, on s'y sent bien!

Alors merci, merci à Charles qui dispose d'une capacité d'accueil géniale et avec qui j'ai eu la chance de partager le meilleur bureau du laboratoire (sans fausse modestie, on avait quand même des placards en bois sculpté). Merci à Gabriel, collocataire d'un second bureau mais surtout camarade de galère administrative, sociale et rédactionnelle. Merci à Jean, Gaspard et Benoit, ces trois indéfectibles qui te remettent d'aplomb même dans les moments les plus critiques. Merci à Manon, partenaire d'organisation des séminaires cafés et autres réjouissances pour les doctorants. Merci à Joachim, Gaby et Manu de m'avoir aidé à me relever dans les courbes les plus glissantes (ce n'est pas une métaphore). Merci à Lucas, Martyna, Manu, de m'avoir entraîné dans une joyeuse épopée chez les Vikings. Merci à Ph qui m'a prouvé que l'anarchisme libertaire n'était pas encore mort. Merci à Mathias de m'avoir conforté dans l'idée que je faisais du vélo de manière sécuritaire. Merci à Roberta de m'avoir aidé à relativiser sur la complexité de ma thèse. Merci à Reda et Valentin de m'avoir aidé à prendre la décision très difficile de ne jamais faire de bio. Merci à Ambre, Nathan, Roméo, César, Armand, Ludovic, Bill, Antonios, Gustavo, Saurabh, Benoit, Hector, Pierre-Brice, Vincent, Lucie, Léo Paul, Nikolai, Francesca, Elliot, Thibault, Ludo, Marion, Marine, Adam, Intesaaf, Daniel, Marine, Armelle, Adeline, Yacine, Adrien, Pierre, Tao, Aditya pour avoir été présents et participé à créer cette ambiance joyeuse du labo. Et bien sur, merci à la fine équipe du Lied : Sophie, Maxime, Ghid, Rémy, Martin!

Je veux aussi remercier ma famille : Pap, Mam, No, Nath, Ma comme on les appelle, car après tout c'est eux qui m'ont porté jusqu'au début de cette aventure. Même si il fallait parfois m'extraire les vers du nez pour obtenir des informations sur ce que je faisais, ils l'ont fait et ont continué à me soutenir et à m'encourager tout au long de ces trois années alors merci!

Enfin je tiens à remercier mes amis, plus extérieurs à cette histoire mais toujours présents quelque part. Merci à eux de m'avoir écouté parler de gouttes pendant 3 ans, d'avoir toujours cherché à s'y intéresser en me posant des questions de plus en plus pointues, d'avoir continué à être intéressés même pendant les moments les moins intéressants! Merci à Suzanne, Pierre, Vincent et Flore qui ont supporté ça au quotidien. Merci à Florence, Juliette, Camille, Manon, Anna, qui n'étaient jamais bien loin. Mention spéciale à Capucine, Roxane et Céline pour m'avoir entraîné à leur manière à gérer le stress. Merci à Charlotte, Arthur, Yann, Charlotte, Héloïse, Arthur, Mahmmadou, Maxime, Maxime, Lucie, Antoine de m'avoir toujours apporté un soutien réconfortant!

Merci à tous!

# Nomenclature

## Lettres grecques

$\alpha$	Angle d'inclinaison ( $^{\circ}$ )
$\alpha_i$	Coefficient d'absorption du matériau $i$
$\varepsilon$	Emissivité
$\varepsilon^2$	Taux de couverture de surface d'une génération de gouttes
$\delta_T$	Épaisseur de la couche limite thermique ( $m$ )
$\gamma$	Tension de surface ( $N.m^{-1}$ )
$\Omega$	Angle solide ( $sr$ )
$\lambda$	Longueur d'onde ( $\mu m$ )
$\lambda_i$	Conductivité thermique du matériau $i$ ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )
$\phi$	Flux de chaleur ( $W$ )
$\rho$	Masse volumique ( $kg.m^{-3}$ )
$\rho_i$	Coefficient de réflexion du matériau $i$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )
$\tau_i$	Coefficient de transmission du matériau $i$
$\theta$	Angle de contact ( $^{\circ}$ )
$\theta_a$	Angle de contact d'avancée ( $^{\circ}$ )
$\theta_r$	Angle de contact de reculée ( $^{\circ}$ )
$\theta_c$	Angle de contact en condensation ( $^{\circ}$ )
$\theta_m$	Angle de contact moyen ( $^{\circ}$ )
$\varphi$	Densité de flux de chaleur ( $W.m^{-2}$ )
$\zeta$	Épaisseur de la couche limite de diffusion ( $m$ )

## Lettres romaines

$a_w$	Coefficient de transfert de la vapeur d'eau ( $Pa.m^{-2}$ )
$c_s$	Concentration des molécules d'eau dans l'air à saturation ( $kg.m^{-3}$ )
$c_{\infty}$	Concentration des molécules d'eau dans l'air ( $kg.m^{-3}$ )
$c_0$	Vitesse de la lumière ( $m.s^{-1}$ )
$C_c$	Chaleur spécifique du substrat de condensation ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )
$C_w$	Chaleur spécifique de l'eau condensée ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )
$D_e$	Coefficient de diffusion des molécules d'eau dans l'air ( $m^2.s^{-1}$ )
$D_T$	Coefficient de diffusion de la chaleur dans l'air ( $m^2.s^{-1}$ )
$D$	Diamètre ( $m$ )
$e$	Épaisseur ( $m$ )
$g$	Accélération de la pesanteur ( $m.s^{-2}$ )
$h_i$	Coefficient de convection avec $i$ la surface considérée ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )
$h$	Épaisseur de film équivalent ( $m$ )
$HR$	Humidité relative (%)
$J$	Radiosité ( $W.m^{-2}$ )
$k_{\lambda}$	Indice d'extinction monochromatique



$L$	Luminance totale ( $W.m^{-2}.sr^{-1}$ )
$L_c$	Chaleur latente de condensation de l'eau ( $J.kg^{-1}$ )
$m$	Masse ( $kg$ )
$M$	Emittance totale ( $W.m^{-2}$ )
$n_\lambda$	Indice de réfraction monochromatique
$p_v$	Pression partielle de vapeur d'eau dans l'air ( $Pa$ )
$p_{sat}$	Pression de saturation d'un air humide ( $Pa$ )
$Q$	Débit volumique ( $m^3.s^{-1}$ )
$r_a, r_v$	Constantes de masses spécifiques de l'air et de l'eau ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )
$R$	Rayon de la base d'une goutte ( $m$ )
$\langle R \rangle$	Rayon moyen de Sauter ( $m$ )
$S_c$	Superficie de la surface de condensation ( $m^2$ )
$t$	Temps ( $s$ )
$T$	Température ( $K$ )
$T_d$	Température du point de rosée ( $K$ )
$V$	Volume ( $m^3$ )

### Indices

$a$	Concernant l'air ambiant
$abs$	Absorbé
$air$	Relatif à l'air
$alu$	Relatif à l'aluminium
$amb$	Relatif à l'ambiante
$atm$	Relatif à l'atmosphère terrestre
$conv$	Relatif à la convection
$cond$	Relatif à la conduction
$e$	Relatif à l'eau
$emis$	Emis
$g$	Global
$i$	Individuel
$in$	Entrant
$\infty$	Concerne une grandeur loin de la surface considérée
$lat$	Relatif à la chaleur latente
$\lambda$	Monochromatique
$liege$	Relatif au liège
$max$	Maximum de la grandeur concernée
$mes$	Mesuré
$min$	Minimum de la grandeur concernée
$net$	Résultant d'un bilan
$out$	Sortant
$pmma$	Concernant le PMMA
$rad$	Relatif au rayonnement
$s$	Relatif à la surface considérée
$surf$	Relatif à la surface
$th$	Théorique

### Exposants

$a$	Absorbé
$e$	Emis

## TABLE DES MATIÈRES

---

<i>i</i>	Incident
<i>r</i>	Réfléchi
<i>t</i>	Transmis
°	Relatif au corps noir
'	Directionnel



# Introduction

La rosée, processus naturel de condensation de l'humidité atmosphérique, est un phénomène principalement nocturne résultant du refroidissement des surfaces par un échange radiatif avec l'atmosphère. Par temps clair et peu venteux, sous certaines conditions de température et d'humidité, des surfaces peuvent voir leur température s'abaisser jusqu'à la température dite du "point de rosée", où la vapeur d'eau présente dans l'air passe de l'état gazeux à l'état liquide. Dans un contexte où les ressources mondiales en eau potable s'amenuisent, la rosée peut, dans certaines régions, constituer une source alternative d'eau potable, complémentaire du brouillard et de l'eau de pluie.

Dans le cadre de la récupération de la rosée, les systèmes de refroidissement par échanges radiatifs, utilisant une surface de grande réflectivité dans le spectre solaire et une forte émissivité dans les infrarouges (IR) thermiques, constituent une solution particulièrement intéressante car ils permettent un refroidissement significatif de la surface *sans autre apport d'énergie*. Si la température de la surface diminue jusqu'à atteindre la température du point de rosée, la condensation de l'humidité atmosphérique sur la surface devient possible. On développe alors un *condenseur passif* d'eau de rosée. Il existe actuellement de nombreux dispositifs, allant du prototype jusqu'à l'usine de rosée. Le rendement théorique maximum de ces condenseurs est d'environ 0.8 L/m<sup>2</sup>/nuit. Dans la pratique, il atteint au maximum le tiers de cette valeur. De grands progrès ont été obtenus ces dernières années sur les émissivités IR et les formes des condenseurs pour augmenter le refroidissement radiatif.

Parallèlement au développement des condenseurs, de nombreuses études fondamentales sont actuellement consacrées au développement de surfaces extrêmement sophistiquées, dont les propriétés de mouillage et la microstructure (texturation, souvent multi-échelles) s'inspirent de celles rencontrées chez certains animaux (lézard, scarabée) ou végétaux (épines de cactus), dans le but de favoriser la mobilité des gouttes condensées. Ces surfaces facilitent le transport des gouttes par gravité sur une surface inclinée, et donc leur récupération *sans intervention extérieure*. On améliore alors la *collecte passive* de l'eau condensée. Malheureusement, ces surfaces présentent des inconvénients pour la récolte de la rosée : fonctionnalisation par voie chimique et donc risques environnementaux, coût prohibitif, altération (vieillesse) en conditions extérieures. De plus, les propriétés radiatives de ces surfaces ne sont pas prises en compte dans les études en laboratoire, puisque leur refroidissement y est réalisé par contact.

Ce travail est une contribution au développement et à l'optimisation de la condensation et de la collecte *passive* de l'eau de rosée. Deux axes de recherche ont été suivis. Le premier porte sur le développement de surfaces de condensation à bas coût, facilement usinables sur des grandes échelles, et présentant un taux de collecte passive élevé. Le second porte sur le développement d'un système original de refroidissement radiatif en laboratoire, afin d'étudier de manière contrôlée l'influence des propriétés radiatives des matériaux sur les performances des condenseurs passifs de rosée.

Le chapitre 1 présente un état des lieux des connaissances concernant la récolte de la rosée.

Nous rappelons les phénomènes physiques qui sont à l'origine de la formation et de la croissance des gouttes de rosée, les modèles théoriques qui les décrivent et les dispositifs expérimentaux permettant leur étude. Puis nous abordons les propriétés de mouillage de différents substrats, et leurs conséquences sur l'accrochage d'une goutte d'eau sur un substrat incliné. Les conditions nécessaires au décrochage de la goutte sont examinées, ainsi que les substrats favorisant ce décrochage. Enfin, nous nous intéressons aux échanges radiatifs et en particulier ceux impliquant l'atmosphère. Les propriétés radiatives des matériaux usuels et de l'atmosphère sont présentées. Les dispositifs expérimentaux existants qui permettent de réaliser un refroidissement radiatif en laboratoire sont passés en revue.

Dans le chapitre 2 nous présentons les techniques expérimentales utilisées dans ce travail. Une méthode d'analyse d'images permettant de déterminer le taux de condensation est décrite. Ensuite nous présentons les méthodes de mesure des angles de contact d'avancée et de reculée d'une goutte posée sur un substrat. Nous définissons un angle de contact moyen pour une assemblée de gouttes condensées sur ce même substrat. Enfin nous explicitons la procédure employée pour mesurer l'émissivité d'une surface en utilisant une caméra thermique.

Dans le chapitre 3, nous proposons d'utiliser un nouveau traitement de surface permettant d'augmenter la collecte passive des gouttes condensées. Ce traitement, simple et peu coûteux, consiste à "sabler" une surface de Duralumin de manière à obtenir une rugosité de surface aléatoire. La dynamique de collecte d'eau condensée récupérée par gravité à partir de la surface sablée est étudiée et comparée à celle obtenue à partir de la surface de Duralumin non traitée. De plus, l'influence des effets de bord sur le rendement de collecte est étudiée.

Dans le chapitre 4 nous présentons un dispositif expérimental original que nous avons développé au laboratoire afin de refroidir un objet par échange radiatif. Le principe de fonctionnement et les différents composants de ce dispositif sont décrits. Une modélisation des échanges thermiques est effectuée, en mettant l'accent sur le caractère radiatif du refroidissement. Enfin, la capacité de ce dispositif à condenser de la rosée sur des objets de géométries simples ou complexes, est présentée.

Le chapitre 5 présente une étude quantitative de la rosée obtenue par refroidissement radiatif avec le dispositif développé dans le chapitre 4. La dynamique de croissance des gouttes de rosée et le taux de condensation sont mesurés sur des surfaces dont les propriétés radiatives et de mouillage sont contrôlées. L'accent est mis sur l'influence de l'émissivité de la surface sur le taux de condensation.

Enfin, une conclusion générale résume les résultats importants de ce travail et présente quelques perspectives.

# Chapitre 1

## État de l'art

Dans ce chapitre nous effectuons un état de l'art des connaissances concernant la rosée. Dans un premier temps nous nous intéressons à la compréhension des phénomènes physiques de formation de cette dernière, aux modèles théoriques la concernant et aux dispositifs expérimentaux permettant son étude, en laboratoire comme en extérieur. La collecte passive de la rosée consistant en la formation de gouttes sur une surface inclinée, leur croissance et enfin leur décrochage, nous explorons les connaissances concernant le mouillage d'une goutte posée sur un substrat incliné et les conditions nécessaires à son décrochage. Un examen des surfaces existantes favorisant la mobilité des gouttes est réalisé. Enfin la rosée étant un processus résultant du refroidissement radiatif d'une surface grâce à un échange de chaleur par rayonnement avec l'atmosphère, nous nous intéressons aux échanges radiatifs et en particulier ceux impliquant l'atmosphère. Les propriétés radiatives des matériaux usuels et de l'atmosphère sont abordées, ainsi que les dispositifs expérimentaux existants permettant de reproduire le phénomène du refroidissement radiatif en laboratoire.

### 1.1 Formation et récolte de la Rosée

#### 1.1.1 Principe de formation

La rosée se forme principalement la nuit grâce au refroidissement radiatif d'une surface entraînant sous certaines conditions la condensation de la vapeur d'eau présente dans l'air. Deux phénomènes sont impliqués. Le premier est un échange thermique qui permet à la surface de condensation d'être refroidie à une température permettant la condensation de l'humidité atmosphérique. Le second est un transfert de masse dans lequel les molécules d'eau présentes dans l'air diffusent vers les gouttes déjà formées.

Plusieurs modèles existent pour décrire la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique grâce à un refroidissement radiatif. La première modélisation complète du phénomène est communément attribuée à J.L. Monteith [74] en 1957 qui a modélisé les transferts thermiques et massiques pour une couche de quelques centimètres au dessus du sol, constituée d'air et de brins d'herbe. Par la suite d'autres publications s'ajoutent pour modéliser le phénomène sur des géométries plus simples, en particulier des surfaces planes. On peut notamment citer Nikolayev et al. (1995) [80], Pedro et Gillespie (1981) [84], Gandhidasan et Abualhamayel (2004) [46], Wahlgren (2001) [98], Muselli et al. (2006) [76]. Certains de ces modèles font l'hypothèse que le flux de chaleur échangé par conduction avec la surface de condensation est négligeable devant les autres flux. Dans le cadre de ce travail les effets conductifs ne peuvent pas être négligés, c'est donc le bilan thermique présenté par Clus (2007) [31] qui est utilisé.

## Bilan thermique

La figure 1.1 présente une coupe d'un condenseur de rosée et les différents flux échangés entre celui-ci et son environnement. Le condenseur est considéré suffisamment fin et conducteur pour que sa température soit uniforme. Il est posé sur un isolant permettant de limiter les échanges thermiques par sa face inférieure. Les gouttes condensées sont supposées à la même température que le condenseur.

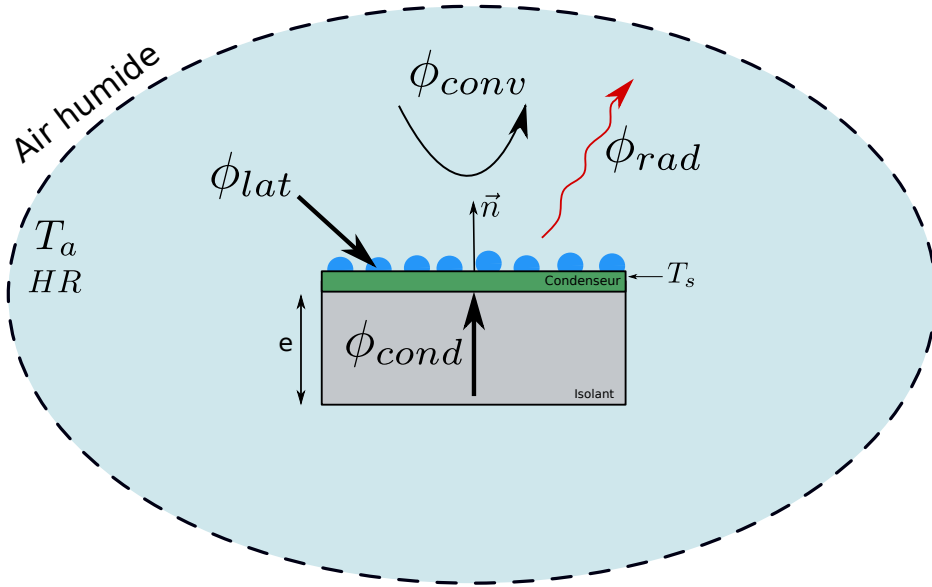


FIGURE 1.1 – Bilan thermique appliqué à un condenseur de rosée soumis à un refroidissement radiatif et subissant de la condensation.  $\phi_{cond}$  : flux de chaleur conductif ;  $\phi_{conv}$  : flux de chaleur convectif ;  $\phi_{rad}$  : flux de chaleur échangé par rayonnement ;  $\phi_{lat}$  : flux de chaleur apporté par dégagement de chaleur latente.  $T_s$  : température du condenseur et du condensat.  $T_a$  : température de l'air ambiant.

Le bilan thermique appliqué au système { condenseur + gouttes } est le suivant :

$$\frac{dT_s}{dt} (M.C_s + m.C_w) = \phi_{rad} + \phi_{conv} + \phi_{cond} + \phi_{lat} \quad (1.1)$$

Avec  $T_s$  la température du condenseur et du condensat, supposée uniforme,  $M$  et  $m_w$  les masses du condenseur et de l'eau condensée,  $C_s$  et  $C_w$  les chaleurs spécifiques du condenseur et de l'eau,  $\phi_{rad}$  le flux de chaleur échangé par rayonnement avec l'atmosphère,  $\phi_{conv}$  le flux de chaleur échangé par convection avec l'air ambiant,  $\phi_{cond}$  le flux de chaleur échangé par conduction à travers l'isolant et  $\phi_{lat}$  le flux de chaleur sous forme latente apporté par la condensation de la vapeur d'eau.

Le flux radiatif est le moteur du refroidissement. Dans le cadre de l'apparition de la rosée il est négatif et il s'exprime par la différence entre le flux émis par l'atmosphère et absorbé  $\phi_{abs}$  et le flux émis  $\phi_{emis}$  par la surface de condensation tel que

$$\phi_{rad} = \phi_{abs} - \phi_{emis} \quad (1.2)$$

avec

$$\phi_{abs} = \alpha_s S_c \varphi_{atm}^i \quad (1.3)$$

et

$$\phi_{emis} = S_c \varphi_{surf}^e \quad (1.4)$$

$\alpha_s$  est l'absorptivité de la surface de condensation.  $S_c$  est la superficie de la surface de condensation.  $\varphi_{atm}^i$  est la densité de flux incident à la surface et émise par l'atmosphère,  $\varphi_{surf}^e$  est la densité de flux émise par la surface. Les expressions de  $\varphi_{atm}^i$  et  $\varphi_{surf}^e$  sont détaillées dans la section concernant le refroidissement radiatif (section 1.3).

Le flux convectif apporte de la chaleur au système si la température du condenseur  $T_s$  est plus faible que la température de l'air  $T_a$  et il compense ainsi le déficit radiatif. Il est décrit par la loi de Newton :

$$\phi_{conv} = h_{conv} S_c (T_a - T_s) \quad (1.5)$$

$h_{conv}$  est le coefficient de convection. Celui-ci dépend fortement de l'écoulement d'air autour de la surface de condensation par le biais de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique, ce qui en fait un paramètre clé dans le processus de formation de la rosée. Sa détermination par l'emploi de corrélations ou par calcul d'épaisseur de couche limite nécessite de connaître parfaitement la nature de l'écoulement autour de la surface de condensation. On distingue deux cas : celui d'une convection naturelle pour laquelle l'écoulement est induit par la différence de densité de l'air au contact de la paroi, et celui d'une convection forcée dont le moteur de l'écoulement est externe. Dans le cas pratique d'un condenseur de rosée, plusieurs auteurs se sont attachés à en donner une expression en fonction de la vitesse du vent à une hauteur de 2m au dessus d'un condenseur plan. Pour une synthèse des expressions fournies par la littérature voir [18].

Le flux conductif à travers l'isolant est donné par la loi de Fourier

$$\phi_{cond} = -\lambda S_c \frac{\Delta T}{e} \quad (1.6)$$

avec  $\lambda$  la conductivité thermique de l'isolant,  $e$  son épaisseur et  $\Delta T$  la différence de température entre ses deux faces. On considère ici un condenseur plan dont les dimensions permettent l'approximation d'un flux conductif unidirectionnel dans l'isolant.

Enfin le flux par chaleur latente est apporté ( $>0$ ) par le changement d'état de l'eau sous forme de vapeur en eau liquide. Il s'exprime par

$$\phi_{lat} = L_c \frac{dm}{dt} \quad (1.7)$$

avec  $L_c$  la chaleur latente de condensation de la vapeur d'eau ( $L_c \approx 2.5 \times 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$  à  $T = 10^\circ\text{C}$ ) et  $dm/dt$  le taux de condensation de la vapeur d'eau.

## Bilan massique



La diffusion des molécules d'eau contenues dans l'air vers une surface de condensation plane de normale  $\vec{n}$  s'effectue à travers une couche limite de concentration d'épaisseur  $\zeta$ . Le flux diffusif massique ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )  $\vec{j}$  s'exprime par

$$\vec{j} = -D_e \frac{(c_\infty - c_s)}{\zeta} \cdot \vec{n} \quad (1.8)$$

avec  $D_e$  le coefficient de diffusion des molécules d'eau dans l'air.  $c_\infty$  et  $c_s$  sont les concentrations de molécules d'eau dans l'air (en  $kg.m^{-3}$ ) correspondant respectivement à la pression partielle de vapeur à la température de l'air  $p_\infty = p_v(T_a)$  (voir figure 1.2) et à la pression partielle de vapeur à la température de la surface  $p_s = p_v(T_s)$ . Ces dernières peuvent être calculées grâce à la connaissance de l'humidité relative  $HR$ .

On définit l'humidité relative  $HR$  comme le ratio entre la pression de vapeur  $p_v(T_a)$  et la pression de saturation  $p_{sat}(T_a)$  à la température  $T_a$  telle que

$$HR = 100 \frac{p_v(T_a)}{p_{sat}(T_a)} \quad (1.9)$$

$p_{sat}(T_a)$  étant calculée par la relation de August-Roche-Magnus avec  $T_a$  en  $^\circ C$  [4] :

$$p_{sat}(T_a) = 610.94 \exp\left(\frac{17.625 \times T_a}{243.04 + T_a}\right) \quad (1.10)$$

En exprimant les concentrations  $c_\infty$  et  $c_s$  en fonction de leurs pressions partielles de vapeur correspondantes  $p_v(T_a)$  et  $p_v(T_s)$  pour une humidité relative  $HR$  donnée, on peut exprimer [18] le taux de condensation sur une superficie  $S_c$  par

$$\frac{dm}{dt} = a_w S_c [p_v(T_a) - p_v(T_s)] \quad (1.11)$$

$a_w$  est le coefficient de transfert de la vapeur d'eau calculé par

$$a_w = \frac{D_e \rho_a r_a}{\zeta p_m r_v} \quad (1.12)$$

avec  $\rho_a$  la masse volumique de l'air,  $p_m$  la pression atmosphérique totale,  $r_a = 287 J.kg^{-1}.K^{-1}$  et  $r_v = 462 J.kg^{-1}.K^{-1}$  les constantes de masse spécifique de l'air et de la vapeur d'eau.

### Température du point de rosée

La température du point de rosée est définie comme la température à laquelle il est nécessaire de refroidir un air humide à pression donnée pour qu'il arrive à saturation, tel que  $p_v(T_a) = p_s(T_d)$ . Elle s'obtient en développant les expressions de  $p_v(T_a)$  et  $p_s(T_d)$  grâce aux équations (1.9) et (1.10) et en extrayant  $T_d$ , ce qui revient à l'équation (1.13) pour  $T_d$  en  $^\circ C$ .

$$T_d = \frac{c \left[ \ln\left(\frac{HR}{100}\right) + \frac{bT_a}{c+T_a} \right]}{b - \ln\left(\frac{HR}{100}\right) - \frac{bT_a}{c+T_a}} \quad (1.13)$$

Avec  $b$  et  $c$  deux constantes respectivement égales à  $b = 17.625 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  et  $c = 243.04 \text{ } ^\circ\text{C}$ . On peut aussi se référer au diagramme de l'air humide présenté dans l'annexe 1 pour déterminer  $T_d$  à partir de la température de l'air  $T_a$ .

Remarque :

De manière générale on considère que l'air au contact de la paroi est saturé en eau, c'est à dire que  $p_v(T_s) = p_s(T_s)$ . Néanmoins ceci est vrai seulement pour des surfaces complètement hydrophiles, en effet si l'eau se condense sous forme de gouttes il est nécessaire de compenser l'énergie de création de l'interface air/eau (voir section 1.1.2). Pour la majorité des surfaces, rarement complètement hydrophiles, une sursaturation est nécessaire telle que  $p_v(T_s) < p_s(T_d)$  avec  $T_d$  la température du point de rosée. Beysens et al. (2005) proposent un facteur correctif pour prendre en compte cet effet en posant  $p_v(T_s) = p_s(T_d - \Delta T_0)$  avec  $\Delta T_0 = 0.35 \text{ K}$  déterminé expérimentalement. Il est aussi possible d'envisager le problème point de vue des températures, ce qui se traduit par  $T_s < T_d$ . Des mesures sur des dispositifs extérieurs montrent que  $T_d - T_s$  est de l'ordre de  $0.5 \text{ K}$  [14] [65] [76].

### Estimation du taux de condensation

Obtenir une estimation du taux de condensation peut être intéressant pour relier les ressources en eau de rosée en fonction des conditions météorologiques. Résoudre les équations couplées (1.11) et (1.1) nécessite de connaître parfaitement l'environnement de la surface de condensation ce qui n'est pas le cas si l'on considère un condenseur de rosée implanté dans un environnement dont seules quelques données sont connues. On simplifie donc ces équations en considérant que la rosée commence à se former lorsque la température du condenseur égale la température du point de rosée ( $p_c(T_c) = p_s(T_c)$  et  $T_c = T_d$ ). Ainsi l'équation de diffusion massique (1.11) n'est plus applicable et il ne reste qu'à résoudre l'équation de transfert de la chaleur (1.1). En se plaçant en régime permanent ( $dT_c/dt = 0$ ) et en considérant un condenseur parfaitement isolé ( $\phi_{cond} = 0$ ) et assimilable à un corps gris et diffus ( $\alpha_c = \varepsilon_c$ ), le bilan thermique conduit à

$$\frac{1}{S_c} \frac{dm}{dt} = \frac{\varepsilon_c(\varphi_{atm}^i - \sigma T_d^4)}{L_c} - \frac{h}{L_c}(T_a - T_d) \quad (1.14)$$

Ainsi quatre paramètres dépendant des conditions météorologiques locales interviennent dans l'expression du bilan thermique : la puissance radiative émise par l'atmosphère  $\varphi_{atm}$ , pouvant varier entre autres en fonction de l'humidité relative et de la couverture nuageuse (voir section 1.3) ; l'humidité relative ambiante  $HR$ , qui intervient dans le calcul de la température du point de rosée (eq. (1.13)) ; la température ambiante  $T_a$  ; la vitesse du vent  $U$  qui est directement reliée au coefficient de convection  $h$ .

Beysens (2018) [18] synthétise différents modèles prenant en compte ces grandeurs et qui présentent des valeurs typiques de l'ordre de  $0.8 \text{ L/m}^2/\text{nuit}$ . Il s'agit d'un ordre de grandeur : le rendement varie en effet avec les conditions météorologiques locales.

#### 1.1.2 Nucléation et croissance de la rosée

La condensation de la vapeur d'eau sur une surface peut se faire de deux manières : en film ou en gouttes. Sur une surface parfaitement mouillante le condensat forme en effet un film continu alors que sur une surface partiellement mouillante il y a formation de gouttes. Dans la nature les surfaces sur lesquelles la rosée se forme sont généralement partiellement mouillantes et la

condensation se fait sous forme de gouttes. C'est cette forme que nous étudions donc ici.

## Nucléation

La nucléation est la première étape de la condensation. En effet avant de former une goutte sur laquelle les molécules d'eau viennent s'incorporer, il est nécessaire de former un premier nucléus, c'est à dire le plus petit ensemble de molécules sous forme liquide qui soit stable thermodynamiquement. Considérons un air saturé à la température de rosée  $T_d$ . Les molécules d'eau sont dans un état métastable : juste au dessus de  $T_d$  elles sont sous forme gazeuse, juste en dessous sous forme liquide, la transition se faisant au gré de fluctuations thermiques. Pour sortir de cet état métastable et former un nucléus liquide stable il est nécessaire de passer une barrière énergétique correspondant à la création de l'interface liquide/gaz du nucléus. Il existe alors un rayon critique minimum  $r_{min}$  correspondant au rayon de la plus petite goutte liquide ne s'évaporant pas. Ainsi pour surmonter cette barrière il est nécessaire d'abaisser la température de l'air en dessous de la température du point de rosée. Par exemple un air saturé à  $20^\circ C$  ne condense qu'à environ  $0^\circ C$  et correspond à un  $r_{min} \simeq 3nm$ .

Cependant, en pratique on observe de la condensation à des niveaux de température bien plus élevés. En effet l'exemple cité précédemment a lieu dans l'air libre, c'est ce qu'on appelle la nucléation "homogène". En revanche dans le cas d'une condensation sur une surface, le contact entre la goutte et la matière diminue la superficie de l'interface eau/air et diminue donc la barrière énergétique de formation de cette interface. C'est ce qu'on appelle la nucléation hétérogène. La barrière énergétique à surmonter pour former une goutte dépend donc de l'angle de contact de cette goutte sur la surface. Comme explicité précédemment, on peut noter que la condensation a lieu à  $T_c = T_d$  seulement pour les surfaces entièrement hydrophiles. Une autre conséquence est que la nucléation a lieu préférentiellement sur les imperfections de la surface, des griffures, des micro-cavités, dépôts, etc... [70]

## Croissance

Une fois un nucléus stable créé, la goutte croît par ajout des molécules d'eau qui diffusent de l'air humide et sont incorporées à son interface. Plusieurs stades de croissance peuvent être identifiés [17, 71] :

1. Croissance individuelle (figure 1.2a)). La distance moyenne entre les gouttes  $\langle d \rangle$  est plus grande que la couche limite de diffusion  $\zeta$ , les gouttes n'interagissent pas entre elles et grossissent indépendamment selon une loi de croissance  $R_i \sim t^{1/2}$  où  $R_i$  est le rayon de la base de la goutte.
2. Croissance individuelle dans une assemblée (figure 1.2 b)). Au fur et à mesure que les gouttes grossissent, la distance entre chaque goutte diminue. Lorsque  $\langle d \rangle < \zeta$ , les couches limites de concentration se superposent et les gouttes interagissent entre elles. Leur croissance en est modifiée et répond à la loi de puissance  $R \sim t^{1/3}$  (voir figure 1.3). Le profil de concentration de la vapeur d'eau moyen de l'assemblée de gouttes devient perpendiculaire à la surface de condensation.
3. Croissance moyenne d'une assemblée. Finalement les gouttes sont suffisamment grosses pour se toucher et coalescent pour former de nouvelles gouttes. La croissance de chaque goutte individuelle est toujours de  $R_i \sim t^{1/3}$ , mais on peut définir un rayon moyen de l'assemblée de gouttes  $\langle R \rangle$  qui répond à la loi de croissance (voir figure 1.3)

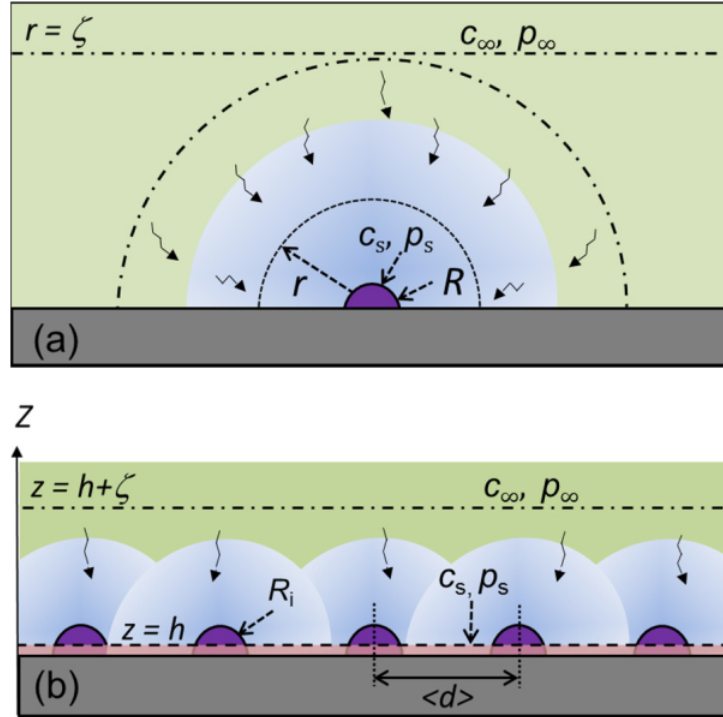


FIGURE 1.2 – Croissance des gouttes. a) Goutte individuelle. b) Gouttes dans une assemblée.  $r$  : distance par rapport au centre de la goutte;  $R$  : rayon de la base de la goutte;  $c_s, c_\infty$  : concentration des molécules d'eau dans l'air à respectivement  $p_s$ , pression de saturation de l'eau dans l'eau, et  $p_\infty$  pression partielle de la vapeur d'eau dans l'air ambiant;  $h$  : épaisseur du film équivalent;  $R_i$  rayon individuel d'une goutte;  $\langle d \rangle$  distance entre deux gouttes.

$$\langle R \rangle \sim t \quad (1.15)$$

Ce rayon moyen  $\langle R \rangle$  est un rayon moyen pondéré par la surface occupée par chaque goutte (rayon de Sauter). Il s'exprime par

$$\langle R \rangle = \frac{\sum R_i^3}{\sum R_i^2} \quad (1.16)$$

Le fait qu'il soit pondéré par la surface permet de diminuer l'importance des petites gouttes qui ont une influence moindre dans le processus de condensation, notamment sur le taux de condensation.

4. Croissance autosimilaire. Enfin, l'assemblée de gouttes entre dans un régime dans lequel une nouvelle génération de gouttes re-nuclée dans l'espace créé par la coalescences et possèdent les mêmes lois de croissances que la première génération. Un régime stable auto-similaire est atteint et qui présente la particularité d'avoir un taux de couverture de surface  $\varepsilon^2$  constant (voir figure 1.4).

Il est important de noter que ces lois de croissances sont valables pour des gouttes isothermes pour lesquelles le flux de molécules incorporées est uniforme sur toute l'interface de la goutte. Cette hypothèse est valable pour des surfaces dont l'émissivité est proche de celle de l'eau ou sur

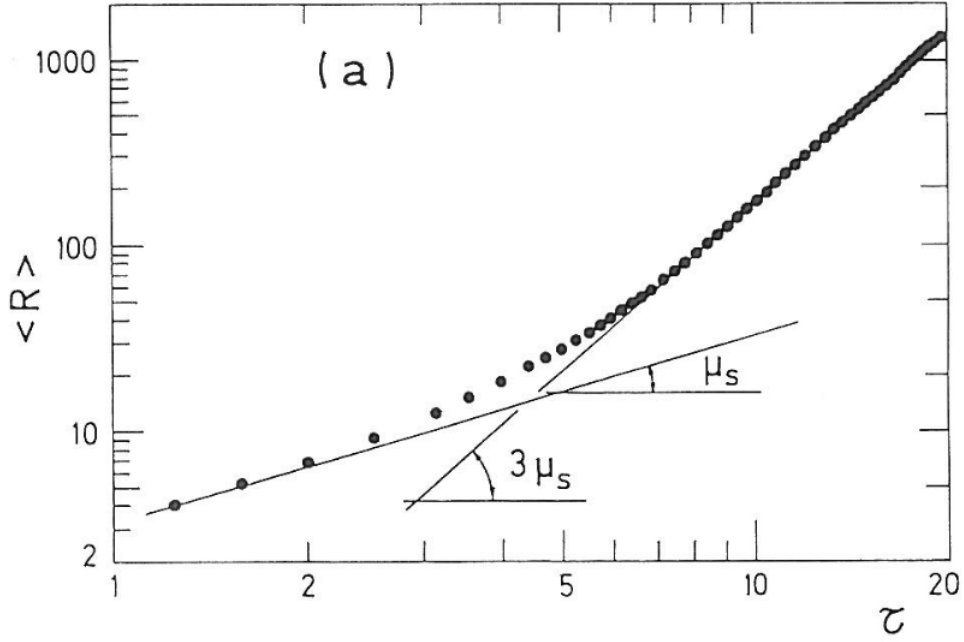


FIGURE 1.3 – Simulation numérique de l'évolution du rayon moyen  $\langle R \rangle$  de l'assemblée de gouttes en fonction du temps adimensionnel  $\tau$ .  $\mu_s = 1/3$ . D'après Beysens *et al.* (1991) [16].

des surfaces de forte conductivité pour lesquelles la résistance de constriction est faible. L'homogénéité thermique des gouttes est assurée par leur petite taille et éventuellement la présence d'effets thermocapillaires.

Le taux de couverture de surface  $\varepsilon^2$  augmente au cours de la condensation au fur et à mesure que les gouttes augmentent de rayon, occupant ainsi plus d'espace sur la surface de condensation (voir figure 1.4). Grâce aux coalescences entre gouttes il se stabilise néanmoins au stade 4 de la condensation. En régime permanent il peut être relié à l'angle de contact des gouttes sur la surface  $\theta$  par interpolation entre un taux de couverture nul ( $\theta = 180^\circ$ ) et un taux de couverture égal à 1 ( $\theta = 0^\circ$ ). On a

$$\varepsilon^2 = 1 - \frac{\theta}{180} \quad (1.17)$$

Zhao et Beysens (1995) [105] montrent que l'évolution n'est pas parfaitement linéaire, en particulier aux abords de  $\theta = 90^\circ$  où l'expression s'approche plus de  $\varepsilon^2 = 1 - \theta/200$ . Par simplification c'est l'équation 1.17 qui est utilisée dans ce travail. Il faut tout de même noter que (1.17) n'est valable que pour une seule génération de gouttes et en régime permanent.

La fraction de surface couverte par  $n$  générations de gouttes peut être déterminée par sommation [16] à partir du taux de couverture d'une génération  $\varepsilon^2$  tel que

$$S_g = 1 - (1 - \varepsilon^2)^n \quad (1.18)$$

### Théorie du film équivalent

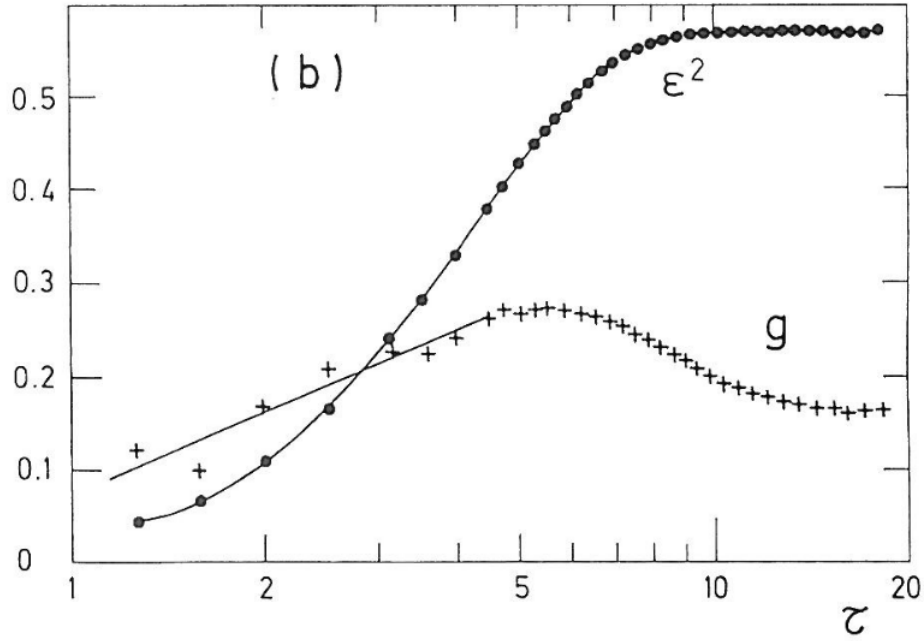


FIGURE 1.4 – Simulation numérique de l'évolution du taux de couverture  $\varepsilon^2$  et de l'indice de dispersion  $g$  en fonction du temps adimensionnel  $\tau$  pour des gouttes hémisphériques. D'après Beysens *et al.* (1991) [16].

A partir du stade 2 de la condensation, le profil moyen de concentration de la vapeur d'eau devient perpendiculaire à la surface (flux diffusif (1.8)). On peut donc considérer l'assemblée de gouttes comme un film d'eau équivalent d'épaisseur  $h$  (voir Beysens *et al.* 1986 [13], Guadarramacetina *et al.* 2014 [53], Sokuler *et al.* 2010 [95]) tel que

$$h = \frac{V_T}{S_c} \quad (1.19)$$

Avec  $V_T$  le volume total d'eau condensé et  $S_c$  la superficie de condensation. Medici *et al.* (2014) [71] montre que l'on peut relier  $h$  au rayon moyen de l'assemblée par

$$\langle R \rangle = \frac{1}{\varepsilon^2 f(\theta)} h \quad (1.20)$$

avec  $f(\theta)$  une fonction de volume définie par l'expression du volume d'une goutte posée  $V = \pi f(\theta) R^3$  avec  $\theta$  l'angle de contact de la goutte sur le substrat. Des calculs géométriques donnent

$$f(\theta) = \frac{2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta}{3\sin^3\theta} \quad (1.21)$$

En combinant (1.15) et (1.20) on montre que l'épaisseur du film équivalent varie linéairement avec le temps :

$$h = kt \quad (1.22)$$

Avec [71]

$$k = \frac{D_e(c_\infty - c_s)}{\zeta \rho_w} \quad (1.23)$$

$c_\infty$  est la concentration des molécules d'eau dans l'air correspondant à  $p_v(T_a)$  et  $c_s$  est la concentration des molécules d'eau dans l'air correspondant à la pression de saturation  $p_s(T_s)$ . L'analogie avec le taux de condensation (1.11) est directe et il est souvent plus confortable d'utiliser la variation de la hauteur de film équivalent pour représenter la quantité d'eau condensée sur une surface.

### Couche limite de diffusion

La connaissance de l'épaisseur de la couche limite de concentration  $\zeta$ , apparaissant dans les équations (1.8) et (1.23), est primordiale pour déterminer le flux diffusif des molécules vers la surface de condensation et le taux de condensation.

Il est usuel de considérer que l'épaisseur de la couche limite est comparable à l'épaisseur de la couche limite thermique  $\delta_T$  puisque leurs constantes de diffusion sont très proches (Coefficient de diffusion de l'eau dans l'air  $D_e = 2.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ , coefficient de diffusion thermique dans l'air  $D_T = 2.2 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  [1]). Ainsi on considère que  $\zeta \simeq \delta_T$ .

En écrivant l'égalité entre le flux de chaleur traversant la couche limite thermique par conduction et le flux de chaleur échangé entre la paroi et le fluide par convection. Ainsi on a  $\lambda_a \Delta T / \delta_T = h_i \Delta T$  avec  $\lambda_a$  la conductivité de l'air et  $h_i$  le coefficient de convection. D'où

$$\zeta = \frac{\lambda_a}{h_i} \quad (1.24)$$

### 1.1.3 Dispositifs expérimentaux

On peut distinguer deux types de dispositif expérimentaux permettant d'étudier la rosée : les dispositifs en laboratoires et les dispositifs en extérieur.

#### Dispositifs en laboratoire

Les dispositifs mis en place pour étudier le processus de formation de la rosée, ou de manière plus générale la condensation, sont des dispositifs qui consistent dans une grande majorité des cas à refroidir une surface de manière active. Une expérience typique consiste à utiliser un module Peltier pour refroidir la surface de condensation, elle-même située dans une chambre de condensation permettant de contrôler les caractéristiques de la vapeur d'eau (température, pression, concentration). Un exemple de montage classique est présenté dans Medici et al.(2014) [71]. D'autres auteurs utilisent, moins couramment, une surface de condensation en contact avec l'évaporateur d'un cycle thermodynamique de réfrigération, à l'instar de McCormick et al.(1965) [70] ou Graham et al.(1973) [52]. Outre la source froide, les différences entre les dispositifs expérimentaux viennent essentiellement de la nature de la surface de condensation (matériau, angle de contact, rugosité) et du fluide de condensation (air saturé, vapeur d'eau pure, autres gaz, ...).

#### Dispositifs en extérieur

Les dispositifs extérieurs sont des dispositifs passifs qui sont mis en place pour étudier la formation de la rosée en conditions réelles, c'est à dire grâce à un refroidissement radiatif. Il s'agit de prototypes de condenseurs qui permettent de récolter la rosée par écoulement gravitaire, afin d'étudier les potentiels de récolte, les paramètres météorologiques ainsi que la géométrie et les matériaux des condenseurs.



FIGURE 1.5 – A : Condenseur de type "sur toiture", Bisevo, Croatie, tiré de Clus (2007). B : condenseur plan incliné de  $30^\circ$  par rapport à l'horizontale, Paris, France. C : Usine de rosée de Kothara, Kothara, Inde. D'après Sharan *et al.* (2016) [93]

Il existe plusieurs prototypes implantés dans différents endroits du monde, allant du démonstrateur de  $1 \text{ m}^2$  à l'usine de rosée de  $850 \text{ m}^2$ . Ces prototypes ont plutôt vocation à étudier les potentiels de récolte passive, ainsi c'est le volume d'eau collecté qui est mesuré. Citons par exemple Beysens *et al.* (2006) [21] dans lequel différents environnements sont étudiés : continental, côte atlantique, méditerranéen grâce à des condenseurs plans inclinés de  $30^\circ$  par rapport à l'horizontale. Un exemple de ce type de condenseur est donné par la figure 1.5.B. Sharan *et al.* (2016) [93] traite de l'usine de rosée de Kothara en Inde, avec une surface de condenseur de  $540 \text{ m}^2$  composée de rangées de condenseurs inclinés à  $30^\circ$  par rapport à l'horizontale (voir figure 1.5.C) . Sharan (2011) [92] propose aussi une étude très complète sur les potentiels de récolte en Inde en abordant quatre types de condenseurs et pour différentes orientations : des condenseurs "hors sol" possédant une armature propre, des condenseurs "en toiture" pour lesquels le toit d'un bâtiment est le condenseur, des condenseurs "sur toiture" pour lesquels le toit d'un bâtiment est couvert par le condenseur (figure 1.5.A) et des condenseur "sur sol" qui consistent à travailler le sol et y déposer le matériau servant de condenseur. Beysens *et al.* (2017) [20] compare le potentiel de collecte entre un condenseur plan incliné de  $30^\circ$  par rapport à l'horizontale situé en ville à Paris et le même condenseur situé à la campagne à l'extérieur de Paris. De nombreux autres démonstrateurs sont implantés à travers le monde et fournissent un bibliographie riche, bibliographie qui a été en partie synthétisée par Owen Clus (2007) [31] dans sa thèse sur les condenseurs



de rosée. A titre d'exemple le tableau 1.1 montre différents condenseurs cités précédemment ainsi que leurs volume de collecte. Ces condenseurs sont de différentes tailles, orientations, matériaux, localisations, mais permettent de voir que les volumes collectés sont loin des volumes théoriquement condensables (voir section 1.1.1).

Lieu	Superficie	Volume collecté ( $L/m^2/nuit$ )	Reference
Ajaccio, France	$30 m^2$	0.12	[21]
Jerusalem, Israel	$1 m^2$	0.2 – 0.5	[21]
Kothara, Inde	$540 m^2$	0.6	[93]
Panandhro, Inde	$850 m^2$	0.3	[92]
Paris, France	$1 m^2$	0.19	[20]
Bisevo, Croatie	$15.1 m^2$	0.18	[31]

TABLEAU 1.1 – Synthèse non exhaustive de démonstrateurs installés et volume d'eau collectés associés.

### Méthode de mesure du taux de condensation de rosée naturelle

Différentes méthodes permettent d'estimer les taux de condensation en fonction de lieu d'implantation. On peut notamment citer des méthodes visuelles [35, 15], des dispositifs utilisant la modification des propriétés optiques par la présence d'eau [56, 81] ou encore des capteurs reposant sur une modification de résistance électrique [50]. Mais le moyen le plus précis reste la pesée, qui est le plus couramment utilisée [19].

#### 1.1.4 Conclusion sur la formation et la récolte de la rosée

Il est montré dans cette section que les mécanismes de formation de la rosée par refroidissement radiatif et condensation des molécules d'eau présentes dans l'air sont bien compris. D'autre part les lois de croissance du processus de condensation sont connues, de la nucléation des gouttes jusqu'à un régime permanent en passant par les différents stades de la condensation.

Des dispositifs passifs de collecte de rosée allant du démonstrateur à l'usine opérationnelle existent de part le monde. Néanmoins en comparant les taux de condensation théoriques et les volume d'eau effectivement collectés, il apparait que les rendements de collecte des ces démonstrateurs sont améliorables. En effet comme le montre Muselli *et al.* (2002) [75] il reste encore au petit matin des gouttes d'eau ne s'étant pas écoulées du condenseur et qui s'évaporent aux premiers rayons du soleil. Ainsi la surface de condensation de ces dispositif doit permettre de favoriser la mobilité des gouttes de manière à éviter ces pertes par évaporation. Il existe donc un besoin de nouvelles surfaces facilement usinables, peu chères et robustes permettant l'écoulement des gouttes par gravité. Enfin, il apparait que les expériences de condensation en laboratoire se font exclusivement grâce à des dispositifs actifs impliquant des systèmes refroidissant la surface de condensation par contact.

## 1.2 Gouttes et substrats

### 1.2.1 Angles de contact

Lorsqu'un liquide entre en contact avec un solide, il peut soit mouiller complètement le solide en formant un film, soit mouiller partiellement le solide en formant une goutte. Dans ce dernier cas, l'interface liquide/gaz forme un angle de contact  $\theta$  avec le solide (voir figure 1.6). La ligne

de contact est définie comme l'intersection entre le liquide, le solide et le gaz. L'angle de contact résulte d'un équilibre entre les forces de tension interfaciales du solide, du liquide et de la vapeur. Young en 1805 [101] est le premier à formuler une expression mettant en relation l'angle de contact  $\theta$  et les tensions de surface des interfaces liquide/gaz  $\gamma$ , solide/gaz  $\gamma_{sg}$  et solide/liquide  $\gamma_{sl}$  :

$$\cos\theta = \frac{\gamma_{sg} - \gamma_{sl}}{\gamma} \quad (1.25)$$

On obtient des angles de contact variables en fonction du gaz, du solide et du liquide considéré. Un solide est dit hydrophile si  $\theta < 90^\circ$  et hydrophobe si  $\theta > 90^\circ$ .

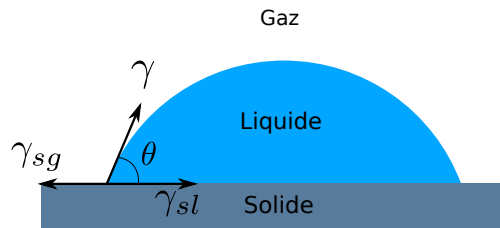


FIGURE 1.6 – Contact entre un solide, un liquide et un gaz.  $\theta$  : Angle de contact de Young;  $\gamma_{sl}$  : tension de surface de l'interface solide/liquide;  $\gamma$  : tension de surface de l'interface liquide/gaz;  $\gamma_{sg}$  : tension de surface de l'interface solide/gaz.

Il faut cependant noter plusieurs choses. a) On parle ici seulement d'angle de contact statique, c'est à dire dans le cas où la ligne de contact entre la goutte et le solide est fixe. Il est aussi possible de définir un angle de contact dynamique lorsque la ligne de contact est en mouvement mais le sujet ne sera pas abordé ici. b) Cette expression n'est plus valable lorsque l'on s'approche de la ligne de contact [32]. En effet il existe une région dans laquelle d'autres mécanismes entrent en jeu et peuvent modifier l'angle localement. On parle donc d'angle de contact macroscopique de la goutte. c) L'équation de Young est une expression basée sur des considérations géométriques et qui considère un solide parfaitement lisse.

En pratique les surfaces sont rarement complètement lisses. Une première conséquence est que l'angle de contact mesuré est compris dans un intervalle  $\theta_r < \theta < \theta_a$  avec  $\theta_a$  l'angle d'avancée et  $\theta_r$  l'angle de reculée. L'angle d'avancée est mesuré au décrochage de la ligne de contact lorsque l'on tend à augmenter la surface de l'interface solide/liquide, l'angle de reculée est mesuré au décrochage de la ligne de contact lorsque l'on tend à diminuer la surface de l'interface solide/liquide. Ces opérations peuvent être effectuées par exemple en injectant (respectivement en extrayant) du liquide d'une goutte posée grâce à une seringue (voir figure 1.7) jusqu'au décrochage de la ligne de contact.

La différence entre les angles d'avancée et de reculée  $\theta_a - \theta_r$  est appelée hystérésis d'angle de contact. Son origine vient du fait que la surface n'étant pas parfaite, la ligne de contact peut être piégée par des rugosités, des inhomogénéités chimiques de la surface ou encore être perturbée par la présence de solutés dans le liquide [32]. Ainsi l'hystérésis d'angle de contact est responsable d'une force d'accrochage de la goutte d'autant plus grande que l'hystérésis est grande. Plus l'hystérésis du liquide est grande plus la goutte est accrochée au solide, plus l'hystérésis est faible plus la goutte glissera facilement.

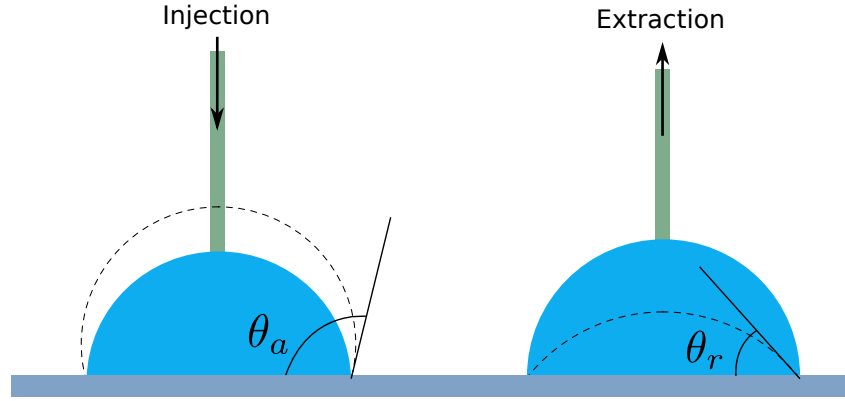


FIGURE 1.7 – Schéma de principe pour la méthode de la seringue permettant de mesurer l'angle d'avancée  $\theta_a$  et l'angle de reculée  $\theta_r$  d'une goutte sur une surface hétérogène.

Une deuxième conséquence de la présence de rugosités est qu'elle peut modifier l'angle de contact apparent d'une goutte posée. En effet celle-ci peut être dans deux états. Soit elle imprègne les rugosités (figure 1.8b)), dans ce cas on dit qu'elle est dans un état Wenzel, soit elle repose sur le haut des rugosités en laissant des poches d'air à l'intérieur de celles-ci (figure 1.8a)), auquel cas on dit qu'elle est dans un état Cassie-Baxter. Wenzel et Cassie-Baxter font référence à des auteurs ayant mis en lumière ces deux états.

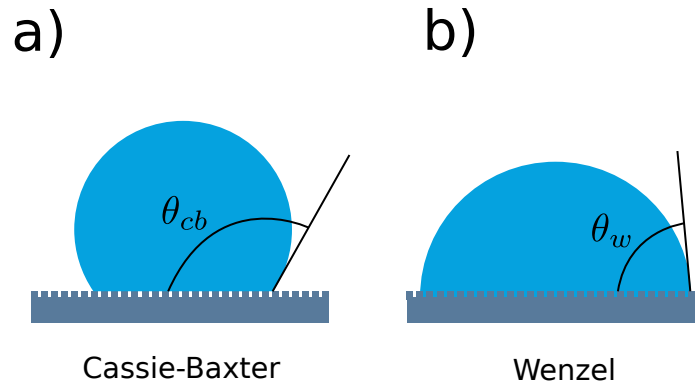


FIGURE 1.8 – a) Goutte en état Cassie-Baxter faisant un angle  $\theta_{cb}$  avec le solide. b) Goutte en état Wenzel faisant un angle  $\theta_w$  avec le solide.

Wenzel [100] propose une formulation de l'angle de contact  $\theta_w$  qui prend en compte le rapport d'aspect  $r$  d'une surface rugueuse par rapport à sa surface réelle telle que

$$\cos\theta_w = r \times \cos\theta \quad (1.26)$$

avec  $r = \text{surface réelle} / \text{surface projetée}$  et  $\theta$  l'angle de contact de Young sur une surface idéale. La rugosité a tendance dans ce cas à accentuer l'effet hydrophobe ou hydrophile de la surface. Cassie et Baxter [29] proposent quant à eux une formulation de l'angle  $\theta_{cb}$  prenant en compte les poches d'air emprisonnées sous la goutte telle que

$$\cos\theta_{cb} = f_1 \cos\theta_v + f_2 \cos\theta_l \quad (1.27)$$

avec  $f_1 = \text{surface de l'interface solide-vapeur} / \text{surface totale}$  et  $f_2 = \text{surface de l'interface solide-liquide} / \text{surface totale}$ ,  $\theta_v$  l'angle de contact de la vapeur avec le solide et  $\theta_l$  l'angle de contact du liquide avec le solide. Cet état a tendance à accentuer l'hydrophobicité des surfaces.

En pratique l'angle de contact de Young et l'état de surface d'un solide sont des données difficiles à obtenir. Ainsi pour caractériser le mouillage d'un solide par un liquide on utilise en pratique les angles d'avancée, de reculée et l'hystérésis, accessibles par des mesures.

### 1.2.2 Accrochage des gouttes sur substrat incliné

L'accrochage des gouttes sur une surface inclinée est un sujet récurrent dans la littérature puisqu'il intervient dans de nombreux domaines d'application. Pare-brises, vêtements déperlants, échange de chaleur par condensation en gouttes, pulvérisation d'aérosols sont autant de secteurs concernés. Dans le cadre de la rosée c'est la capacité des gouttes à se détacher de la surface du condenseur pour être collectées qui est en jeu. L'objectif est de déterminer les forces d'accrochage, ou forces de rétention sur la goutte ainsi que la forme, le volume et le rayon de celle-ci avant détachement.

Sur une surface inclinée, une goutte d'eau de volume  $V$  est en équilibre si la force de gravité exercée par son poids est égale à la force d'accrochage de la goutte due à l'hystérésis.

La figure 1.9 présente une vue en coupe d'une goutte sur un plan incliné. Les angles de contact à l'avant de la goutte  $\theta_{max}$  et à l'arrière de la goutte  $\theta_{min}$  y sont représentés. La composante  $F_g$  du poids  $\vec{P}$  d'une goutte dans le plan d'inclinaison de la surface a pour expression

$$F_g = \rho V g \sin \alpha \quad (1.28)$$

avec  $\rho$  la masse volumique de l'eau,  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $\alpha$  l'angle d'inclinaison de la surface.

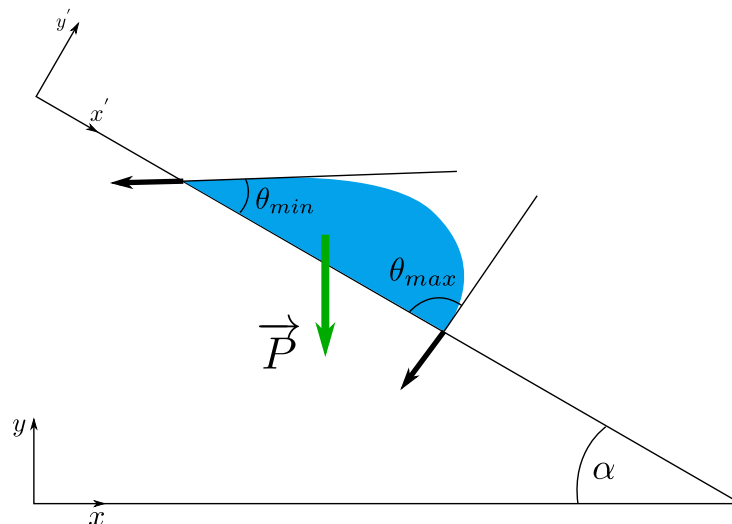


FIGURE 1.9 – Equilibre d'une goutte sur un plan incliné.  $\alpha$  : angle d'inclinaison ;  $F_g$  : forces de gravité ;  $\theta_{max}$  : angle de contact à l'avant de la goutte ;  $\theta_{min}$  : angle de contact à l'arrière de la goutte. Flèches noires : forces locales de tension de surface.

La composante  $F_r$  des forces d'accrochage d'une goutte dans le plan d'inclinaison de la surface s'exprime par (1.29) qui est fonction de la tension de surface de l'eau  $\gamma$ , d'un facteur numérique  $k$  prenant en compte la forme de la goutte et d'une longueur caractéristique  $\omega$  représentant la taille de la goutte [43, 39, 40].

$$F_r = \gamma k \omega (\cos \theta_{min} - \cos \theta_{max}) \quad (1.29)$$

Le facteur de rétention  $k$  a son importance puisque c'est lui qui décrit d'une part la forme de la ligne de contact, lieu d'application des forces de rétention, et d'autre part la forme globale de la goutte, reliée au volume de celle-ci. De nombreux auteurs (Brown (1980)[26], Milinazzo (1988) [72], Extrand (1990)[39], ElSherbini (2004) [36], Dussan (1983) [34]) proposent des valeurs de ce facteur en prenant en compte notamment le rapport d'aspect de la goutte et sa forme globale. Néanmoins les différents modèles cités donnent une très grande variété de résultats puisque  $k$  varie entre 1 et 3.14 en fonction des auteurs.

La valeur de la longueur caractéristique à prendre en compte est aussi sujette à discussion. Certains auteurs utilisent la valeur de la largeur de la goutte (Extrand (1990)[39], Furmidge (1962)[43], Brown (1980)[26]) alors que ElSherbini (2006) [37] suggère plutôt d'utiliser le rayon équivalent d'une goutte circulaire de même aire de contact.

Enfin concernant les angles de contact, la plupart des auteurs [43, 39, 40] utilisent la valeur de  $\theta_a$  et de  $\theta_r$ . Krasovitski et Marmur [62] discutent ce choix et montrent que les angles maximum  $\theta_{max}$  et  $\theta_{min}$  (voir figure 1.9) d'une goutte sur un plan incliné ne sont pas nécessairement égaux aux angle d'avancée  $\theta_a$  et de reculée  $\theta_r$ . Ceci est corroboré par Brown[26] et Milinazzo[72] qui montrent par leur simulations que  $\theta_{min}$  et  $\theta_{max}$  dépendent de la taille de la goutte et de l'inclinaison de la surface, alors que  $\theta_a$  et  $\theta_r$  sont seulement fonction du liquide et du solide en question.

ElSherbini *et al.* [37, 36] montrent expérimentalement d'une part que  $\theta_{max} \simeq \theta_a$  et proposent d'autre part une expression de  $\theta_{min}$  en fonction du nombre de Bond

$$\frac{\theta_{min}}{\theta_a} = 0.01Bo^2 - 0.155Bo + 0.97 \quad (1.30)$$

avec  $Bo$  le nombre de Bond tel que

$$Bo = \frac{\rho g D^2 \sin \alpha}{\gamma} \quad (1.31)$$

où  $D$  est le diamètre équivalent de la goutte,  $\alpha$  l'angle d'inclinaison du support et  $\gamma$  la tension de surface du liquide. La figure 1.10 tirée des travaux de ElSherbini [36] montre une excellente corrélation ( $r = 0.95$ ) de la relation (1.30) avec des valeurs expérimentales du nombre de Bond correspondant à des surfaces, liquides, inclinaisons et tailles de gouttes différentes.

En intégrant les forces de tension locales d'une goutte en forme de calotte sphérique de diamètre équivalent  $D = 2R$  il propose un facteur de rétention  $k = 1.548$ . En résumé ElSherbini propose l'expression 1.32 pour la force d'accrochage d'une goutte.

$$F_r = 1.548 \gamma R (\cos \theta_{min} - \cos \theta_a) \quad (1.32)$$

avec  $R$  le rayon équivalent et  $\theta_{min}$  calculé par (1.30).

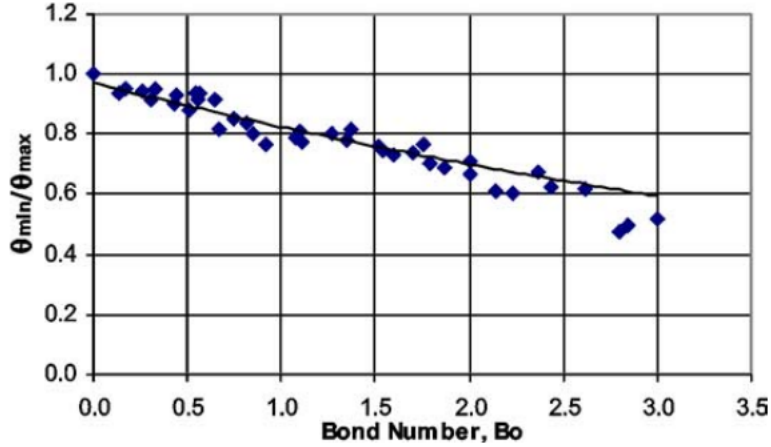


FIGURE 1.10 – Nombre de Bond versus  $\theta_{min}/\theta_{max}$  pour un grand nombre de configurations. ; Losanges pleins : données expérimentales ; Ligne pleine : équation (1.30). D'après ElSherbini *et al.*[36]

On peut exprimer le volume d'une goutte par  $V = \pi f(\theta)R^3$  avec  $R$  le rayon équivalent de la goutte et  $f(\theta)$  calculé par l'équation (1.21), puis l'intégrer dans (1.28). En considérant l'équilibre  $F_g = F_r$  avec  $F_r$  défini par l'équation (1.32) il est possible d'extraire un rayon critique de détachement en fonction de l'hystérésis, de l'inclinaison de la surface et de la longueur capillaire définie par

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \quad (1.33)$$

On obtient [18] l'équation 1.34.

$$R_c = l_c \left( \frac{k}{\pi f(\theta)} \right)^{1/2} \left( \frac{\cos\theta_{min} - \cos\theta_a}{\sin\alpha} \right)^{1/2} \quad (1.34)$$

Ici  $\theta = (\theta_{min} + \theta_a)/2$

Plusieurs auteurs se sont attachés à décrire l'influence d'une rugosité sur l'accrochage des gouttes sur un substrat incliné. En effet comme on l'a vu avec Wenzel et Cassie-Baxter une rugosité peut modifier les énergies interfaciales et les angles de contact. L'hystérésis est directement impactée par la topographie de la surface. DeGennes (1985) [32], Joanny et DeGennes (1984) [61], Shanahan (1990) [91] se sont attaqués au problème théorique du défaut de surface isolé et à la force d'accrochage supplémentaire pour la ligne de contact, puis sont remontés à une distribution aléatoire de défauts répartis sur une surface. Paterson et Fermigier (1997) [83] ont regardé expérimentalement le comportement de la ligne de contact sur une surfaces couverte de défauts.

D'autres auteurs ont réalisé des expériences sur des surfaces rendues rugueuses avec des rugosités arithmétiques allant de 0.1 nm à 35  $\mu\text{m}$  et ont observés que les forces d'accrochage augmentaient systématiquement avec la rugosité. On peut citer notamment Extrand et Gent (1990) [39], Bikerman (1950) [23]. Ces études n'indiquent cependant pas si les gouttes sont en état Wenzel ou en état Cassie-Baxter. Miwa et al. (2000) [73] rapporte que certaines configurations de rugosités rendent les surfaces superhydrophobes avec des gouttes en état Cassie-Baxter, avec un effet inverse sur les forces d'accrochage.

Enfin, plusieurs études s'intéressent aux angles de contact et forces d'accrochage dans le cas d'une goutte en mouvement sur plan incliné, c'est à dire après détachement. Le sujet ne sera pas abordé ici, mais notons cependant les travaux de Gao et al. (2017) [47] qui montrent qu'à l'instar des forces de friction entre deux solides, la force de rétention d'une goutte en mouvement est moins grande que la force de rétention d'une goutte statique.

### 1.2.3 Surfaces favorisant la mobilité des gouttes condensées

Dans le cadre de la récolte de la rosée, favoriser la mobilité des gouttes est un enjeu important puisque chaque goutte restant accrochée sur la surface sera perdue par évaporation au petit matin, on a donc tout intérêt à leur permettre d'être les plus mobiles possibles pour pouvoir les collecter par gravité.

L'angle de glissée est défini comme le plus petit angle d'inclinaison  $\alpha$  nécessaire pour mettre une goutte en mouvement. Les surfaces superhydrophobe (voir figure 1.11) présentent des angles de glissée très faibles – et donc des forces d'accrochage faibles, et sont un sujet d'étude à part entière puisqu'elles sont très utilisées pour créer des matériaux déperlants (vêtements, pare-brise, etc...). L'efficacité de ces surfaces reposent sur une diminution de l'hystérésis d'angle de contact grâce à une micro-texturation des surfaces en question. C'est l'effet "feuille de lotus" qui est ici désiré (voir figure 1.11). Plusieurs études existent pour tenter de reproduire des surfaces superhydrophobes. Citons notamment Callies et Quéré (2005) [28], Bico et al. (1999) [22], Lafuma et Quéré (2003) [63] qui utilisent des surface micro-structurées (voir figure 1.11) avec des angles de contact allant jusqu'à  $170^\circ$ . Miwa et al. (2000) [73] utilisent une rugosité aléatoire permettant un angle de contact d'environ  $160^\circ$ . Herminghaus (2000) [55] étudie théoriquement la forme de rugosité nécessaire pour avoir un effet superhydrophobe.

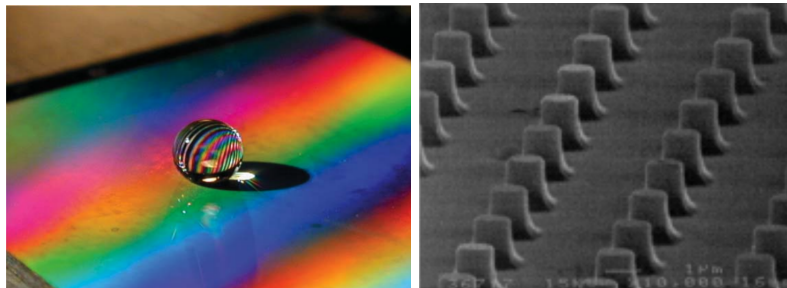


FIGURE 1.11 – Gauche : Goutte d'eau millimétrique posée sur un substrat superhydrophobe, tiré de Callies *et al.* (2005) [28]. Droite : structure composée de micro-pilliers de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre, tiré de Bico *et al.* (1999) [22]

Malheureusement ces surfaces présentent des inconvénients lorsque l'on parle de collecte de rosée. En effet il est montré (Narhe et Beysens (2007) [78]) que la condensation, par sa nature, produit des gouttes en état Wenzel sur ce genre de géométries. Ceci est dû à l'échelle de la nucléation des gouttes, souvent inférieure à celle des rugosités créées. Les images d'une condensation sur une assemblée de piliers superhydrophobes effectuées par Varanasi *et al.* (2009)[97] et présentées sur la figure 1.12 illustrent parfaitement ce propos.

De plus, comme vu dans la section 1.1.2, la barrière énergétique à surmonter pour créer une goutte est d'autant plus importante que sa surface est grande, il est donc plus difficile de

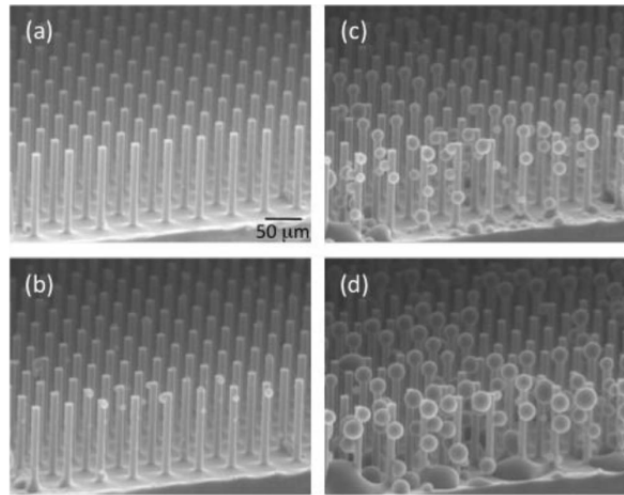


FIGURE 1.12 – Evolution d’une condensation sur une forêt de piliers superhydrophobes prise grâce à un microscope environnemental. D’après Varanasi *et al.* (2009)[97]

condenser sur une surface superhydrophobe. Enfin la durée de vie de ces surfaces et leur coût de production les rendent peu envisageable pour collecter la rosée.

Outre les recherches sur les matériaux superhydrophobes, de nombreuses études s’intéressent à la propulsion des surfaces à évacuer les gouttes de condensations. Lee *et al.* (2012) [64] explorent l’influence des propriétés de mouillage des surfaces de condensation en étudiant le taux de condensation et le taux de collecte pour de la condensation sur des matériaux hydrophobes, hydrophiles, superhydrophobes et superhydrophiles. La figure 1.13 montre certains de leurs résultats. On peut aussi citer Jin *et al.* (2017) [59] qui effectuent une expérience de collecte de condensation en faisant varier l’angle de contact de la surface de condensation. Anand *et al.* (2012) [87] proposent une surface originale nano-structurée et imprégnée d’un liquide influençant les capacités d’évacuation des gouttes condensées.

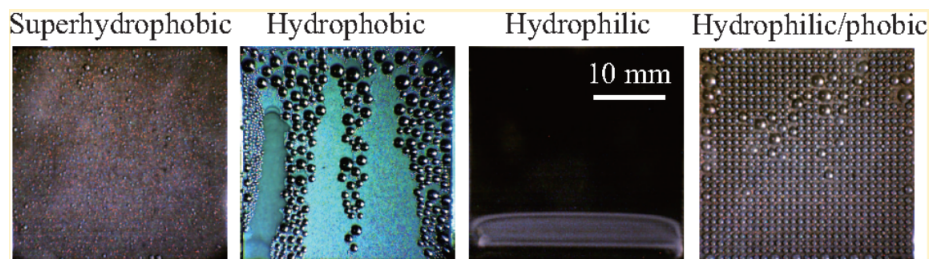


FIGURE 1.13 – Condensation et décrochage des gouttes sur des substrats inclinés présentant différentes propriétés de mouillage. D’après Lee *et al.* (2012)

L’emploi de surfaces micro-texturées a été proposé récemment par Bintein *et al.* (2019) [24] qui ont utilisé des micro-rainures orientées dans le sens de la gravité, dont la profondeur et l’espacement vont de  $60\mu\text{m}$  à  $500\mu\text{m}$ . Dans cette étude, les coalescences à distance via les micro-rainures permettent de diminuer la rétention des gouttes sur la surface et augmentent la masse d’eau collectée.

Enfin on peut citer Mannetje *et al.* (2011) [106] qui proposent de modifier l’hystérésis dynamiquement par électro-stimulation pour détacher les gouttes en cours de condensation.



### 1.2.4 Conclusion

Comme on a pu le voir au début de cette section le problème de l'angle de contact d'un liquide sur un solide est étudié depuis longtemps et bien connu. Néanmoins il reste des controverses sur certains points, ce qui en fait un sujet de recherche riche et toujours d'actualité. Mais les études portent le plus souvent sur une goutte posée. En revanche dans le cas de la condensation les gouttes croissent directement sur la surface à une échelle inférieure aux défauts de surface. De plus elles interagissent avec le reste de l'assemblée de gouttes (coalescences), dans un processus dynamique. La question des angles de contact dynamiques est très complexe et n'a été abordée que pour des gouttes posées. Ainsi nous définissons dans le chapitre 2 un angle de contact moyen dynamique, caractéristique d'une assemblée de gouttes en coalescence, que l'on appellera "angle de contact de condensation".

La section 1.1 fait ressortir la nécessité de développer des surfaces favorisant la mobilité des gouttes pour la collecte par gravité de la rosée. Le domaine des matériaux superhydrophobes et déperlants est actif et propose des surfaces à faible angle de glissée, donc faible force d'accrochage. Néanmoins ces matériaux sont peu applicables à la récupération de la rosée étant donné leur coût et le fait qu'ils s'appliquent à des gouttes posées sur leur surface et non grossissant sur leur surface. Ainsi il y a un besoin de surfaces texturées et usinables à bas coût qui puissent favoriser la mobilité des gouttes de condensation. Il existe quelques études utilisant la microfabrication pour créer des surfaces spécialement conçues pour diminuer les forces d'accrochage des gouttes en condensation, mais la littérature reste pauvre sur le sujet.

## 1.3 Refroidissement radiatif

### 1.3.1 Nature du rayonnement

#### Rayonnement du corps noir

Le corps noir est un corps théorique idéal qui absorbe tout le rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde et sa direction d'incidence.

La luminance monochromatique du corps noir en équilibre thermodynamique parfait (ETP) à la température  $T$  vers un milieu d'indice de réfraction égal à 1 est donnée par la loi de Planck (1.35). Elle s'exprime en  $W.m^{-2}.\mu m^{-1}.sr^{-1}$  et est indépendante de la direction d'émission.

$$L_{\lambda T}^{\circ} = \frac{2hc_0^2\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc_0}{k\lambda T}\right) - 1} \quad (1.35)$$

avec  $c_0$  la vitesse de propagation du rayonnement électromagnétique dans le vide,

$h = 6.62 \times 10^{-34} J.s$  la constante de Planck,

$k = 1.38 \times 10^{-23} J.K^{-1}$  la constante de Boltzmann,

$\lambda$  la longueur d'onde considérée.

La figure 1.14 montre l'évolution de la luminance émise par le corps noir en fonction de la longueur d'onde et de la température.

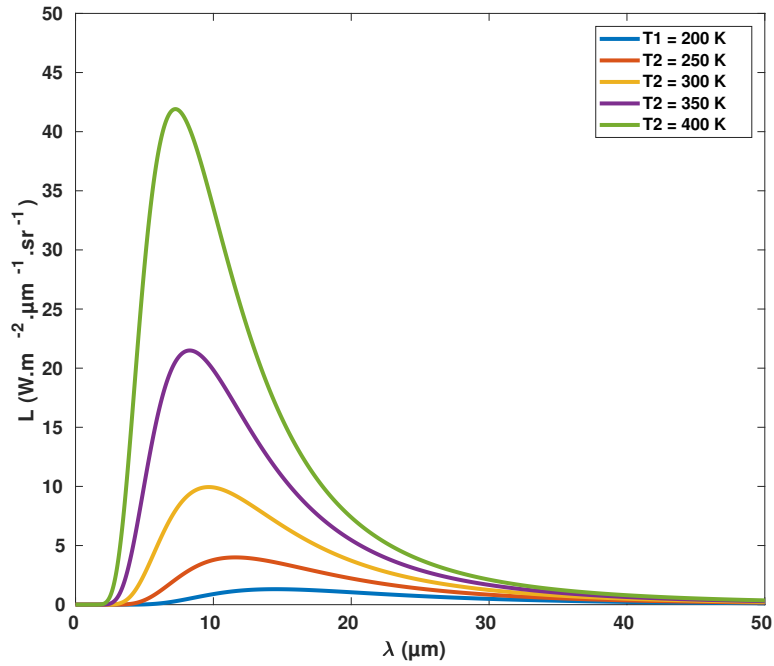


FIGURE 1.14 – Evolution de la luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures (équation 1.35)

L'intégration de la luminance monochromatique du corps noir sur tout le spectre des longueurs d'onde donne la luminance totale du corps noir

$$L_T^\circ = \int_0^\infty L_{\lambda T}^\circ d\lambda = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (1.36)$$

avec  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$  la constante de Stefan-Boltzmann.

L'intégration de la luminance monochromatique du corps noir dans toutes les directions du demi-espace est appelée émittance monochromatique du corps noir. Elle est définie par (1.37) et s'exprime en  $\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}$ .

$$M_\lambda^\circ = \pi L_\lambda^\circ \quad (1.37)$$

L'intégration de la luminance monochromatique sur tout le spectre de longueurs d'onde et dans toutes les directions du demi-espace s'exprime en  $\text{W.m}^{-2}$  et est appelée émittance totale du corps noir et est définie par

$$M^\circ = \sigma T^4 \quad (1.38)$$

### Rayonnement des corps réels

L'émissivité monochromatique directionnelle d'un corps réel est définie comme le rapport entre la luminance monochromatique de ce corps  $L_\lambda(T)$  et la luminance monochromatique du corps noir à la même température  $L_\lambda^\circ(T)$ .

$$\varepsilon'_\lambda = \frac{L_\lambda(T)}{L_\lambda^\circ(T)} \quad (1.39)$$

Un rayonnement en interaction avec la matière peut être soit absorbé, soit réfléchi, soit transmis (voir figure 1.15). On définit les coefficients monochromatiques directionnels d'absorption  $\alpha'_\lambda$  de transmission  $\tau'_\lambda$  et de réflexion  $\rho'_\lambda$  comme le rapport entre les flux respectivement absorbé  $\phi_\lambda^a$ , transmis  $\phi_\lambda^t$  et réfléchi  $\phi_\lambda^r$  et le flux incident  $\phi_\lambda^i$  tel que

$$\alpha'_\lambda = \frac{\phi_\lambda^a}{\phi_\lambda^i} \quad \tau'_\lambda = \frac{\phi_\lambda^t}{\phi_\lambda^i} \quad \rho'_\lambda = \frac{\phi_\lambda^r}{\phi_\lambda^i} \quad (1.40)$$

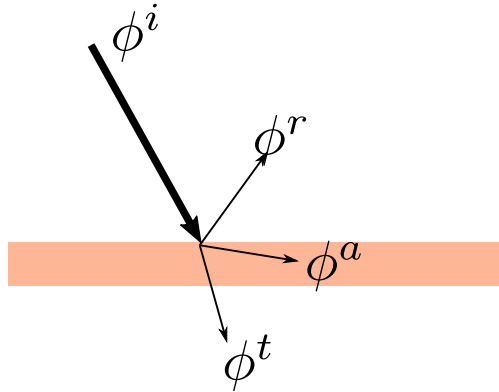


FIGURE 1.15 – Interaction du rayonnement avec la matière.  $\phi_\lambda^i$  : flux incident ;  $\phi_\lambda^a$  : flux absorbé ;  $\phi_\lambda^t$  : flux transmis ;  $\phi_\lambda^r$  : flux réfléchi

D'après la loi de conservation de l'énergie on a

$$\alpha'_\lambda + \tau'_\lambda + \rho'_\lambda = 1 \quad (1.41)$$

De plus, d'après la loi de Kirchoff,

$$\varepsilon'_\lambda = \alpha'_\lambda \quad (1.42)$$

Note : Il est important d'appuyer sur le fait que la relation (1.42) n'est valable que pour des grandeurs monochromatiques et directionnelles, à l'exception de certains cas particuliers.

### 1.3.2 Principe physique de la rosée

Comme explicité dans la section 1.1.1 une surface placée en extérieur et dirigée vers le ciel sera soumise au bilan thermique exprimé par l'équation (1.1). En vue de se concentrer sur le refroidissement radiatif nous pouvons simplifier cette expression en considérant le régime permanent tel que

$$0 = \phi_{rad} + \phi_{conv} + \phi_{cond} + \phi_{lat} \quad (1.43)$$

Le flux radiatif étant le moteur du refroidissement, il extrait de l'énergie de la surface ( $\phi_{rad} < 0$ ) tandis que les flux non-radiatifs  $\phi_{conv}$ ,  $\phi_{cond}$  et  $\phi_{lat}$  en apportent ( $\phi_{conv} + \phi_{cond} + \phi_{lat} > 0$ ).

Pour avoir un déficit radiatif, donc un flux radiatif négatif, l'équation (1.2) nous montre que la puissance émise par l'atmosphère et absorbée par la surface doit être plus faible que la puissance propre émise par la surface. Les paragraphes qui suivent permettent d'explicitier les expressions de ces puissances et d'effectuer un bilan radiatif pour une surface d'émissivité connue.

### Puissance émise par la surface

La puissance surfacique émise par la surface de condensation dans toutes les longueurs d'onde et toutes les directions du demi-espace supérieur s'exprime par

$$\varphi_{surf}^e = \int_0^\infty \int_{\frown} \varepsilon_s(\lambda, \Delta) L_{\lambda T_s}^\circ \cos\theta d\Omega d\lambda \quad (1.44)$$

Le symbole  $\frown$  signifie que l'on intègre l'expression sur un hémisphère, le symbole  $\infty$  signifie que l'on intègre l'expression sur toute la gamme de longueurs d'ondes.  $\varepsilon_s(\lambda, \Delta)$  est l'émissivité monochromatique directionnelle, considérée ici indépendante de la température. En effet sur la plage de températures en jeu dans le cadre de la rosée, l'émissivité varie peu pour les métaux comme pour les matériaux diélectriques [69].  $L_{\lambda T_s}^\circ$  est la luminance monochromatique émise par un corps noir à la température  $T_s$  (voir équation 1.35 pour son calcul).  $\theta$  est l'angle de la direction concernée par rapport à l'horizontale,  $d\Omega$  est l'angle solide élémentaire.

L'émissivité est susceptible de varier avec la direction et la longueur d'onde. Dans le cadre de la rosée, les températures des surfaces sont de l'ordre de  $[0 - 25]^\circ C$  et rayonnent leur énergie dans l'intervalle de longueurs d'onde  $[2 - 50] \mu m$ , ainsi l'objectif est d'avoir un matériau de forte émissivité dans cette plage de longueurs d'onde. De la même manière on cherche un matériau dont l'émissivité soit maximale pour toutes les directions de l'hémisphère supérieur. Le matériau idéal est donc un corps gris et lambertien de forte émissivité.

Si l'on considère un tel matériau, l'émissivité  $\varepsilon_s$  est indépendante de la longueur d'onde et de la direction. En intégrant (1.44) sur toutes les longueurs d'ondes et le demi-espace supérieur on obtient

$$\varphi_{surf}^e = \varepsilon_s \sigma T_s^4 \quad (1.45)$$

### Puissance émise par l'atmosphère

De la même manière que pour la puissance émise par la surface, la puissance surfacique émise par l'atmosphère vers le demi-hémisphère inférieur (vers la surface de condensation) peut être exprimée par

$$\varphi_{atm}^i = \int_0^\infty \int_{\frown} \varepsilon_{atm}(\lambda, \Delta) L_{\lambda T_{atm}}^\circ \cos\theta d\Omega d\lambda \quad (1.46)$$

Avec  $\varepsilon_{atm}(\lambda, \Omega)$  l'émissivité monochromatique directionnelle de l'atmosphère et  $L_{\lambda T_{atm}}^\circ$  la luminance monochromatique du corps noir à la température  $T_{atm}$ .

Bien que l'atmosphère ait une température variable en fonction de l'altitude, la température utilisée pour calculer sa luminance est la température de l'air dans l'environnement proche de la surface  $T_{atm} = T_a$ . Ainsi on considère l'atmosphère comme un milieu semi-transparent à la température  $T_a$  et toute la complexité du milieu est représentée par son émissivité [25].

La variation de l'émissivité de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde et de la direction est compliquée. En effet elle est dépendante de beaucoup de facteurs : température et la pression des différentes couches de l'atmosphère, humidité relative, composition (H2O, CO2, O2 étant les principaux facteurs), altitude considérée, couche nuageuse, etc... Le sujet ne sera pas traité en détails ici, pour cela on peut se rapporter à de nombreuses études effectuant un état de l'art de connaissances de l'émissivité de l'atmosphère [96, 103, 38, 67, 102].

Dans la pratique on utilise une émissivité globale  $\varepsilon_g$  pour le ciel, définie par rapport à l'émission d'un corps noir à la même température tel que

$$\varepsilon_g = \frac{\int_0^\infty \int_{\Omega} \varepsilon_{atm}(\lambda, \Delta) L_{\lambda T_a}^\circ \cos\theta d\Omega d\lambda}{\sigma T_a^4} \quad (1.47)$$

Et on exprime donc la puissance radiative surfacique de l'atmosphère par

$$\varphi_{atm}^i = \varepsilon_g \sigma T_a^4 \quad (1.48)$$

L'émissivité globale, parfois appelée émissivité totale, émissivité du ciel, est le plus souvent utilisée dans la littérature, où l'on peut trouver de nombreuses expressions de l'émissivité en fonction de différents paramètres : humidité, couverture nuageuse, azimut, température, longueur d'onde, composition de l'atmosphère. [96, 103, 38, 67, 102].

Le tableau 1.2 donne un aperçu non-exhaustif de différents modèles d'émissivité de l'atmosphère existants et des flux radiatifs associés.

Correlation	Emissivité	$I_{atm}$ ( $W/m^2$ )	Reference
$\varepsilon_g = 0.741 + 0.0062 \times T_d$	0.859	384.1	Berdahl et Fromberg [10]
$\varepsilon_g = 0.770 + 0.0038 \times T_d$	0.843	376.9	Berger et al. [12]
$\varepsilon_g = 0.72 + 0.009(p_w - 2)$	0.903	403.8	Niemelä et al [79]
$\varepsilon_g = 0.711 + 0.56 \left(\frac{T_d}{100}\right) + 0.73 \left(\frac{T_d}{100}\right)^2$	0.845	377.8	Martin et Berdahl [11]
$\varepsilon_g = 1.24 \left(\frac{p_w}{(T_{amb} + 273.15)}\right)^{1/7}$	0.856	382.8	Brutsaert [27]

TABLEAU 1.2 – Différents modèles d'émissivité de l'atmosphère et flux radiatifs associés. Ciel clair de nuit.  $T_d$  : température du point de rosée ( $^{\circ}C$ ) ;  $p_w$  : pression de vapeur de l'eau dans l'air (mbar)

### Refroidissement radiatif

Dans le cas où la surface est grise et diffuse, d'après la loi de Kirchoff on a  $\alpha_s = \varepsilon_s$ . Les expressions (1.3) et (1.48) permettent d'exprimer la puissance émise par l'atmosphère et absorbée par la surface en fonction de son émissivité

$$\phi_{abs} = \varepsilon_s \varepsilon_g S_c \sigma T_a^4 \quad (1.49)$$

En introduisant (1.45) dans (1.4) on obtient l'expression développée de la puissance émise par la surface d'air  $S_c$

$$\phi_{emis} = \varepsilon_s S_c \sigma T_s^4 \quad (1.50)$$

En combinant (1.2), (1.49) et (1.50) on obtient une expression simplifiée du flux radiatif échangé entre la surface et l'atmosphère :

$$\phi_{rad} = \varepsilon_s \sigma S_c (\varepsilon_g T_a^4 - T_s^4) \quad (1.51)$$

Or dans le cas de la rosée  $T_a - T_s < 5K$  donc on peut faire l'approximation que  $T_a \simeq T_s$ , d'où

$$\phi_{rad} = \varepsilon_s \sigma S_s (\varepsilon_g - 1) T_a^4 \quad (1.52)$$

Note : il est à noter que l'expression (1.52) n'est valable que dans le cas très particulier de la rosée avec des surfaces diffuses et grises. D'après la loi de Kirchoff  $\alpha_s(\lambda, \Omega) = \varepsilon_s(\lambda, \Omega)$  donc comme on a calculé une émissivité globale il faut s'assurer que les propriétés de la surface soient indépendantes de la longueur d'onde et de la direction pour pouvoir établir cette expression.

### 1.3.3 Surfaces et applications

#### Propriétés radiatives des matériaux usuels

Comme expliqué dans l'Annexe F les propriétés radiatives d'un matériau sont dépendantes de la longueur d'onde, de la température et de la direction. On peut néanmoins distinguer deux catégories de matériaux ayant des propriétés radiatives similaires, il s'agit des conducteurs électriques, et en particulier les métaux, et des isolants, ou diélectriques.

LES MÉTAUX[57, 69] Ils ont une émissivité très faible pour peu qu'ils soient polis. De manière assez générale  $\varepsilon < 0.1$  à des températures tempérées. L'émissivité évolue linéairement avec la température ( $\varepsilon \simeq 4.8e - 5T + 0.5 \% / K$  pour l'aluminium par exemple [94]). Mais leur émissivité peut varier fortement en fonction de leur état de surface (oxydation, rugosité) [60]. L'émissivité a tendance à diminuer lorsque la longueur d'onde augmente. En revanche elle augmente avec l'angle par rapport à la normale comme le montre la figure 1.16 (valable seulement pour des grandes longueurs d'onde).

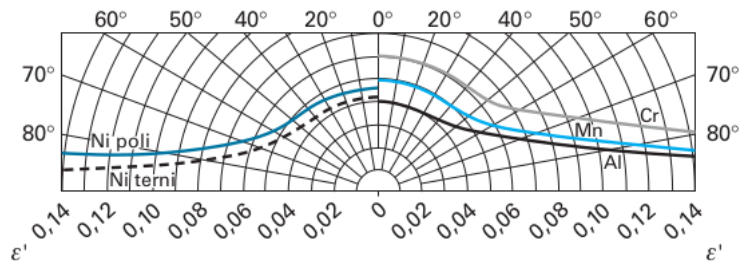


FIGURE 1.16 – Emissivité de quelques métaux en fonction de l'angle par rapport à la normale . Tiré de [69]

LES DIÉLECTRIQUES[57, 69] Ils ont globalement une émissivité plus forte. Pour les matériaux d'origine naturelle on a généralement  $\varepsilon > 0.95$  [88]. Pour les PVC et peintures synthétiques,  $\alpha_\lambda > 0.9$  au delà de  $4\mu\text{m}$  et est constante dans l'intervalle  $[4 - 20]\mu\text{m}$  (corps gris)[44]. La variation de l'émissivité des diélectriques avec la longueur d'onde est très variable et dépendante du matériau. La température du diélectrique a peu d'influence sur son émissivité. Comme le montre la figure 1.17  $\varepsilon'$  est stable pour un angle avec la normale allant jusqu'à  $60^\circ$  et subit ensuite une rapide diminution.

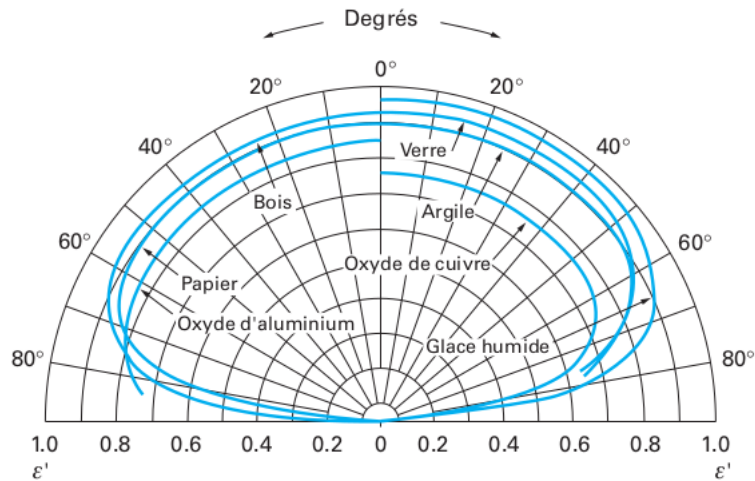


FIGURE 1.17 – Emissivité de quelques diélectriques en fonction de l'angle par rapport à la normale. Tiré de [69]

Note : Il est important de préciser que les informations données précédemment ne sont que des tendances et qu'elles peuvent être très variables en fonction des matériaux.

Note 2 : L'Annexe B donne un tableau des émissivités pour des matériaux communs. Il s'agit d'émissivités totales directionnelles dans la direction normale à la surface.

### Applications

Le refroidissement radiatif de surfaces par une méthode passive est utilisée dans plusieurs domaines. Refroidissement nocturne et diurne de bâtiments, panneaux solaires, stockage de denrées périssables, refroidissement de condenseurs industriels, production de rosée. La recherche concernant des nouvelles surfaces permettant d'augmenter la puissance radiative est donc florissante, notamment sur les surfaces sélectives capables d'être réfléchissantes dans une gamme de longueur d'onde et très émissives dans une autre. Plusieurs technologies existent, par assemblage de couches de polymères et de métaux, par micro et nano texturation de surface, par ajout de particules dans un polymère, etc... On peut se référer à de nombreuses revues de littératures, déjà citées pour certaines : Zhao et al. (2019) [104], Vall et al. (2017) [96], Zeyghami et al. (2018) [102], Lu et al. (2016) [67], Zhao et al. (2019) [103].

### Chambres radiatives

Toutes les études citées dans les sections précédentes réalisent des expériences en extérieur et en utilisant le refroidissement de l'atmosphère. A notre connaissance il existe peu d'études dans la littérature faisant mention de dispositifs expérimentaux utilisant un refroidissement radiatif

en laboratoire. Il semble que seuls les biologistes aient utilisé des chambres radiatives pour induire de la rosée et du gel sur les plantes.

Scott (1966) [90] est peut-être le premier à faire usage d'une chambre radiative pour étudier l'effet du gel sur les fruits comestibles. Son dispositif utilise la pulvérisation d'azote liquide pour créer une source froide (voir figure 1.18). Le système semble cependant proposer une atmosphère d'azote dans la chambre puisque ce dernier n'est pas séparé du reste. Scott rapporte de plus un coût d'utilisation élevé dû à une grosse consommation d'azote (84 kg et 18.5 \$ par expérience).

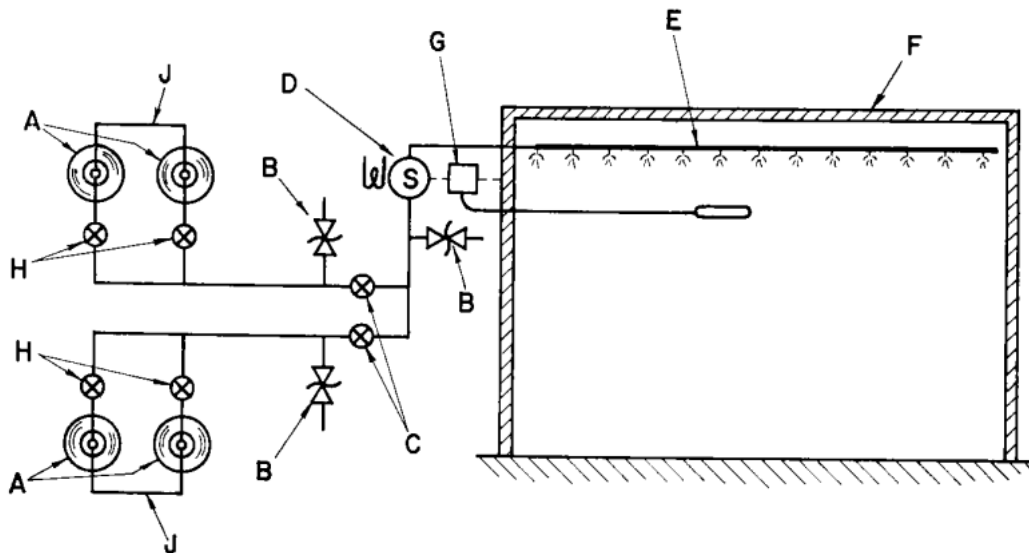


FIGURE 1.18 – Schéma de la chambre radiative de Scott. A : réservoirs d'azote liquide ; B,C,D,H : valves ; E : pulvérisateur ; F : chambre ; G : contrôleur de température ; J : égalisateur de débit.

Aston et al. (1969)[7] et Aston et Paton (1973)[8] mentionnent une chambre radiative permettant de reproduire l'effet du gel sur les feuilles d'eucalyptus. Ils utilisent pour cela le même type de chambre que Scott, à la différence que l'azote liquide n'est pas pulvérisé dans l'air mais sur une surface faisant office "d'absorbeur froid" selon leurs termes.

Dans le même esprit et presque simultanément, Gill et al. (1976) [49] présentent une chambre permettant l'étude du gel et de la rosée sur les feuilles de fraise. Critiques envers Aston et Scott quand à la portabilité et le coût d'opération de leurs dispositifs, Gill et al. reproduisent néanmoins le système en optimisant la pulvérisation de l'azote liquide pour améliorer les performances de la chambre.

Par la suite, plusieurs chambres sont construites basées sur les concepts initiaux de Scott et Aston, mais pour lesquels la pulvérisation d'azote liquide est abandonnée au profit de sources froides plus élaborées. De plus on voit apparaître des dispositifs prenant des précautions pour isoler la source froide du reste de la chambre au moyen de films transparents aux infrarouges. Des systèmes complexes sont employés pour éviter la condensation de l'humidité sur ces films. On peut citer de manière non exhaustive Marcellos (1981)[68], qui utilise comme source froide l'évaporateur d'un système de réfrigération thermodynamique (voir figure 1.19) ; Flura et al. (1991) [41] qui utilisent une circulation d'azote liquide ; Went et Babu (1978)[99] utilisent alternativement de l'azote liquide et de la glace carbonique ; Fuller et al. (1998)[42] utilisent la circulation d'un HFC ; enfin Pescod (1965)[85] développe un système très abouti de chambre



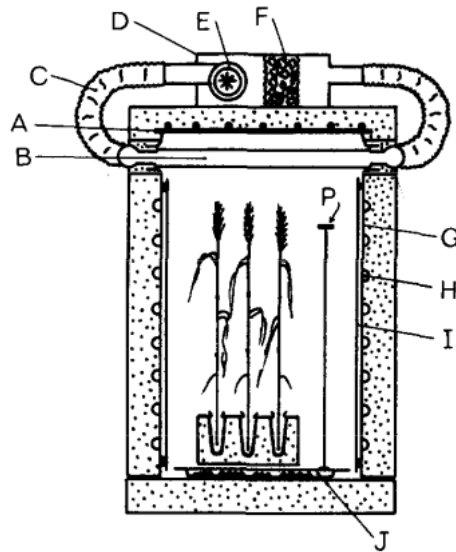


FIGURE 1.19 – Schéma de la chambre radiative de Marcellos (1981)[68]; A : Source froide; B : film de polyéthylène; C : tuyau souple; D : moteur; E : Ventilateur; F : déhydrateur; G : isolant; I : feuille d'aluminium; J : glace pilée.

radiative reposant sur un cycle de réfrigération (voir figure 1.20).

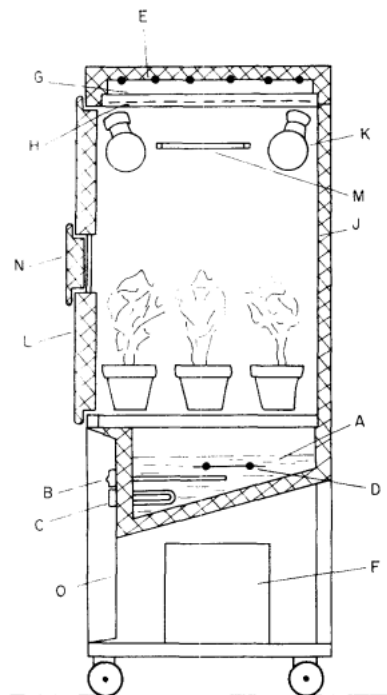


FIGURE 1.20 – Schéma de la chambre radiative de Pescod (1965)[85]. A,B,C,D : bain d'eau thermostaté; E : source froide; F : unité de réfrigération de E; G : film de polyéthylène; H : chauffage; J : panneau d'aluminium; K,M : éclairages; L : porte; N : hublot; O : unité de contrôle.

### 1.3.4 Conclusion sur le refroidissement radiatif

Cette section montre l'importance de l'émissivité de la surface de condensation dans le processus de refroidissement radiatif. En effet cette dernière intervient dans l'équation (1.44) qui donne l'expression de la puissance surfacique émise par une surface en fonction de sa température et dans l'équation (1.52) qui permet de calculer le déficit radiatif entre la surface et l'atmosphère. De plus il a été montré que l'émissivité pouvait dépendre de la longueur d'onde et de la direction, ainsi en connaître les variations est essentiel pour réaliser des calculs de refroidissement radiatif. Les propriétés radiatives, dont l'émissivité, des matériaux usuels sont bien connues ainsi que leur évolution en fonction de la longueur d'onde et de la direction du rayonnement.

## 1.4 Conclusion sur l'état de l'art

L'examen de la littérature concernant le sujet de la rosée permet de tirer trois conclusions. Premièrement dans le but de collecter la rosée de manière passive et à bas coût, il existe un besoin de surfaces de condensation qui soient facilement usinables et qui présentent un taux de collecte élevé. Deuxièmement les études expérimentales en laboratoire concernant la formation de la rosée sont réalisées en utilisant un refroidissement de la surface de condensation par contact alors que le phénomène naturel fonctionne grâce à un refroidissement radiatif. Ainsi les propriétés radiatives de la surface ne sont pas prises en compte dans les études. Enfin il est montré que l'émissivité de la surface joue un rôle important dans le refroidissement radiatif de cette dernière.



## Chapitre 2

# Techniques expérimentales et matériaux

Ce chapitre est consacré à la présentation de certaines techniques expérimentales utilisées dans ce travail. En particulier une méthode d'analyse d'images basée sur la reconnaissance du contours des gouttes condensées et permettant de déterminer un taux de condensation est décrite. Nous présentons ensuite les méthodes de mesure des angles de contact d'avancée et de reculée d'une goutte posée sur un substrat. Nous définissons un angle de contact moyen pour une assemblée de gouttes condensées sur ce même substrat et nous proposons une méthode visuelle permettant de le déterminer. Enfin nous explicitons la procédure employée pour mesurer l'émissivité d'une surface en utilisant une caméra thermique.

### 2.1 Matériaux

Dans cette section les principaux matériaux utilisés dans cette thèse sont présentés ainsi que leurs propriétés utiles aux propos développés par la suite.

Le tableau 2.1 présente les angles de contact d'avancée et de reculée de l'eau sur les différents matériaux, déterminés par la méthode de la seringue (voir section 2.6.1); l'angle de contact en condensation de l'eau sur les différents matériaux déterminé par la méthode décrite dans la section 2.6.2; l'émissivité, lorsque applicable, des matériaux déterminée par la méthode présentée dans la section 2.7.

Les matériaux présentés sont dénommés de la manière suivante :

- PVC 250  $\mu m$  : film adhésif de PVC de 250  $\mu m$  d'épaisseur.
- Duralumin lisse : plaque de Duralumin laminée sans traitement de surface.
- Duralumin rugueux : plaque de Duralumin laminée avec traitement de surface.
- Aluminium : feuille d'aluminium laminée.
- PVC 140  $\mu m$  : film adhésif de PVC de 140  $\mu m$  d'épaisseur.
- Polyéthylène 6  $\mu m$  : film de polyéthylène de 6  $\mu m$  d'épaisseur.
- Composite n°1 : empilement {Aluminium + PVC 250  $\mu m$  + PVC 140  $\mu m$  }
- Composite n°2 : empilement {Aluminium + Polyéthylène 6  $\mu m$  }
- Composite n°3 : empilement {Aluminium + PVC 250  $\mu m$  + Polyéthylène 6  $\mu m$  }

Note 1 : La référence [44] montre que pour une grande majorité de matériaux synthétiques, et en particulier le PVC et le polyéthylène, l'absorbance est indépendante de la longueur d'onde. Les matériaux PVC 250  $\mu m$ , PVC 140  $\mu m$ , Polyéthylène 6  $\mu m$ , Composite n°1 et Composite n°3 sont donc considérés comme des corps gris.

Note 2 : la référence [69] montre que l'émissivité des matériaux diélectriques présente une dépendance à l'angle d'émission  $\theta$  au delà de  $60^\circ$  par rapport à la normale. Néanmoins la présence du produit  $\cos\theta d\Omega$  dans l'intégration des flux incidents et partant d'une surface diminue cette variation (voir équation 1.44) et [57]. Les matériaux PVC  $250 \mu m$ , PVC  $140 \mu m$ , Polyéthylène  $6 \mu m$ , Composite n°1 et Composite n°3 sont donc considérés comme des corps lambertiens (luminance indépendante de la direction).

### Précisions concernant le matériau Aluminium

La méthode de mesure décrite dans la section 2.7 permettant de déterminer l'émissivité d'une surface grâce à une caméra thermique donne une valeur négative de l'émissivité de la feuille d'aluminium. L'incertitude de la mesure et le fait que l'émissivité réelle soit proche de 0 permet d'expliquer cette valeur non valide. Nous nous en remettons donc à la littérature. La référence [9] donne une émissivité  $\varepsilon_{alu} \simeq 0.02$  dans l'intervalle  $[2 - 10] \mu m$  que nous utiliserons comme valeur d'émissivité de l'aluminium dans ce travail. La figure 2.1 montre une vue rapprochée de la feuille d'aluminium laminée. On voit qu'il y a des stries dues au laminage, on peut donc s'attendre à ce que la réflexion d'un rayonnement incident à la feuille d'aluminium soit composée d'une fraction diffuse et d'une fraction spéculaire.

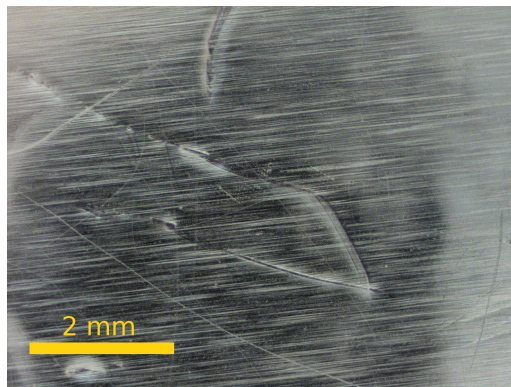


FIGURE 2.1 – Image en plan rapproché de la feuille d'aluminium laminée.

Surface	$\theta_a$	$\theta_r$	$\theta_c$	$\varepsilon$
PVC 250 $\mu m$	$88.5 \pm 2.7^\circ$	$33.1 \pm 3.1^\circ$	$49 \pm 3.6^\circ$	$0.948 \pm 0.007$
Duralumin lisse	$97.5 \pm 3.7^\circ$	$27.7 \pm 1.0^\circ$	$66.6 \pm 3.6^\circ$	/
Duralumin rugueux	$94.5 \pm 3.1^\circ$	$20.1 \pm 1.8^\circ$	$45.0 \pm 3.6^\circ$	$0.19 \pm 0.04$
Aluminium	$89.6 \pm 1.2^\circ$	$50.2 \pm 4.6^\circ$	$65.9 \pm 3.6^\circ$	$\simeq 0.02$
PVC 140 $\mu m$	$87.2 \pm 0.3^\circ$	$31.8 \pm 2.9^\circ$	$84.6 \pm 3.6^\circ$	/
Polyéthylène 6 $\mu m$	$88.9 \pm 2.4^\circ$	$40.2 \pm 6.8^\circ$	$65.9 \pm 3.6^\circ$	/
Composite 1	$87.2 \pm 0.3^\circ$	$31.8 \pm 2.9^\circ$	$84.6 \pm 3.6^\circ$	$0.956 \pm 0.007$
Composite 2	$88.9 \pm 2.4^\circ$	$40.2 \pm 6.8^\circ$	$65.9 \pm 3.6^\circ$	$0.048 \pm 0.047$
Composite 3	$88.9 \pm 2.4^\circ$	$40.2 \pm 6.8^\circ$	$65.9 \pm 3.6^\circ$	$0.876 \pm 0.01$

TABLEAU 2.1 – Propriétés des matériaux.  $\theta_a$  : angle d’avancée;  $\theta_r$  : angle de reculée;  $\theta_c$  : angle de contact en condensation (défini section 2.6.2);  $\varepsilon$  : émissivité totale hémisphérique. Le sigle "/" signifie que la valeur n’est pas mesurée.

## 2.2 Condensation active avec refroidissement conductif

Nous décrivons ici un dispositif permettant de réaliser une condensation par refroidissement conductif grâce à un module Peltier. L’objectif est de pouvoir observer une condensation grâce à un microscope ou une caméra thermique, ces deux instruments ne pouvant pas être utilisés dans les autres dispositifs expérimentaux. La condensation est effectuée dans les conditions de température et d’humidité de la salle de laboratoire, une reproductibilité des mesures n’est donc possible que si ces dernières sont constantes.

La figure 2.2 montre le schéma de principe du dispositif. Un bloc de cuivre A est mis en contact avec un module Peltier B relié à un thermostat C, tous trois fixés à un support D. Le module Peltier permet d’évacuer la chaleur du bloc de cuivre vers le thermostat, abaissant donc la température du bloc. La surface de condensation E est positionnée sur le bloc de cuivre, le contact thermique est assuré par adhésion. Un thermocouple G relié à une centrale d’acquisition permet de mesurer la température de la surface du bloc de cuivre. Une surface de condensation très conductive ou très fine permet de considérer que la température mesurée par le thermocouple est égale à la température de la surface de condensation. Un instrument de visualisation F est positionné à la verticale de la surface de condensation pour observer la condensation sur cette dernière. Cet instrument peut être une caméra classique opérant dans le domaine visible, un microscope ou une caméra thermique. La distance L à laquelle se situe l’objectif de l’instrument de visualisation dépend du grossissement de l’objectif et de la résolution et du champ de vision (CDV) désiré. Enfin, les expériences sont réalisées à température ambiante  $T_a$  et humidité relative ambiante  $HR$ .

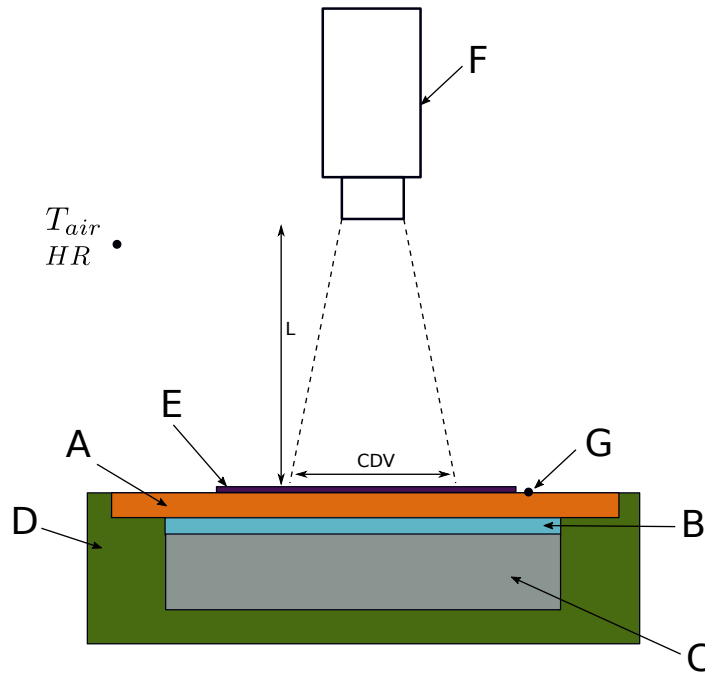


FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental de condensation par refroidissement conductif. A : bloc de cuivre; B : module Peltier; C : thermostat; D : support du dispositif; E : surface de condensation; F : instrument de visualisation; G : thermocouple; L : distance objectif-substrat; CDV : champ de vision de l'instrument de visualisation

- La surface de condensation est positionnée sur le bloc de cuivre en prenant soin d'assurer un bon contact thermique. La surface de condensation est nettoyée avec de l'alcool pour éliminer tout résidu graisseux et minéral.

- Une température de consigne de  $15^{\circ}\text{C}$  est appliquée au thermostat, la stabilisation thermique de l'ensemble est effectuée.

- Les acquisitions de la température de surface et de la visualisation commencent lorsque le module Peltier est mis en marche. Cet instant marque le temps  $t = 0\text{s}$  de l'expérience.

La puissance appliquée au module Peltier est choisie par l'opérateur en fonction de la température de surface désirée et de la température du point de rosée.

## 2.3 Méthode de détection des contours

La méthode décrite ci-dessous permet de reconnaître les contours de gouttes condensées sur une surface grâce à l'analyse des images enregistrées par une caméra. L'intérêt est de pouvoir connaître le nombre de gouttes, leurs tailles et leur répartition spatiale et de suivre leur évolution au cours du temps. Cela permet en particulier de connaître la masse condensée sur une surface et de déterminer un taux de condensation. Cette méthode permet en outre de calculer un rayon moyen de Sauter pour une assemblée de gouttes et de déterminer un taux de couverture de surface.

### Méthode de reconnaissance des contours

L'évolution de l'assemblée de gouttes lors de la condensation est enregistrée par une caméra

dans la direction normale à la surface. Les images sont analysées par un programme de reconnaissance de contours comme montré sur la figure 2.3, de manière à mesurer le rayon  $R_i$  de chaque goutte présente sur l'image. Une première étape consiste à contraster l'image et à la transformer en image binaire noir et blanc de manière à faire ressortir les gouttes. Une fois ce traitement réalisé un programme de reconnaissance de contours basé sur la transformée de Hough permet de détourner chaque goutte et d'en extraire son rayon. Le plus petit rayon qui puisse être détecté par cette procédure est de 5 pixels, soit  $\sim 125 \mu\text{m}$  pour une expérience typique (cela dépend de la distance caméra-surface). Une partie des gouttes n'est donc pas capturée, mais en raison de leur petite taille, le rayon moyen et le taux de condensation ne sont que faiblement impacté par leur absence. Il faut noter que l'algorithme n'est utilisable que pour des gouttes circulaires d'angle de contact  $\theta \leq 90^\circ$ .

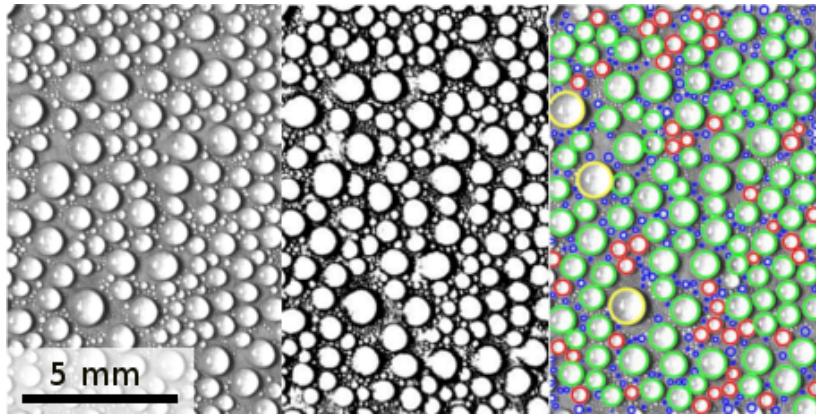


FIGURE 2.3 – De gauche à droite : visualisation des gouttes sur la référence, traitement de l'image, reconnaissance des contours. Les différentes couleurs de contour correspondent à différentes tailles de gouttes.

### Incertitude de l'algorithme

Cet algorithme permet d'automatiser la détection des contours. Néanmoins un opérateur est requis pour paramétrer le traitement de l'image. Lors de la transformation de l'image en image binaire, un seuil doit être appliqué pour transformer les niveaux de gris de l'image en une valeur binaire. La valeur de ce seuil est à l'appréciation de l'opérateur. Ainsi une erreur est introduite dans l'algorithme et se répercute sur la détection des contours. On estime à  $d\varepsilon^2 \approx 0.02$  l'incertitude liée à la valeur du taux de couverture de surface et à  $dR/R \approx 5\%$  l'incertitude liée à la valeur du rayon d'une goutte.

### Détermination des grandeurs représentatives de la condensation

Grâce à la mesure des rayons individuels  $R_i$ , le rayon moyen  $\langle R \rangle$  peut être déterminé par l'équation (1.16). La figure 2.4 montre son évolution avec le temps, affiché en échelle logarithmique. On observe deux régimes de croissance  $\langle R \rangle \sim t^{1/3}$  et  $\langle R \rangle \sim t$ , conformément à la théorie explicitée dans la section 1.1.2. Le régime de croissance linéaire à partir de  $t=3000\text{s}$  indique que le régime permanent de condensation est atteint.

Le taux de couverture de surface  $\varepsilon^2$  est obtenu en divisant la surface occupée par les gouttes par la surface totale de l'image. La figure 2.4 montre son évolution au cours du temps. Celle-ci



atteint une valeur constante en régime permanent de  $\varepsilon_{t \rightarrow \infty}^2 = 0.535 \pm 0.02$ .

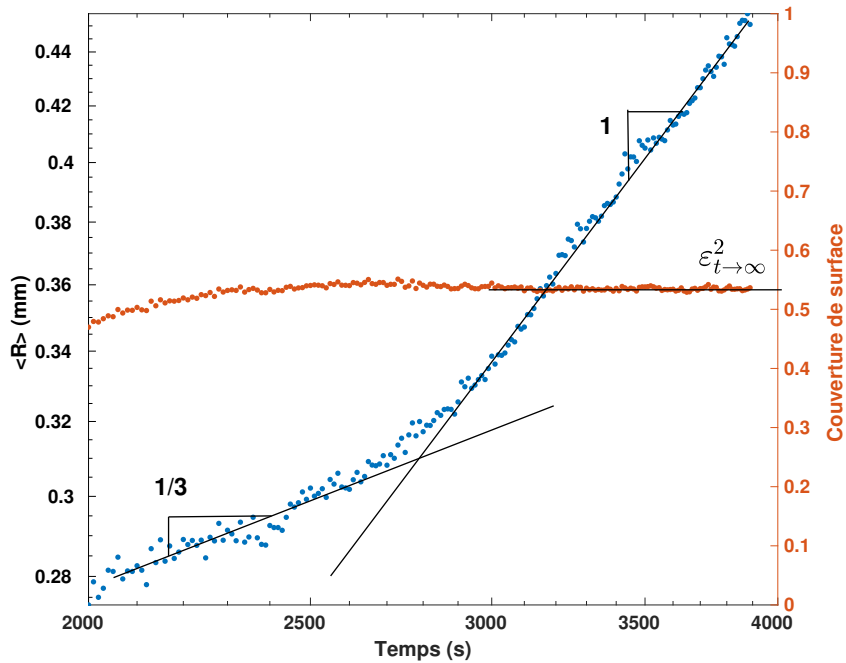


FIGURE 2.4 – Evolution du rayon moyen  $\langle R \rangle$  et du taux de couverture de surface  $\varepsilon^2$  en fonction du temps. Echelle log-log. Substrat : PVC  $140 \mu\text{m}$ ,  $T_{\text{air}} = 30^\circ\text{C}$ , HR=75%,  $T_s = 20.7^\circ$ .

Le volume de chaque goutte est calculé par  $V = \pi f(\theta) R_i^3$  avec  $f(\theta)$  obtenue par l'équation (1.21). L'angle de contact utilisé pour calculer  $f(\theta)$  est obtenu grâce à la relation (1.17) en considérant la valeur de  $\varepsilon^2$  en régime permanent ( $\varepsilon_{t \rightarrow \infty}^2$ ). En suivant l'évolution du volume d'eau condensé au cours du temps (figure 2.5) nous sommes en mesure de déterminer un taux de condensation en régime permanent, ici de  $\dot{V} = 4 \times 10^{-5} \text{mm}^3 \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

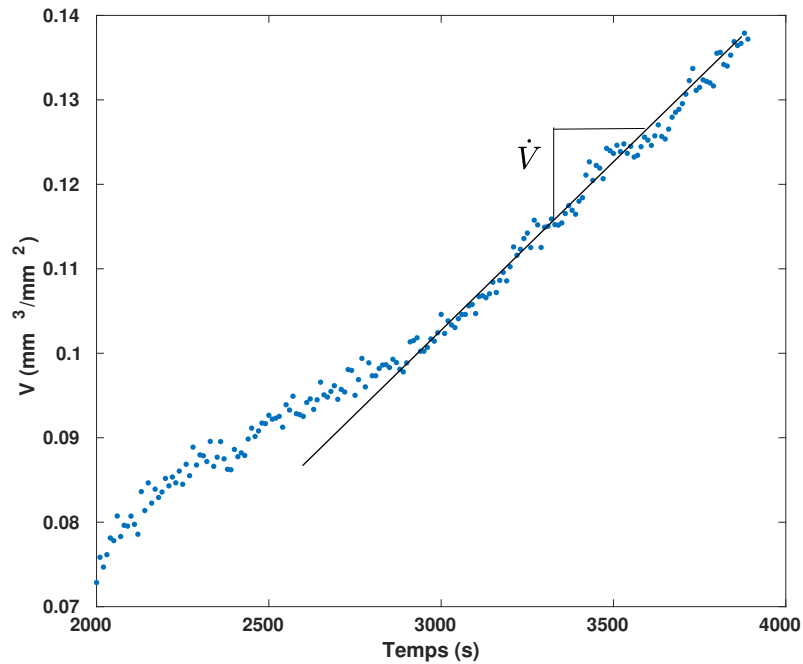


FIGURE 2.5 – Evolution du volume d'eau condensé  $\dot{V} = 4 \times 10^{-5} \text{mm}^3 \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , substrat : PVC  $140 \mu\text{m}$ ,  $T_{\text{air}} = 30^\circ\text{C}$ , HR=75%,  $T_s = 20.7^\circ$ .

## 2.4 Caméra thermique

La caméra thermique utilisée est une caméra à microbolomètre non refroidi de la marque FLIR, de modèle A655sc. Le tableau 2.2 donne les principales caractéristiques de cette caméra.

Type de détecteur	Microbolomètre
Gamme spectrale	$[7.5 - 14] \mu\text{m}$
Dimensions du capteur	$640\text{px} \times 480\text{px}$
Sensibilité	$30 \text{mK}$
Pas du détecteur	$17\mu\text{m}$

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques de la caméra thermique

Trois objectifs peuvent être montés sur cette caméra. Le premier est l'objectif intégré de la caméra d'angle de visée de  $25^\circ$ . Le second est un objectif microscopique d'une résolution de  $50\mu\text{m}/\text{px}$  pouvant être monté sur l'objectif intégré. Le troisième est un objectif microscopique d'une résolution de  $25\mu\text{m}/\text{px}$  remplaçant l'objectif intégré. Les caractéristiques de ces objectifs sont présentés dans le tableau 2.3.

	Objectif intégré	Objectif microscope 50	Objectif microscope 25
Distance de travail	$25\text{cm}$	$84\text{mm}$	$46\text{mm}$
Champ de vue	$25^\circ$	$32 \times 24 \text{mm}^2$	$16 \times 12 \text{mm}^2$
Résolution	<i>Dépend de la distance de travail</i>	$50\mu\text{m}/\text{px}$	$25\mu\text{m}/\text{px}$

TABLEAU 2.3 – Caractéristiques des objectifs de la caméra thermique

### Détecteur de la caméra

Le détecteur de la caméra est un microbolomètre non refroidi. Cela signifie qu'il fonctionne à température tempérée. Les microbolomètres sont fabriqués avec des métaux ou des semi-conducteurs et fonctionnent grâce à des principes non-quantiques (en opposition aux caméras équipées de capteurs quantiques). Cela signifie qu'ils répondent à un flux d'énergie thermique par la modification d'une propriété physique du détecteur, par exemple sa résistance. A chaque pixel du détecteur correspond un microbolomètres, comme présenté par l'image 2.6.

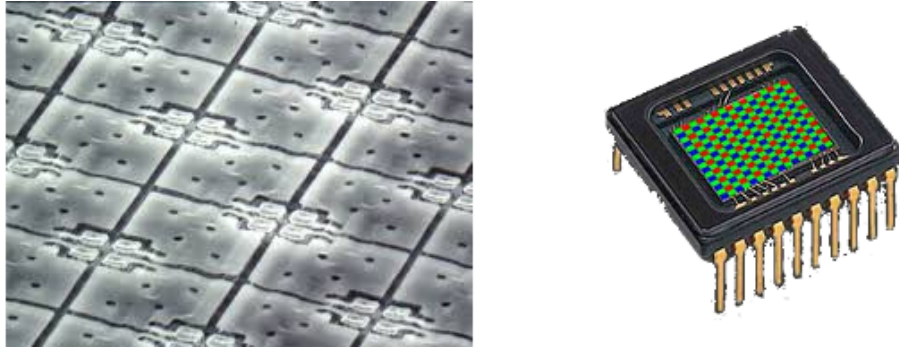


FIGURE 2.6 – Assemblage de microbolomètres formant le détecteur d'une caméra thermique.

### Calibration

L'objectif du détecteur est de fournir une valeur de luminance reçue à sa surface. Ainsi il est nécessaire de calibrer la caméra pour déterminer la correspondance entre la valeur fournie par le détecteur et la luminance. Pour cela on utilise un corps dont l'émissivité est connue, proche d'un corps noir de préférence, dont on fait varier la température dans l'intervalle voulu. A chaque température correspond une luminance reçue par le détecteur, transformée en une valeur analogique par le microbolomètre, appelée "count" par la caméra. L'opération inverse doit être effectuée pour connaître la valeur de la luminance reçue/mesurée. Pour cela on utilise l'équation de la radiométrie (2.1) associée à la figure 2.7.

$$L_{\lambda mes} = [\varepsilon_{\lambda s} L_{\lambda}^{\circ}(T_s) + (1 - \varepsilon_{\lambda s}) L_{\lambda}^{\circ}(T_{amb})] \tau_{\lambda atm} + (1 - \tau_{\lambda atm}) L_{\lambda}^{\circ}(T_{atm}) \quad (2.1)$$

avec  $L_{\lambda mes}$  la luminance mesurée/recue par le détecteur,  $\varepsilon_{\lambda s}$  et  $T_s$  l'émissivité et la température de la surface mesurée,  $L_{\lambda}^{\circ}(T_s)$  la luminance émise par un corps noir à la température de  $T_s$ ,  $T_{amb}$  la température de l'environnement ambiant entourant la surface,  $L_{\lambda}^{\circ}(T_{amb})$  la luminance émise par un corps noir à la température  $T_{amb}$ ,  $\tau_{\lambda atm}$  et  $T_{atm}$  la transmittivité et la température de l'atmosphère séparant la surface du détecteur et  $L_{\lambda}^{\circ}(T_{atm})$  la luminance émise par un corps noir à la température  $T_{atm}$ .

Note : l'équation (2.1) est présentée en grandeurs monochromatiques. Il faut donc intégrer sur l'intervalle de longueurs d'onde de fonctionnement de la caméra pour obtenir la valeur de la luminance effectivement mesurée.

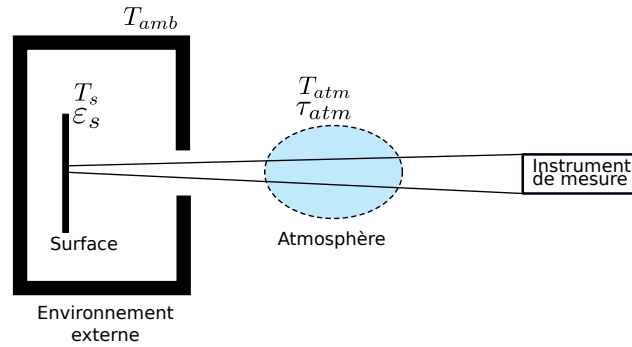


FIGURE 2.7 – Schéma représentant la luminance reçue par un instrument de mesure. Voir texte pour les différents termes.

Connaissant les propriétés radiatives et les températures, on peut à chaque "count" donné par la caméra associer une valeur de luminance mesurée. La figure 2.8 montre une courbe de calibration fournie par le constructeur. La luminance mesurée, calculée à partir de la température de la surface est associée à une valeur de "count".

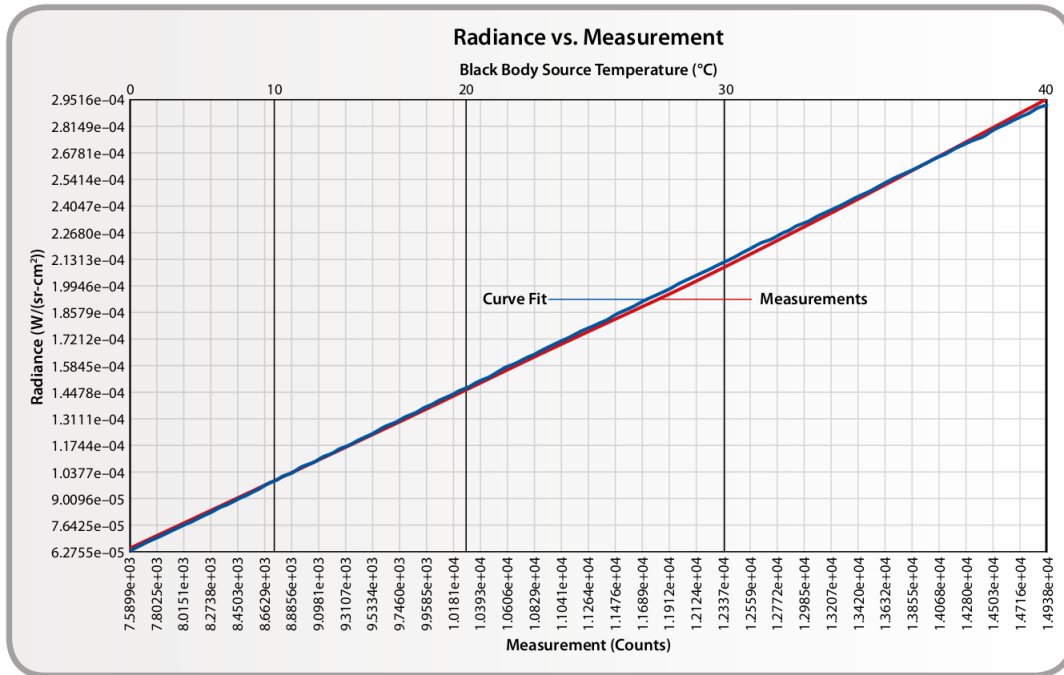


FIGURE 2.8 – Calibration typique d'une caméra thermique fournie par le constructeur.

Note : on peut remarquer qu'une calibration est propre à une expérience.

### Incertitude de mesure de la luminance

La mesure de la luminance mesurée  $L_{mes}$  par la caméra thermique repose sur une calibration de celle-ci grâce à un matériau d'émissivité connue  $E$  d'incertitude nulle, de la connaissance de la température de l'environnement externe  $T_{ext}$  et de la température du matériau  $T_s$  ainsi que de leurs incertitudes associées  $dT_{ext}$  et  $dT_s$ . Pour cela on utilise l'équation de la radiométrie (2.1), utilisée en grandeurs totales et dans laquelle les termes liés à l'atmosphère séparant la surface

du capteur sont négligés (faible distance de travail) :

$$L_{mes} = EL^\circ(T_s) + (1 - E)L^\circ(T_{ext}) \quad (2.2)$$

avec  $L^\circ(T)$  la luminance du corps noir à la température  $T$ .

La luminance mesurée par la caméra  $L_{mes}$  étant une luminance intégrée sur l'intervalle  $[7.5 - 14] \mu m$ , on calcule la luminance du corps noir à la température  $T$  dans le même intervalle par

$$L_{7.5-14}^\circ(T) = \frac{F\sigma T^4}{\pi} \quad (2.3)$$

avec  $F$  la fraction du rayonnement émis par un corps noir à la température  $T$  dans l'intervalle  $[7.5 - 14] \mu m$ .

L'incertitude liée à la luminance mesurée est calculée par

$$dL_{mes} = EdL^\circ(T_s) + (1 - E)dL^\circ(T_{ext}) \quad (2.4)$$

L'incertitude liée à la luminance du corps noir est

$$dL_{7.5-14}^\circ(T) = \frac{4F\sigma T^3}{\pi}dT \quad (2.5)$$

On suppose ici que  $F = 0.4$  n'est pas dépendant de la température, ce qui est une approximation valable dans l'intervalle de températures utilisées dans notre travail ( $273K \leq T \leq 300K$ ).

Dans l'intervalle de température de fonctionnement de nos expériences, on obtient typiquement des incertitudes de mesures de l'ordre de  $dL_{mes} = 0.03 W/m^2/sr$ .

## 2.5 Propriétés radiatives de l'eau

L'eau est un matériau semi-transparent caractérisé par un indice complexe de réfraction monochromatique  $n_\lambda^* = n_\lambda + ik_\lambda$  avec  $n_\lambda$  l'indice de réfraction et  $k_\lambda$  l'indice d'extinction. L'annexe 4 donne l'évolution de  $n_\lambda$  et  $k_\lambda$  en fonction de la longueur d'onde, tiré de Dowing et Williams (1975) [33].

### Transmittivité

Dans un matériau semi-transparent isotherme, isotrope et homogène, la transmittivité monochromatique directionnelle d'une longueur  $l$  de matériau à l'intérieur du matériau est égale à [58]

$$\tau'_\lambda = \exp(-\kappa_\lambda l) \quad (2.6)$$

Avec

$$\kappa_\lambda = \frac{4\pi}{\lambda} k_\lambda \quad (2.7)$$

La figure 2.9 montre l'évolution de la transmittivité de l'eau pour des longueurs d'ondes variant entre 2 et 20 microns et pour des épaisseurs allant de 1  $\mu\text{m}$  à 1 cm.

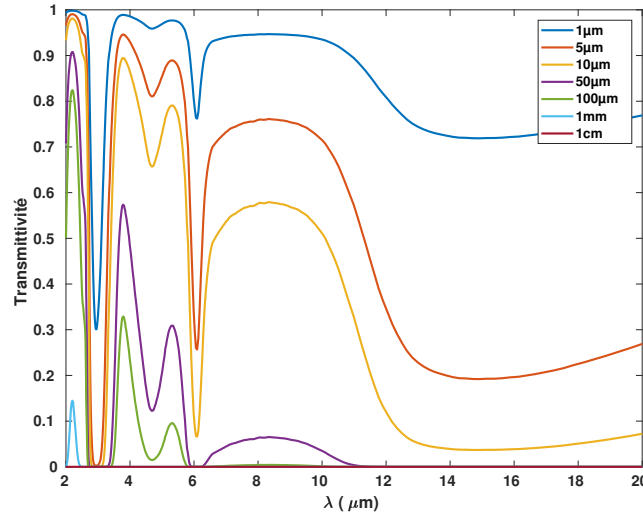


FIGURE 2.9 – Evolution de la transmittivité monochromatique normale de l'eau en fonction de la longueur d'onde et pour différentes valeurs de l'épaisseur  $l$  de la colonne d'eau.

### Emissivité

D'après [58] et en raison de la conservation du rayonnement et de la loi de Kirchoff, dans un matériau semi-transparent isotherme, isotrope et homogène, l'émissivité monochromatique directionnelle d'une longueur  $l$  de matériau à l'intérieur du matériau est égale à

$$\varepsilon'_\lambda = 1 - \tau'_\lambda \quad (2.8)$$

La figure 2.10 montre l'évolution de l'émissivité monochromatique normale de l'eau pour des longueurs d'ondes variant entre 2 et 20 microns et pour des épaisseurs allant de 1  $\mu\text{m}$  à 1 cm.

Note : il est important de préciser que ces valeurs d'émissivité et de transmittivité ne sont valables que pour une colonne d'eau à l'intérieur du volume d'eau, en l'absence de réflexion aux interfaces, et ne sont pas égales aux valeurs d'émissivité et de transmittivité d'une épaisseur d'eau posée sur une surface. Pour ce cas spécifique un modèle est présenté dans le chapitre 5.

### Réflexivité

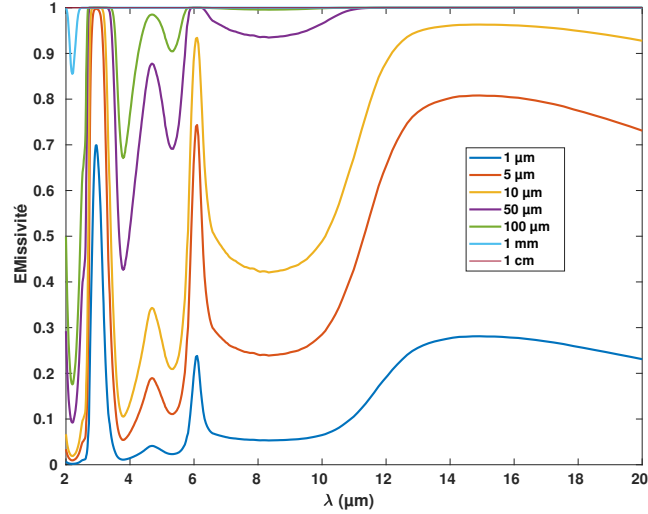


FIGURE 2.10 – Evolution de l'émissivité monochromatique normale de l'eau en fonction de la longueur d'onde et pour différentes valeurs de l'épaisseur  $l$  de la colonne d'eau.

En considérant une interface optiquement lisse (réflexions spéculaires) entre deux matériaux semi-transparents, la réflectivité monochromatique directionnelle peut être calculée grâce aux relations de Fresnel [58]. Pour un rayonnement incident normal à la surface elle s'exprime par

$$\rho'_\lambda(0^\circ) = \frac{(n_{\lambda 1} - n_{\lambda 2})^2 + (k_{\lambda 1} - k_{\lambda 2})^2}{(n_{\lambda 1} + n_{\lambda 2})^2 + (k_{\lambda 1} + k_{\lambda 2})^2} \quad (2.9)$$

avec  $n_{\lambda i}$  et  $k_{\lambda i}$  les indices de réfraction et d'extinction des milieux 1 et 2.

Pour une interface air/eau ( $n_{air} = 1$  et  $k_{air} = 0$ ) et en prenant les valeurs de  $n_\lambda$  et  $k_\lambda$  de l'eau on obtient la courbe 2.11 représentant les réflectivités monochromatiques normales à l'interface.

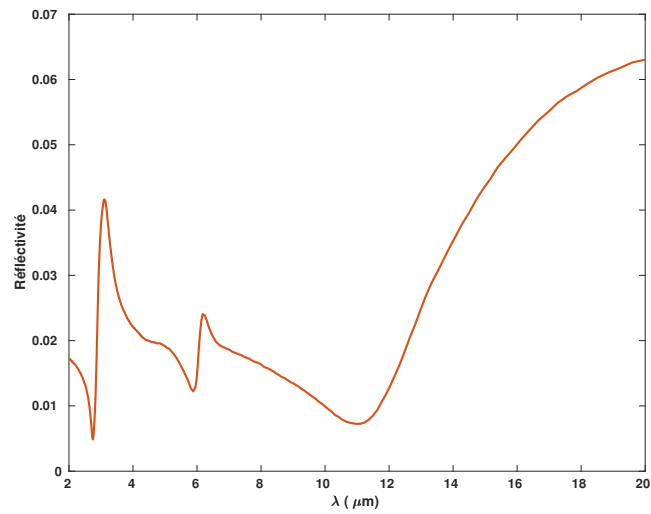


FIGURE 2.11 – Réflectivité monochromatique normale de l'interface air/eau en fonction de la longueur d'onde.

## 2.6 Détermination des angles de contact

### 2.6.1 Détermination des angles d'avancée et de reculée

Les angles d'avancée et de reculée de l'eau sur les différents matériaux sont déterminés par la méthode de la seringue présentée par les figures 1.7 et 2.12. Cette dernière consiste à injecter ou à extraire du liquide d'une goutte posée au moyen d'une seringue jusqu'à détachement de la ligne de contact. Pour l'angle d'avancée, du liquide est injecté dans la goutte, avec pour effet d'augmenter son angle de contact. L'angle de contact d'avancée est défini comme l'angle de contact à l'instant précédant immédiatement le détachement de la ligne de contact. Pour l'angle de reculée, du liquide est extrait dans la goutte, avec pour effet de diminuer son angle de contact. L'angle de contact de reculée est défini comme l'angle de contact à l'instant précédant immédiatement le détachement de la ligne de contact.

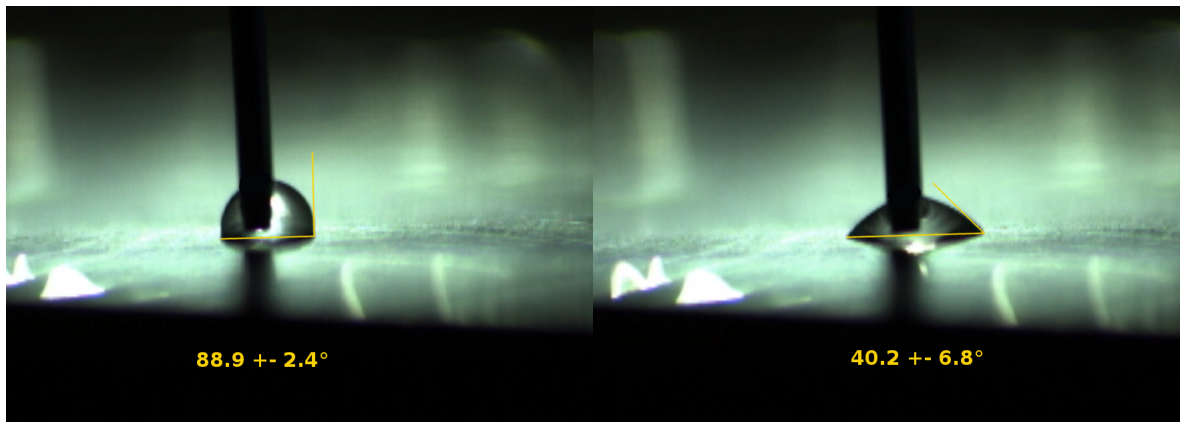


FIGURE 2.12 – Angles d'avancée et de reculée sur film de polyéthylène.  $\theta_{avancee} = 88.9 \pm 2.4^\circ$ ;  $\theta_{reculee} = 40.2 \pm 6.8^\circ$

L'incertitude de mesure  $I$  est déterminée en effectuant la moyenne des valeurs absolues des écarts à la valeur moyenne de l'angle  $\bar{\theta}$  d'une série de  $N$  mesures telle que

$$I = \frac{\sum_{i=0}^N |\bar{\theta} - \theta_i|}{N} \quad (2.10)$$

### 2.6.2 Détermination des angles de contact en condensation

Lors du stade 3 de la condensation les gouttes croissent principalement par coalescence. C'est un phénomène complexe qui a largement été étudié [82, 5, 77] mais qui reste en dehors du cadre de ce travail. Néanmoins il est intéressant d'expliquer deux choses. Premièrement, le temps nécessaire à deux gouttes pour former une seule goutte stable est très long car il dépend de la relaxation de la ligne de contact sur le substrat [5]. En effet cette relaxation peut prendre plusieurs dizaines de secondes. Il en résulte qu'une assemblée de gouttes est en permanence dans un état dynamique. Deuxièmement l'angle de contact  $\theta_{eq}$  pris par une goutte suite à une coalescence est compris entre l'angle d'avancée  $\theta_a$  et l'angle de reculée  $\theta_r$  (voir section 1.2). Une assemblée de gouttes ne peut donc pas être représentée par l'angle de contact d'une goutte posée sur la surface puisqu'il dépend de chaque goutte et est variable pour chaque goutte en fonction du temps. On définit donc un angle de contact moyen pour l'assemblée de gouttes que l'on appelle angle de



contact en condensation  $\theta_c$ .

Pour déterminer l'angle de contact en condensation nous utilisons la relation (1.17) que l'on inverse pour obtenir la valeur de l'angle  $\theta_c$  tel que

$$\theta_c = (1 - \varepsilon^2) \times 180 \quad (2.11)$$

On peut distinguer deux cas de figure. Soit les gouttes sont hémisphériques et bien visibles sur le substrat. Il est alors aisé de détecter leurs contours par la méthode décrite précédemment. Soit les gouttes ont une forme plus complexe ou sont peu visibles sur le substrat et l'utilisation d'une caméra thermique s'avère un outil plus adapté. Ces deux cas sont présentés par la suite.

### Incertitude

Nous avons vu dans la section 2.3 que l'incertitude liée à la mesure du taux de couverture de surface  $\varepsilon^2$  était de l'ordre de  $d\varepsilon^2 \approx 0.02$ . Cette incertitude se répercute sur la valeur de l'angle de contact en condensation avec une incertitude telle que  $d\theta_c \approx 3.6^\circ$ .

### **Gouttes circulaires**

Si les gouttes sont circulaires et bien visibles sur le substrat, il est possible d'utiliser la méthode de reconnaissance des contours décrite dans la section 2.3 pour connaître le taux de couverture de surface. En effet comme le montre la figure 2.3 si l'on est capable de déterminer le contour de chaque goutte sur le substrat, la surface couverte par les gouttes est égale à

$$S_g = \sum \pi R_i^2 \quad (2.12)$$

Et par conséquent  $\varepsilon^2 = S_g/S_t$  avec  $S_t$  la surface totale visualisée.

On obtient la valeur de l'angle de contact en condensation en utilisant la relation (2.11).

### **Gouttes non circulaires**

Si les gouttes sur le substrat ne sont pas visibles ou si elles n'ont pas une forme circulaire, la détection des contours est rendue difficile. On utilise alors la caméra thermique qui présente un meilleur contraste si l'émissivité du substrat est assez différente de l'émissivité de l'eau.

Pour présenter la méthode utilisée nous traitons l'exemple de la détermination de l'angle de condensation sur le Composite n°2.

En utilisant l'image B de la figure 2.13 on compte le nombre de pixels blancs et le nombre de pixels noirs pour connaître la surface occupée par les gouttes et la surface libre du substrat. En divisant la surface couverte par les gouttes par la surface totale on obtient le taux de couverture de surface  $\varepsilon^2$ . On a :

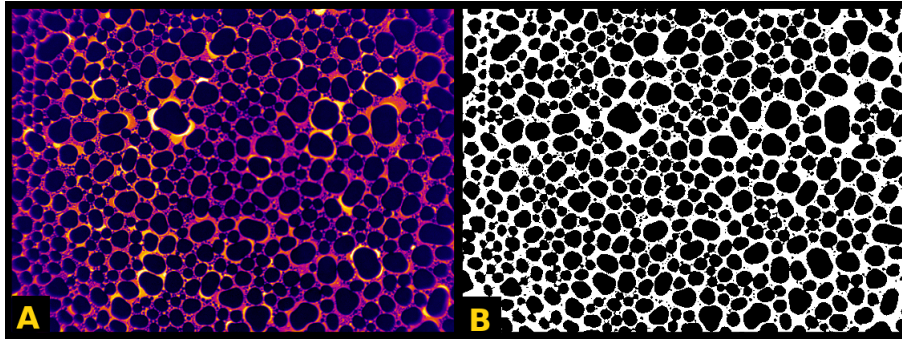


FIGURE 2.13 – Image thermique de l’assemblée de gouttes à 3000s. Substrat : Composite2. Taille de l’image :  $16 \times 12 \text{ mm}^2$ ; A : image de base; B : image binaire. Pixels noirs : goutte, pixels blancs : substrat.

Nombre de pixels noirs (gouttes) : 151261  
 Nombre de pixels blancs (substrat) : 238430

D’où  $\varepsilon^2 = 0.634 \pm 0.02$ .

On obtient la valeur de l’angle de condensation  $\theta_c$  en utilisant la relation (2.11) :

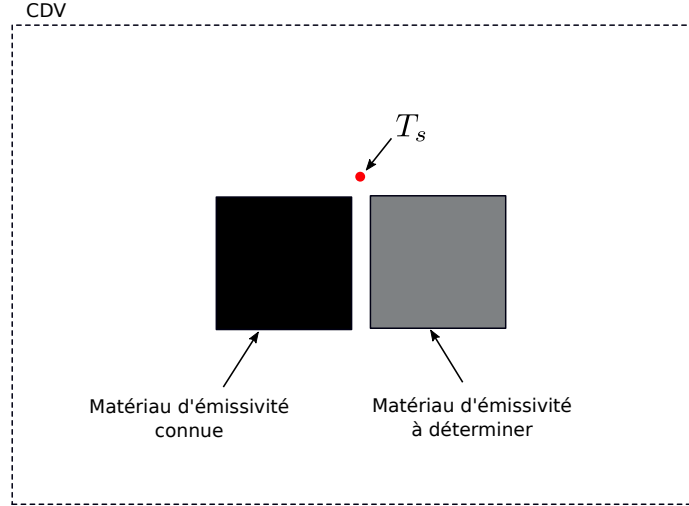
$$\theta_c = 65.9 \pm 3.6^\circ.$$

## 2.7 Mesure de l’émissivité d’un matériau

La mesure de l’émissivité d’un matériau est réalisée sur le dispositif de refroidissement par effet Peltier décrit dans la section 2.2 et en utilisant une caméra thermique comme instrument de visualisation. En effet le refroidissement de la surface par rapport à la température de la caméra est nécessaire pour diminuer l’incertitude de cette dernière. Seul le protocole expérimental est modifié. La figure 2.14 montre le champ de vision de la caméra thermique. Deux matériaux sont présents ainsi qu’un thermocouple mesurant la température de surface. Le premier matériau, proche du corps noir de préférence, a une émissivité connue. Il permet de vérifier que la calibration de la caméra est bonne. Le deuxième matériau est celui dont on veut connaître l’émissivité.

Le protocole suivant est appliqué :

- Mise en place des deux matériaux. Une attention particulière doit être apportée concernant le contact thermique des deux matériaux avec la surface froide. Il est primordial que la température des deux surfaces soit égale à la température de la surface froide mesurée par le thermocouple.
- Nettoyage des deux surface avec de l’alcool pour éliminer tout résidu pouvant modifier leur émissivité.
- Allumage de l’élément Peltier et stabilisation à une température supérieure à la température du point de rosée. Aucune condensation ne doit apparaître sur les surfaces.
- Une fois la stabilisation thermique atteinte, mesure de la température de surface et de la température ambiante, mesure de la luminance émise par la surface d’émissivité connue et mesure de la luminance émise par la surface d’émissivité inconnue. Les mesures de luminances sont moyennées sur toute la surface du matériau considéré.


 FIGURE 2.14 – Schéma de principe.  $T_s$  : température de surface. CDV : champ de vision de la caméra

Connaissant la valeur de la température de surface  $T_s$ , la valeur de la température de l'environnement ambiant  $T_{amb}$  et la valeur de la luminance mesurée  $L_{mes}$ , nous utilisons l'équation de la radiométrie (2.1) pour déterminer l'émissivité de la surface. Les termes correspondant à l'atmosphère séparant la surface de la caméra peuvent être négligés car la distance entre la caméra et la surface est faible, et l'air transparent aux infrarouges dans la plage de fonctionnement de la caméra ( $\tau_{atm} \simeq 1$ ).  $L_{mes}$  étant une valeur non monochromatique, l'équation de la radiométrie doit être utilisée en grandeurs intégrées. Extraire  $\varepsilon_s$  est alors possible seulement si le corps dont la température est mesurée est gris sur l'intervalle de la caméra  $[7.5 - 14] \mu m$ . En extrayant  $\varepsilon_s$  de l'équation (2.1) on obtient

$$\varepsilon_s = \frac{L_{mes} - L^\circ(T_{amb})}{L^\circ(T_s) - L^\circ(T_{amb})} \quad (2.13)$$

$$\text{avec } L^\circ(T) = \int_{7.5}^{14} L_\lambda^\circ(T).$$

A titre d'exemple nous obtenons les valeurs présentées dans le tableau 2.4 pour la mesure de l'émissivité du matériau Composite n°2.

	référence	Composite2
$T_{amb}$ (°C)	26	26
$T_s$ (°C)	16	16
$L_{mes}$ ( $W.cm^{-2}.sr^{-1}$ )	$5.0058 \pm 0.0033 \times 10^{-3}$	$5.8017 \pm 0.0033 \times 10^{-3}$
$\varepsilon$	$0.957 \pm 0.007$	$0.048 \pm 0.047$

 TABLEAU 2.4 –  $T_s$  température de surface;  $L_{mes}$  : luminance mesurée en  $W.cm^{-2}.sr^{-1}$ ;  $\varepsilon$  : émissivité calculée.  $T_{amb} = 26^\circ C$ ; Corps de référence : PVC 250  $\mu m$ 

La référence utilisée est un film de PVC de 250 $\mu m$  d'épaisseur décrit dans la section 2.1 et d'émissivité connue  $\varepsilon = 0.948 \pm 0.007$ . La mesure de l'émissivité de cette surface valide la calibration de la caméra et le calcul de l'émissivité du matériau Composite n°2.

Note : L'émissivité ainsi déterminée est une émissivité intégrée sur l'intervalle de longueur d'onde correspondant à la plage de fonctionnement de la caméra, soit  $[7.5 - 14] \mu m$ . De plus c'est une émissivité directionnelle normale à la surface considérée.

### Incertitude liée à la mesure de l'émissivité

A partir de l'équation de la radiométrie simplifiée (2.2) on calcule une émissivité par

$$\varepsilon = \frac{L_{mes} - L^\circ(T_{ext})}{L^\circ(T_s) - L^\circ(T_{ext})} \quad (2.14)$$

L'incertitude associée à  $\varepsilon$  est alors

$$d\varepsilon = \frac{dL_{mes}}{|L_s^\circ - L_{ext}^\circ|} + \frac{|L_{mes} - L_{ext}^\circ|}{(|L_s^\circ - L_{ext}^\circ|)^2} dL_s^\circ + \frac{|L_{mes} - L_s^\circ|}{(|L_s^\circ - L_{ext}^\circ|)^2} dL_{ext}^\circ \quad (2.15)$$

avec  $L_s^\circ = L^\circ(T_s)$  la luminance émise par le corps noir à la température de la surface  $T_s$  dans l'intervalle  $[7.5 - 14] \mu m$  et  $L_{ext}^\circ = L^\circ(T_{ext})$  la luminance émise par le corps noir à la température de l'environnement externe  $T_{ext}$  dans l'intervalle  $[7.5 - 14] \mu m$ .

On obtient typiquement dans les conditions expérimentales de nos expériences  $d\varepsilon \approx 0.01$  pour les matériaux de forte émissivité et  $d\varepsilon \approx 0.05$  pour les matériaux de faible émissivité.

## 2.8 Conclusion sur les matériaux et techniques expérimentales

Les techniques expérimentales utilisées dans le travail de cette thèse sont décrites dans ce chapitre. Des méthodes classiques de mesures d'angle de contact et d'émissivité sont abordées. Une méthode permettant de réaliser une mesure de taux de condensation par analyse d'image est décrite. C'est une méthode intéressante d'un point de vue expérimental puisqu'elle permet de s'affranchir de la pesée du condensat pour déterminer un taux de condensation. Enfin une méthode de détermination de l'angle de contact en condensation est présentée.



## Chapitre 3

# Collecte de condensation sur substrat rugueux

La première conclusion de l'étude de la littérature concernant la rosée met en évidence le fait qu'il existe un besoin de surfaces facilement usinables à bas coût et permettant de collecter la rosée de manière passive avec des hauts rendements de collecte. Dans ce chapitre nous proposons un nouveau traitement de surface permettant de favoriser la mobilité des gouttes condensées sur une surface de Duralumin et d'augmenter le volume d'eau collecté par gravité. Ce traitement consiste à utiliser la technique du sablage, c'est-à-dire à impacter la surface avec un jet de billes de silice à haute pression, de manière à obtenir une rugosité de surface aléatoire. Nous étudions dans un premier temps la dynamique de croissance des gouttes condensées sur cette surface rendue rugueuse. Ensuite, la dynamique de collecte d'eau récupérée par gravité à partir de la surface de Duralumin rugueuse est étudiée et son taux de collecte est comparé à celui obtenu à partir d'une surface de Duralumin non traitée. Enfin, l'influence des effets de bords sur le rendement de collecte est étudié. Le travail présenté dans ce chapitre fait l'objet d'une publication, en cours de révision pour *European Physical Journal E (EPJE)* sous le titre "Roughness-enhanced collection of condensed droplets". Le contenu de cet article est présenté en Annexe [F](#).

### 3.1 Dispositif expérimental principal

#### Matériel

Les expériences sont réalisées dans une chambre climatique (Weiss WKL 100) contrôlée en humidité et en température, à pression ambiante. Le dispositif situé à l'intérieur de la chambre (G) est décrit par la figure [3.1](#).

La surface à étudier (A), de dimensions 173x173x2 mm est collée sur une plaque d'acier inoxydable (B) de dimensions 173x173x5 mm grâce à une pâte thermique permettant de plus de réaliser le contact thermique. La plaque d'acier inoxydable est vissée sur une plaque de cuivre électrolytique (C) de mêmes dimensions, elle-même en contact thermique avec un élément Peltier (D) de 100x100 mm de largeur. Ce dernier est relié à un bain thermostaté situé à l'extérieur de la chambre de manière à évacuer la chaleur et à assurer une stabilité thermique. La plaque de cuivre permet d'assurer l'homogénéité thermique de la surface étudiée. Lorsque le module Peltier est mis en marche il évacue la chaleur de la surface à étudier qui se refroidit, jusqu'à former des gouttes de condensation. Le système est positionné verticalement de manière à ce que ces gouttes puissent s'écouler par gravité lorsque leur poids devient plus grand que les forces d'accrochages des gouttes sur la surface. Une fois détachées, les gouttes glissent sur la surface et sont récupérées

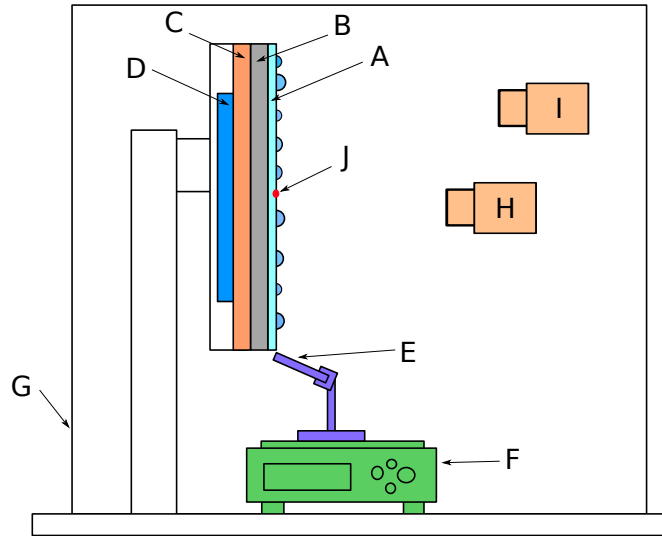


FIGURE 3.1 – Dispositif expérimental. A : surface à étudier ; B : plaque d’acier inoxydable ; C : plaque de cuivre électrolytique ; D : élément Peltier ; E : tampon absorbant ; F : balance de précision ; G : chambre climatique ; H-I : caméras ; J : thermocouple.

par un tampon absorbant (E) d’une largeur de 7.2 cm situé sur l’arrête inférieure la surface. Ce dernier doit être positionné à une distance inférieure au millimètre de manière à collecter même les plus petites gouttes. Il repose sur une balance (F) de précision 1 mg permettant de mesurer l’évolution de la masse collectée en temps réel (1 mesure chaque seconde). Deux caméras (H) et (I) sont présentes dans la chambre climatique. Une première (Pixelink) permet d’enregistrer un plan large de la surface de condensation pour visualiser les écoulements à grande échelle. La deuxième (TheImagingSource) est focalisée avec un plus fort grossissement sur une surface de référence collée sur la surface de condensation et soumise aux mêmes conditions thermiques. Elle permet de regarder la dynamique de croissance des gouttes à petite échelle et de mesurer un taux de condensation (voir section 3.3). Un thermocouple (J) est collé sur la surface pour connaître sa température.

La figure 3.2 montre une vue de face de la surface étudiée. La surface de référence (K) mentionnée ci-dessus est protégée par un tissu absorbant (L) permettant d’éviter que des gouttes tombant du haut de la plaque ne viennent perturber la mesure. Cette surface de référence est un film adhésif de PVC de  $140\mu\text{m}$  d’épaisseur dont les angles de contact mesurés sont inscrits dans le tableau 3.1. La zone d’intérêt pour laquelle sont effectuées les mesures d’écoulement est appelée zone de collecte (N) et est située à l’aplomb du tampon absorbant (E). Un tissu absorbant (M) peut aussi être positionné sur l’arrête supérieure de la plaque de manière à supprimer les effets de bord (voir section 3.5).

### Protocole

Le dispositif expérimental décrit dans les lignes suivantes permet d’assurer une répétabilité des conditions expérimentales :

- 1) Le dispositif est positionné dans la chambre climatique dont la consigne pour la température de l’air est de  $T_a = 30^\circ\text{C}$  et la consigne d’humidité relative  $HR = 25\%$ . A ce niveau de température et d’humidité la température du point de rosée est de  $T_d = 8.2^\circ\text{C}$ .
- 2) Une fois l’équilibre thermique et hydrique atteint, le module Peltier est allumé. Un deuxième

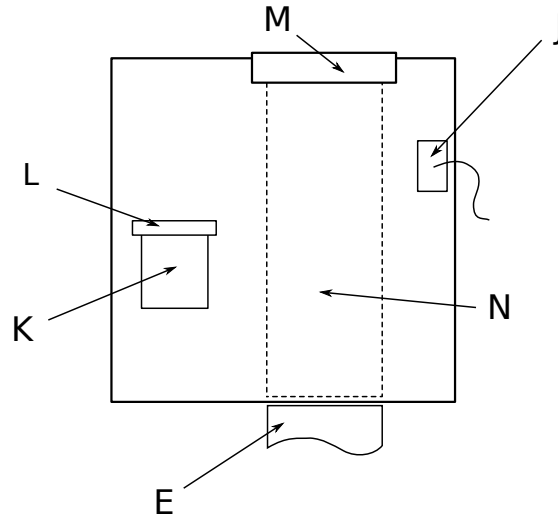


FIGURE 3.2 – Vue de face de la surface à étudier. E : tampon absorbant ; J : thermocouple ; K : surface de référence ; L-M : tissu absorbant ; N : surface de collecte

équilibre thermique s'établit avec une température de surface  $T_s \simeq 18^\circ C$ , c'est à dire au dessus de la température du point de rosée.

3) Lorsque le deuxième équilibre thermique est atteint la consigne d'humidité de la chambre climatique passe à  $HR = 70\%$  et les acquisitions de la balance, du thermocouple et des caméras commencent. Ce moment correspond au temps  $t = 0s$  de l'expérience. Au fur et à mesure que l'humidité augmente dans la chambre la température du point de rosée augmente, jusqu'à atteindre la température de la surface de condensation. De la condensation apparaît alors sur la surface, libérant de la chaleur latente et augmentant la température de la surface. Un dernier équilibre thermique s'établit avec une température de surface  $T_s \simeq 23.5^\circ C$  et qui sera constante tout au long de l'expérience.

### Caractérisation des surfaces

Les surfaces étudiées ici sont des plaques de Duralumin de  $173 \times 173 \times 2$  mm avec une conductivité thermique de  $\lambda_{dural} = 160 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  [1]. Deux plaques de différentes rugosités sont utilisées. La première, considérée comme "lisse" est une simple plaque de Duralumin laminé sans traitement particulier. La seconde, dite "rugueuse", est texturée par sablage, une technique qui consiste à impacter la surface avec un jet de billes de silice sous pression. Les billes sont dirigées perpendiculairement à la surface, explosent à l'impact, et forment un cratère dont la largeur et la profondeur dépendent de la pression du jet. Les avantages de cette technique sont i) la possibilité de créer une rugosité aléatoire contrôlée et ii) la simplicité de la méthode pour traiter des grandes surfaces. La rugosité est caractérisée ici par la rugosité arithmétique  $R_a$  et est mesurée par un profilomètre optique. Dans les expériences présentées ici la surface est traitée avec des billes de  $25 \mu\text{m}$  de diamètre appliquées avec une pression de 2 bars. La figure 3.3 montre des images, obtenues par un profilomètre optique, de la plaque de Duralumin avant et après sablage. Il apparaît que la plaque sans traitement présente des aspérités, même si elle est considérée comme "lisse" par rapport à la plaque traitée. De fait l'analyse au profilomètre montre une rugosité arithmétique  $R_a = 0.46 \mu\text{m}$  pour la plaque non traitée et  $R_a = 2 \mu\text{m}$  pour la plaque traitée.



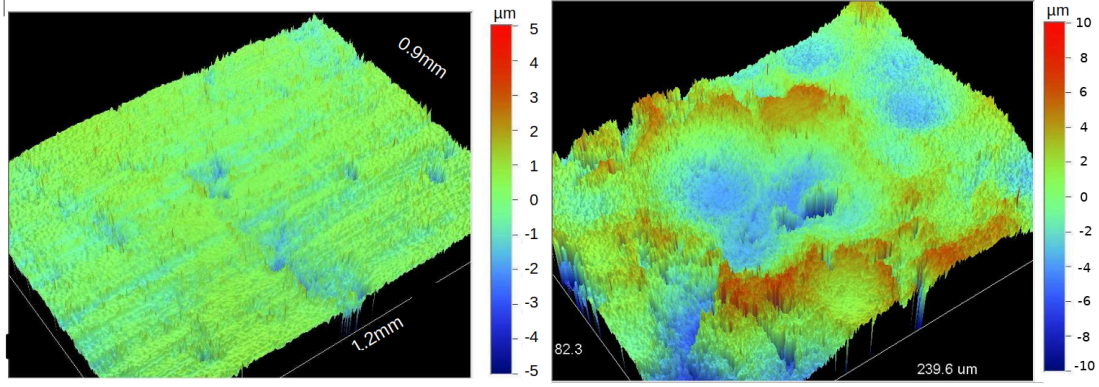


FIGURE 3.3 – Images des surfaces de Duralumin vues au profilomètre optique avant (gauche) et après (droite) sablage.

Comme explicité dans la section 1.2 les angles de contact d'une goutte sur un solide jouent un rôle prépondérant dans la capacité d'écoulement de cette goutte. Les angles d'avancée  $\theta_a$  et de reculée  $\theta_r$  sont répertoriés dans le tableau 3.1. Il y figure aussi l'hystérésis d'angle de contact  $\cos\theta_r - \cos\theta_a$ , paramètre d'influence de la force d'accrochage, ainsi qu'un angle de contact moyen défini par  $\theta_m = (\theta_a + \theta_r)/2$ .  $\theta_c$  est l'angle de contact en condensation, défini dans la section 2.6.2 et lié à la couverture de surface  $\varepsilon^2$  par la relation (1.17). Les angles d'avancée et de reculée sont mesurés à plat sur chaque substrat par la méthode de la seringue (voir section 2.6.1). La taille de la goutte utilisée pour la mesure est de 3 mm, comparable aux plus grosses gouttes présentes lors de la condensation. Le tableau 3.1 montre que la rugosité appliquée à la plaque de Duralumin par sablage ne modifie pas substantiellement les angles de contact des gouttes.

	Smooth	Rough	Reference
$\theta_a(^{\circ})$	$97.5 \pm 3.7$	$94.5 \pm 3.1$	$87.2 \pm 0.3$
$\theta_r(^{\circ})$	$27.7 \pm 1.0$	$20.1 \pm 1.8$	$31.8 \pm 2.9$
$\cos\theta_r - \cos\theta_a$	$1.016 \pm 0.072$	$1.018 \pm 0.066$	$0.801 \pm 0.032$
$\theta_m(^{\circ})$	62.6	57.3	59.5
$\varepsilon^2$	0.63	0.75	0.53
$\theta_c(^{\circ})$	66.6	45	84.6

TABLEAU 3.1 – Angles d'avancée ( $\theta_a$ ) et de reculée ( $\theta_r$ ) des gouttes d'eau sur différents substrats ainsi que l'hystérésis d'angle de contact correspondant et l'angle de contact moyen  $\theta_m$ .  $\theta_c$  : angle de contact en condensation (obtenu par (1.17)). La couverture de surface  $\varepsilon^2$  est obtenue par des expériences de condensation au stade iii) (voir section 1.1.2) sous les mêmes conditions expérimentales.

## 3.2 Dispositifs expérimentaux secondaires

Des expériences de condensation sont aussi réalisées sous microscope à température et humidité ambiante de manière à observer qualitativement les premières étapes de la condensation. Pour cela on utilise simplement un élément Peltier relié à un bain thermostaté pour refroidir la surface de condensation, le tout étant placé sous l'objectif d'un microscope.

Une caméra infrarouge (voir section 2.4) est utilisée, toujours sous température et humidité ambiante, pour visualiser avec un fort contraste les dynamiques de croissance et d'écoulement

des gouttes sur différents substrats.

Dans les deux cas précédents le processus expérimental consiste simplement à faire apparaître de la condensation sur la surface, le temps  $t = 0s$  correspondant au moment où est allumé le Peltier. En effet les conditions hydriques et thermiques de l'air ambiant ne sont pas stables et interdisent d'avoir des expériences reproductibles. Un protocole particulier n'est pas nécessaire.

### 3.3 Référence

De manière à connaître le taux de condensation pour chaque expérience, le processus de condensation est observé sur une surface de référence soumise aux mêmes conditions expérimentales que la surface étudiée. Cette surface de référence est composée du matériau "PVC 140  $\mu m$ " décrit dans la section 2.1, collé sur le substrat à côté de la zone de collecte. Les angles de contact mesurés sur cette surface lisse et hydrophobe sont inscrits dans le tableau 3.1. L'évolution de l'assemblée de gouttes lors de la condensation sur la référence est enregistrée par une caméra. La méthode de détection des contours décrite dans la section 2.3 permet de calculer un taux de condensation pour l'expérience.

La figure 3.4 montre l'évolution du rayon moyen sur la référence dans la chambre climatique en position verticale et horizontale. Pour les deux positions la dynamique de croissance est caractérisée par un stade  $\langle R \rangle \sim t^{1/3}$  suivi d'un stade  $\langle R \rangle \sim t$ .

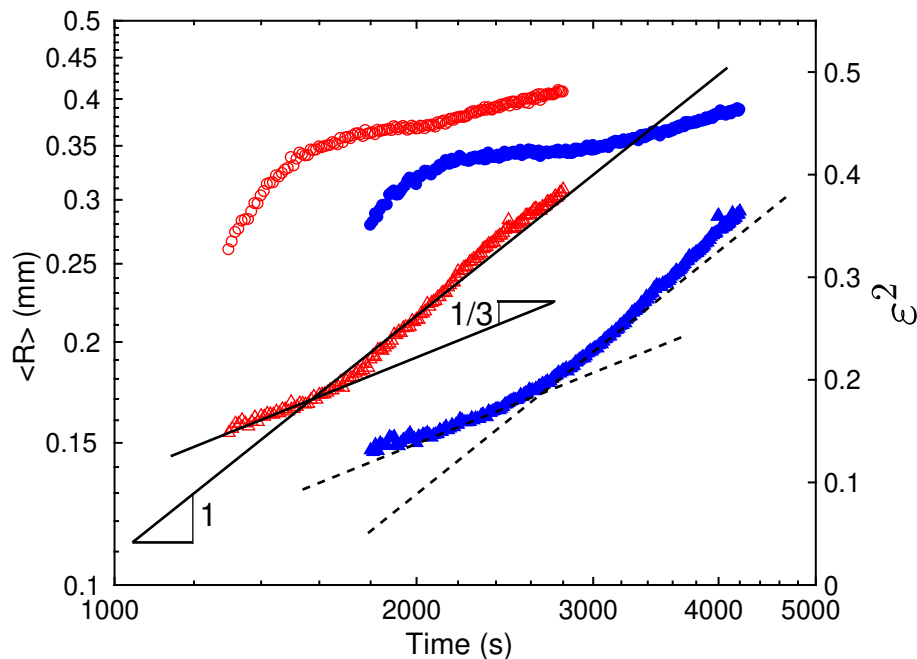


FIGURE 3.4 – Evolution ( $\Delta$ ) du rayon moyen  $\langle R \rangle$  et ( $\circ$ ) de la couverture de surface  $\epsilon^2$  sur la référence : en position verticale (symbole creux) et horizontale (symboles pleins). Conditions expérimentales : HR = 70 % ;  $T_a = 30^\circ C$  ;  $T_s = 21.9^\circ C$ ,

Il est intéressant de noter que le taux de condensation obtenu pour la position horizontale est plus faible que pour la position verticale. Cette observation (voir figure 3.5) peut être expliquée

par la différence d'épaisseur de la couche limite de concentration. En effet lors de la convection naturelle, les couches limites thermique et de concentration sont plus fines proche d'une paroi verticale froide que proche d'une paroi horizontale froide soumise aux mêmes conditions [30, 86]. Une couche limite plus épaisse en horizontal induit un gradient de concentration plus faible et de fait un taux de condensation plus faible, ce qui amène une transition plus lente entre le régime en puissance  $1/3$  et le régime en puissance  $1$ . En régime permanent un taux de condensation  $\dot{h} = dh/dt$  est obtenu avec une valeur de  $\dot{h}_v = 4.35 \times 10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$  en position verticale et  $\dot{h}_h = 2.65 \times 10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$  en position horizontale.

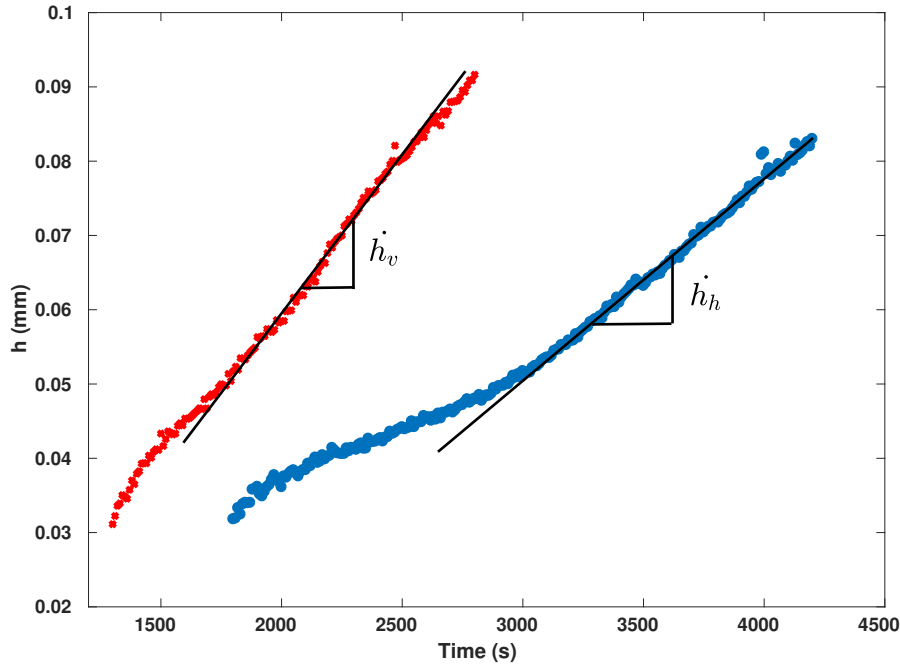


FIGURE 3.5 – Evolution de l'épaisseur de film équivalent en position verticale (points rouges) et horizontale (points bleus). Conditions expérimentales : HR = 70 % ;  $T_a = 30^\circ\text{C}$  ;  $T_s = 21.9^\circ\text{C}$ . Taux de condensation en vertical :  $\dot{h}_v = 4.35 \times 10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$  ; taux de condensation en horizontale :  $\dot{h}_h = 2.65 \times 10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$

Ainsi il est important d'effectuer des mesures à angle d'inclinaison constant pour avoir des expériences reproductibles.

## 3.4 Condensation et collecte sur surface rugueuse

### 3.4.1 Nucléation et début de condensation

**Duralumin lisse.**

La figure 3.6.A montre qu'à une échelle microscopique le Duralumin présente des imperfections et des rayures sur lesquelles la nucléation se produit préférentiellement (figure 3.6.B). Par la suite la couverture de surface augmente et la coalescence des goutte commence. Plus tard, figure 3.6.C, les gouttes montrent des formes non-sphériques dues au piégeage de la ligne de contact sur les défauts du substrat. Sur la figure 3.6.D, la couverture de surface et l'équation

(1.17) permettent de déterminer un angle de contact en condensation  $\theta_c = 46 \pm 3.6^\circ$ .

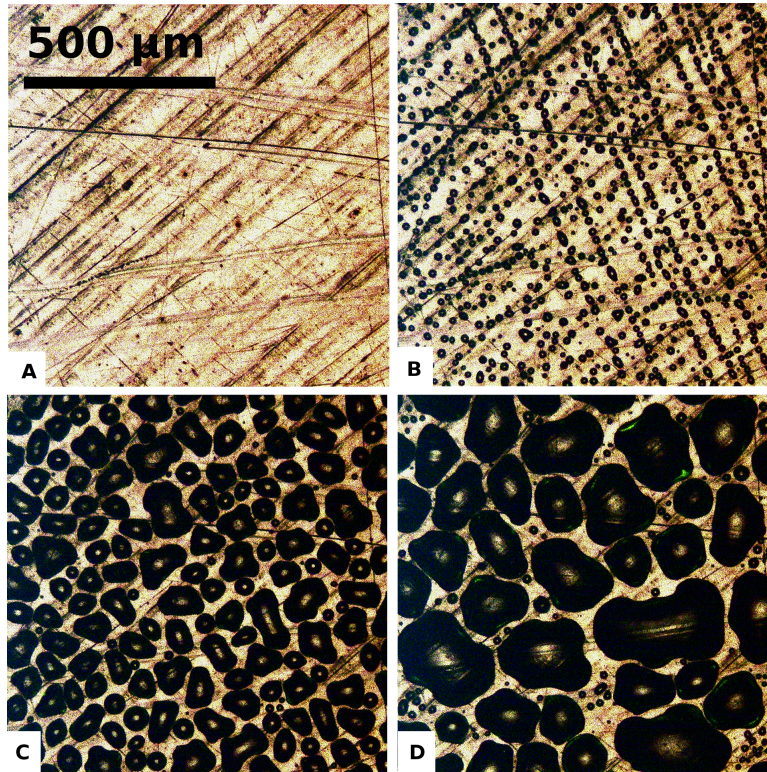


FIGURE 3.6 – Observation au microscope optique de la condensation sur Duralumin lisse à différents temps.  $HR = 50\%$ ,  $T_s = 1.8^\circ C$ ,  $T_a = 28^\circ C$ ; A :  $t=0s$ , B :  $t=245s$ , C :  $t=485s$ , D :  $t=725s$ .

### Duralumin rugueux.

Pour la surface rugueuse, la figure 3.7 montre que la condensation débute à partir de sites de nucléation homogènement répartis sur la surface, à une plus petite échelle que la rugosité apparente induite par le sablage et mesurée par profilométrie. Manifestement le sablage introduit aussi une rugosité sub-micronique sur laquelle les gouttes peuvent nucléer. Le régime de coalescence est rapidement atteint et les gouttes croissent jusqu'à atteindre une taille plus grande que les rugosités, avec néanmoins un rayon basique plus faible et un angle de contact plus grand que sur un substrat lisse, comme le montre la figure 3.7.D.

### 3.4.2 Régime permanent

Des observations à plus grande échelle et plus tard dans le processus de condensation sont montrées sur la figure 3.8. Dans ces expériences les plaques de Duralumin lisse et rugueuse sont placées côte à côte en position verticale. Elles sont simultanément observées par la caméra infrarouge à différents temps après le début de la condensation. En infrarouge les contours des gouttes apparaissent distinctement.

Sur le Duralumin rugueux, montré par la figure 3.8.A et 3.8.C, les gouttes prennent une forme complexe, indiquant que la relaxation des gouttes après coalescence est entravée par la présence des défauts de surface [105, 77]. Cela correspond à une grande couverture de surface,  $\varepsilon^2 \simeq 0.75 \pm 0.02$  et un angle de contact en condensation faible  $\theta_c = 45 \pm 3.6^\circ$ .

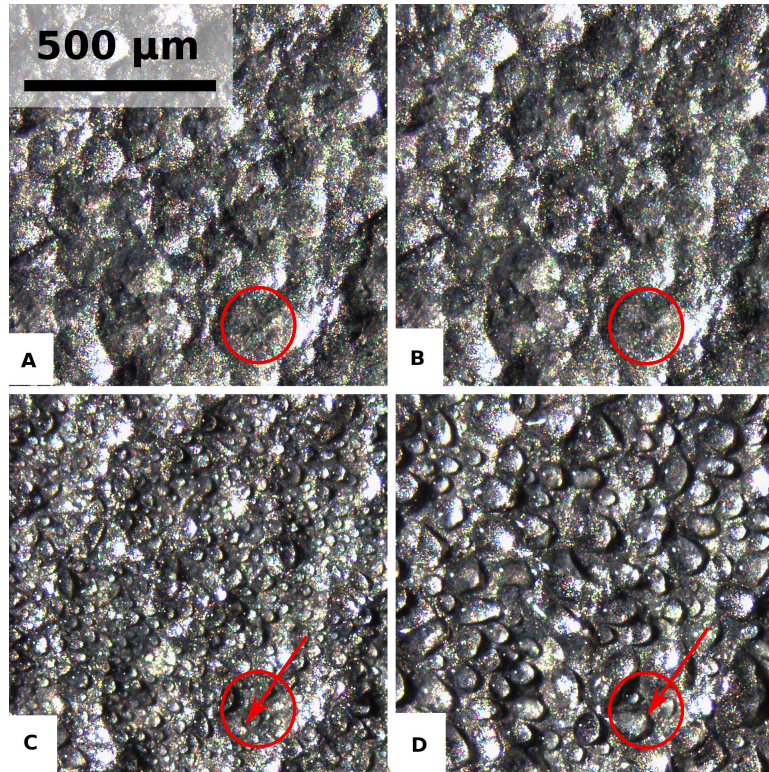


FIGURE 3.7 – Observation au microscope optique de la condensation sur Duralumin rugueux à différents temps.  $HR = 47\%$ ,  $T_s = 1.6^\circ C$ ,  $T_a = 26^\circ C$ ; A :  $t=0s$ , B :  $t=245s$ , C :  $t=485s$ , D :  $t=725s$ . Le cercle montre les limites d’un cratère, la flèche montre la nucléation et le grossissement d’une goutte à l’intérieur du cratère.

Sur la plaque lisse (figure 3.8.B et 3.8.D), moins de défauts sont présents et la relaxation des gouttes est plus efficace, permettant aux gouttes d’être plus sphériques. A partir de la couverture de surface  $\varepsilon^2 = 0.63 \text{ pm}0.02$  on obtient un angle moyen  $\theta_c = 66 \pm 3.6^\circ$  (voir section 2.6).

Pour les deux surfaces la valeur de  $\theta_c$  obtenue à partir des expériences de condensation (grâce à la surface de couverture et l’équation (1.17)) est très proche de la valeur calculée de  $\theta_m = (\theta_a + \theta_r)/2$ . L’équation (1.17), qui a été établie pour des surfaces lisses, peut donc être étendue à des surfaces avec une rugosité aléatoire.

### 3.4.3 Collecte

Sur les images prises au temps long (figures 3.8.C et 3.8.D), les gouttes ont d’avantage grossi. Sur la surface rugueuse, une des gouttes a atteint sa taille critique de décrochage et a glissé sur la surface, tandis que sur la surface lisse les gouttes sont encore trop petites pour se détacher. La collecte et l’écoulement des gouttes sont étudiés dans la section qui suit.

#### Comparaison entre surface rugueuse et surface lisse

Les figures 3.9 et 3.10 montrent les résultats de la collecte d’eau sur les plaques de Duralumin lisse et rugueuse respectivement. Le volume d’eau évacué de la surface et collecté par le tampon absorbant est pesé par la balance durant 6000 s à un rythme d’une mesure par seconde. La zone de collecte est située au dessus du tampon absorbant, comme vu sur la figure 3.2. Le volume d’eau collecté par unité de surface  $v$ , est exprimé en  $L/m^2$  (mm). L’évolution de  $v$  est

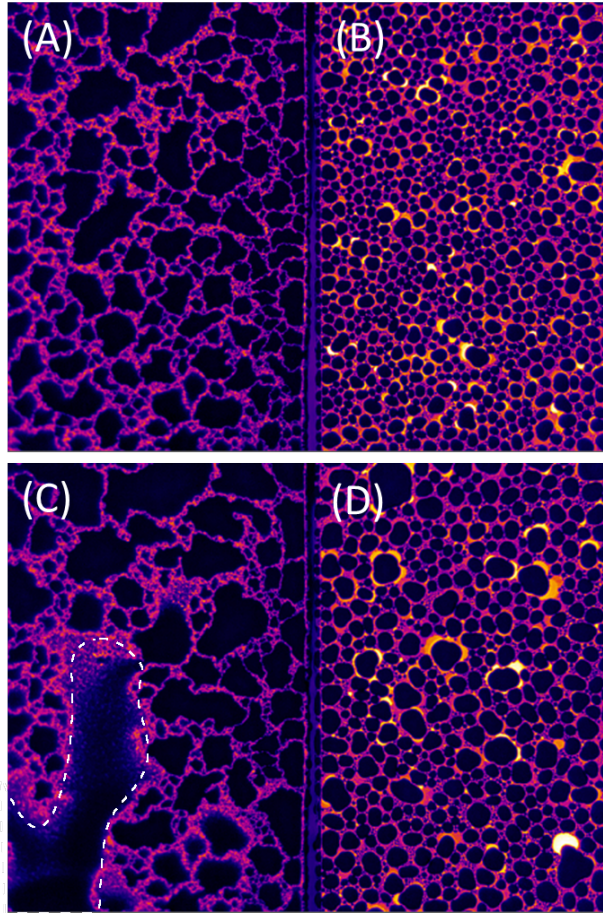


FIGURE 3.8 – Observation avec une caméra infrarouge de la condensation sur Duralumin lisse (droite) et rugueux (gauche).  $HR = 45\%$ ,  $T_a = 26^\circ C$ ,  $T_s = 7.4^\circ C$ . (A) et (B) :  $t=3310s$ , (C) et (D) :  $t=4490s$ . Taille de l'échantillon :  $40 \times 30mm$ . La ligne pointillée en (C) correspond au contour d'une goutte en train de s'écouler.

représentée par une ligne continue. La ligne en pointillés représente l'épaisseur de film équivalent  $h(t)$  qui est mesurée sur la référence par reconnaissance visuelle. En moyennant sur chaque jeu d'expériences, le taux de condensation  $\dot{h}$  mesuré sur la référence est trouvé égal à  $\dot{h} \simeq 4,8 \cdot 10^{-5} \pm 0,7 \cdot 10^{-5} mm \cdot s^{-1}$  pour chaque série d'expériences (figures 3.9 et 3.10).

Sur le collecteur (tampon absorbant), la collecte ne commence pas à  $t = 0 s$ , mais après un temps  $t_c$  correspondant au temps auquel la première goutte se détachant est enregistrée par la balance. Ce temps de collecte est représenté sur les graphes par les points noirs sur l'axe des abscisses. Associé au temps de collecte  $t_c$  vient une épaisseur de film équivalent  $h_c = \dot{h}t_c$  qui est perdue. Il est donc important de diminuer  $h_c$ , et par conséquent  $t_c$  pour augmenter la masse d'eau collectée.

Pour le Duralumin lisse, les temps de collecte peuvent varier sur une large plage allant de  $t_c = 2500 s$  à  $t_c = 5000 s$ . A contrario sur la plaque de Duralumin rugueuse les temps de collecte sont compris dans une plage plus restreinte allant de  $t_c = 2100 s$  à  $t_c = 2700 s$ . Cette différence peut être expliquée par la distribution des défauts sur chaque surface. La nucléation des gouttes d'eau sur la surface lisse est très sensible aux contaminations de gras, de poussières ou de dépôts minéraux présents dans l'air. En revanche sur le Duralumin rugueux, les défauts créés par sablage sont plus homogènes et ont une distribution plus stable, ce qui donne des résultats plus reproductibles.

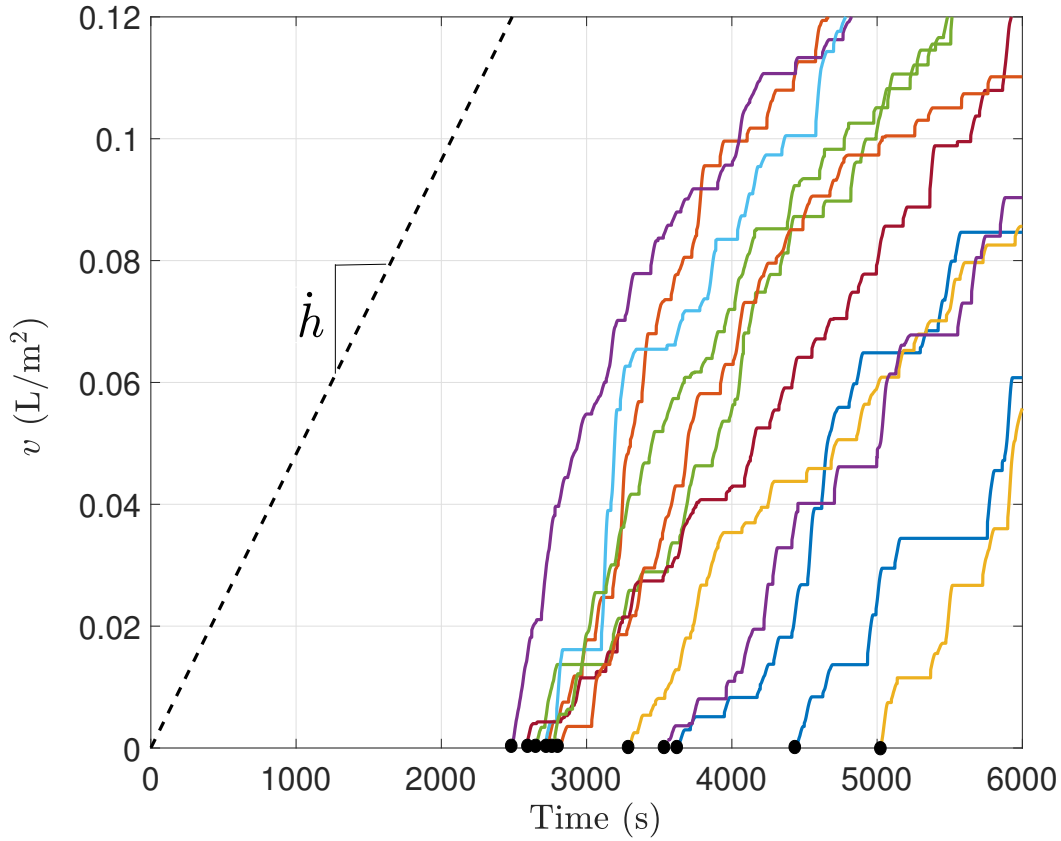


FIGURE 3.9 – Volume d’eau condensé par unité de surface et collecté en bas de la plaque de Duralumin lisse en fonction du temps.  $T_a = 30^\circ C$ ,  $HR = 70\%$ ,  $T_s = 23.5^\circ C$ . Lignes pleines : pesée de la masse collectée, chaque couleur correspond à une expérience différente. Ligne pointillée : épaisseur du film équivalent sur la surface de référence avec  $\dot{h} \simeq 4,8 \cdot 10^{-5} \pm 0,7 \cdot 10^{-5} mm.s^{-1}$ .

Il faut noter que le volume d’eau collecté  $v$  n’évolue pas de manière continue. Au contraire il augmente par paliers de différentes tailles, chaque palier correspondant à au moins une chute de goutte enregistrée par la balance. Pour les deux surfaces lisse et rugueuse, le taux de condensation moyen est en bon accord avec le taux de condensation mesuré sur la référence, indiquant qu’un régime stationnaire est atteint. Comme attendu le taux de condensation n’est pas substantiellement modifié par les propriétés de surfaces telle que la rugosité.

Dans les expériences présentées sur les figures 3.9 et 3.10, les gouttes situées sur l’arrête supérieure des plaques ont été supprimées par un tissu absorbant placé dessus. Dans la section suivante nous discutons du rôle des effets de bord sur la collecte d’eau.

### Rayon critique de détachement

Une goutte commence à glisser sur un plan incliné lorsque son poids excède les forces d’accrochage de la ligne de contact. Le rayon critique de dévallement  $R_c$  correspond à l’équilibre des forces gravitaires et des forces d’accrochage sur la surface. On utilise ici l’expression tirée de ElSherbini et al. [37] déjà citée (3.1) dans la section 1.2.2 :

$$R_c = l_c \left( \frac{k}{\pi f(\theta)} \right)^{1/2} \left( \frac{\cos\theta_{min} - \cos\theta_a}{\sin\alpha} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

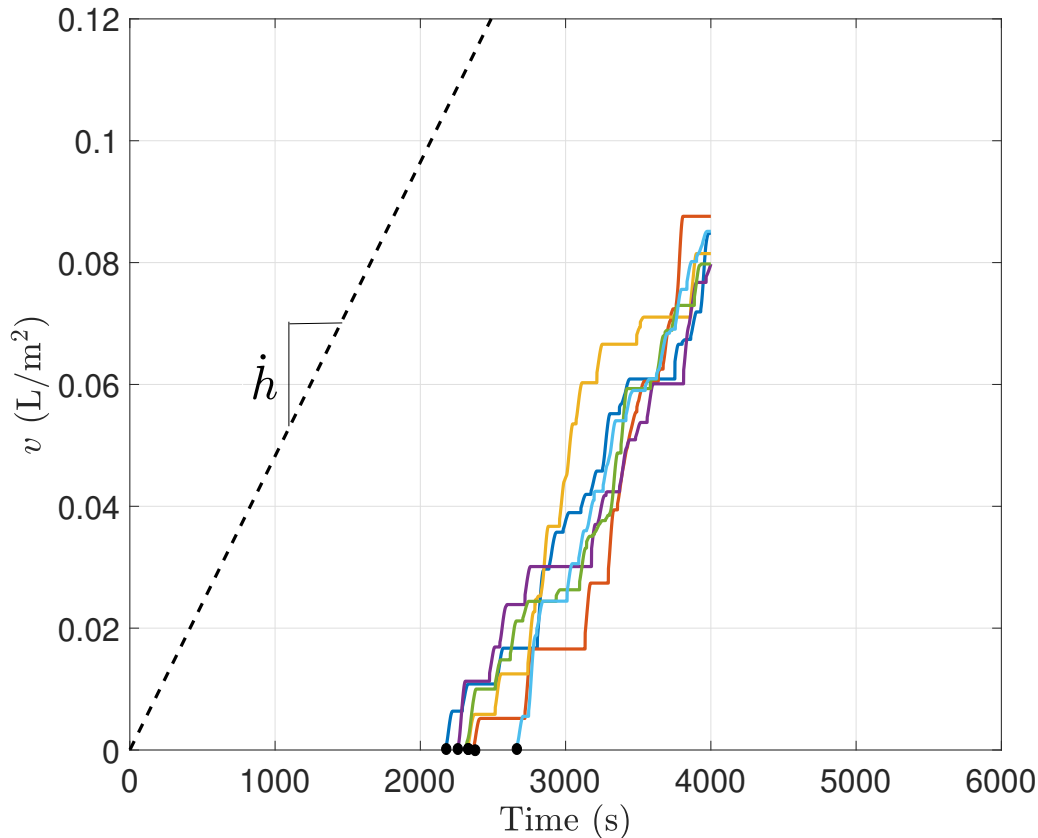


FIGURE 3.10 – Volume d'eau condensé par unité de surface et collecté en bas de la plaque de Duralumin rugueux en fonction du temps.  $T_a = 30^\circ C$ ,  $HR = 70\%$ ,  $T_s = 23.5^\circ C$ . Lignes pleines : pesée de la masse collectée, chaque couleur correspond à une expérience différente. Ligne pointillée : épaisseur du film équivalent sur la surface de référence avec  $\dot{h} \simeq 4,8.10^{-5} \pm 0,7.10^{-5} mm.s^{-1}$ .

Où  $l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$  est la longueur capillaire, avec  $\gamma = 0.072 N.m^{-1}$  la tension de surface eau/air et  $\rho = 996 kg.m^{-3}$  la masse volumique de l'eau prise à  $20^\circ C$  [1],  $\alpha$  l'angle d'inclinaison de la surface par rapport à l'horizontale (dans notre cas  $\alpha = 90^\circ$ ) et  $k = 48/\pi^3 \approx 1.548$  un facteur de forme de la goutte. D'après [37] l'angle de contact utilisé dans l'équation (1.21) pour calculer la fonction  $f(\theta)$  doit être  $\theta_m = (\theta_a + \theta_r)/2$ .

Il est difficile de déterminer à partir de la vidéo un rayon critique de détachement précis. En réalité nous observons que le détachement d'une goutte s'effectue généralement après un événement de coalescence, qui a lieu en seulement quelques millisecondes et n'est détecté par la caméra que par chance. Son rayon est donc mesuré avec une faible précision. La figure 3.11 montre les étapes du décrochage d'une goutte : en A) les gouttes 1, 2 et 3 sont séparées et grossissent ; en B) les 1,2 et 3 fusionnent pour former une plus grosse goutte qui commence à glisser ; en C) la grosse goutte a rapidement coalescé avec des gouttes voisines et s'est complètement détachée de la paroi.

Une estimation de la taille de la goutte juste après décrochage est cependant possible en considérant la largeur de la trace laissée par l'écoulement, comme le montre la figure 3.12 où une image a été prise juste après la chute d'une goutte.



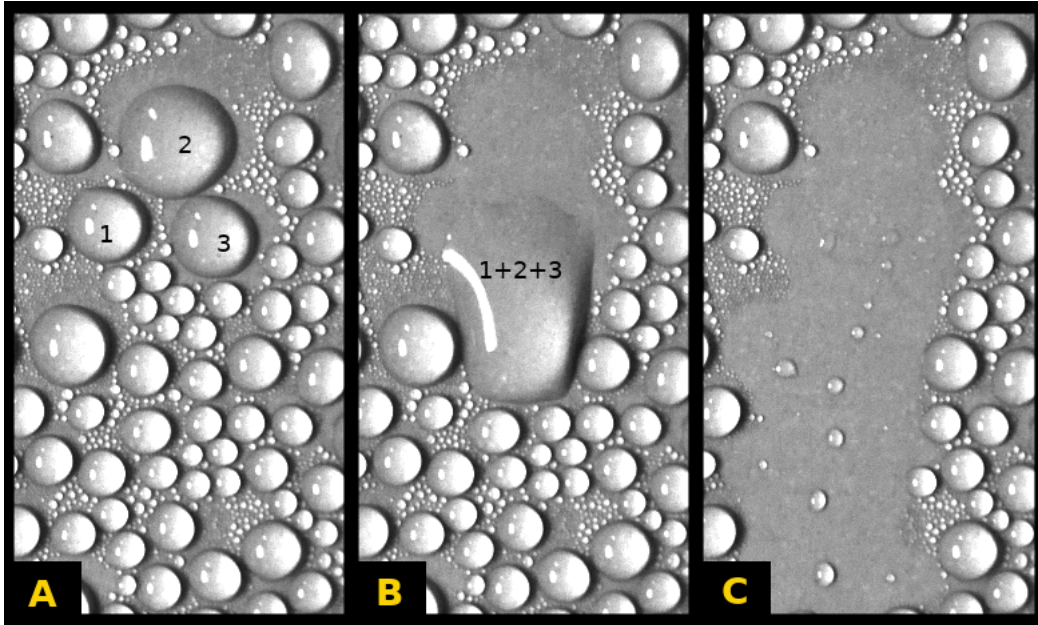


FIGURE 3.11 – Chute d’une goutte après coalescence. A :  $t=3290s$ ; B :  $t=3300s$ ; C :  $t=3310s$ .  $T_a = 30^\circ C$ ,  $HR = 70\%$ ,  $T_s = 23.5^\circ C$ ,  $\dot{h} \simeq 4,8.10^{-5} \pm 0,7.10^{-5} mm.s^{-1}$ .

La figure 3.13 rapporte le rayon critique mesuré par cette méthode sur du Duralumin lisse et rugueux, en fonction du temps de collecte  $t_c$ . Il peut être souligné qu’alors que la présence de rugosités n’affecte pas le taux de condensation, cela a une influence significative sur le rayon critique de détachement. Premièrement il peut être observé sur la figure 3.13 que sur du Duralumin rugueux, les gouttes atteignent plus rapidement leur rayon critique que sur du Duralumin lisse. La topologie induite par le sablage promeut par conséquent une croissance plus rapide de plus grosses gouttes (en rayon). Une autre observation de la figure 3.13 est que les gouttes se détachant sont plus grosses sur le dural rugueux que celles se détachant du dural lisse, indiquant l’abilité des rugosités à retenir les gouttes, en accord avec la littérature citée dans la section 1.2.2. On observe donc une décorrélation entre la faculté de rétention d’une surface et, paradoxalement, sa faculté à évacuer les gouttes de condensation. Comme montré par les images 3.7 et 3.6, cet effet peut être attribué à la création d’un grand nombre de sites de nucléation par le sablage.

Comme mentionné plus tôt, une large plage de temps de collecte, et par conséquent de rayons critiques, est obtenue sur le dural lisse. Les rayons critiques correspondants varient linéairement avec le temps de collecte, en accord avec la loi de croissance  $\langle R \rangle \sim t$  (voir section ??). La pente de la régression linéaire est de  $\approx 7.10^{-4} mm.s^{-1}$ . en utilisant l’équation (1.19), la valeur de  $\langle R \rangle$  est  $\approx 3.2$  fois plus faible que les valeurs de  $R_c$  au même temps.

Cependant, ces mesures de rayon critique ne peuvent être expliquées simplement par la faible différence d’hystérésis d’angle de contact entre le Duralumin lisse et rugueux. En effet, avec les valeurs du tableau 3.1, l’équation (3.1) amène à un rayon critique  $R_c \approx 3.51 mm$  pour le dural lisse et  $R_c \approx 3.29 mm$  pour le dural rugueux, surestimant dans les deux cas les valeurs mesurées. De plus l’équation (3.1) n’explique pas la large plage de valeurs de  $R_c$  et  $t_c$  mesurées sur le Duralumin lisse.

Une première différence entre le modèle de l’équation (3.1) et les expériences vient du fait que l’hystérésis d’angle de contact a été mesurée par la méthode de la seringue pour une goutte

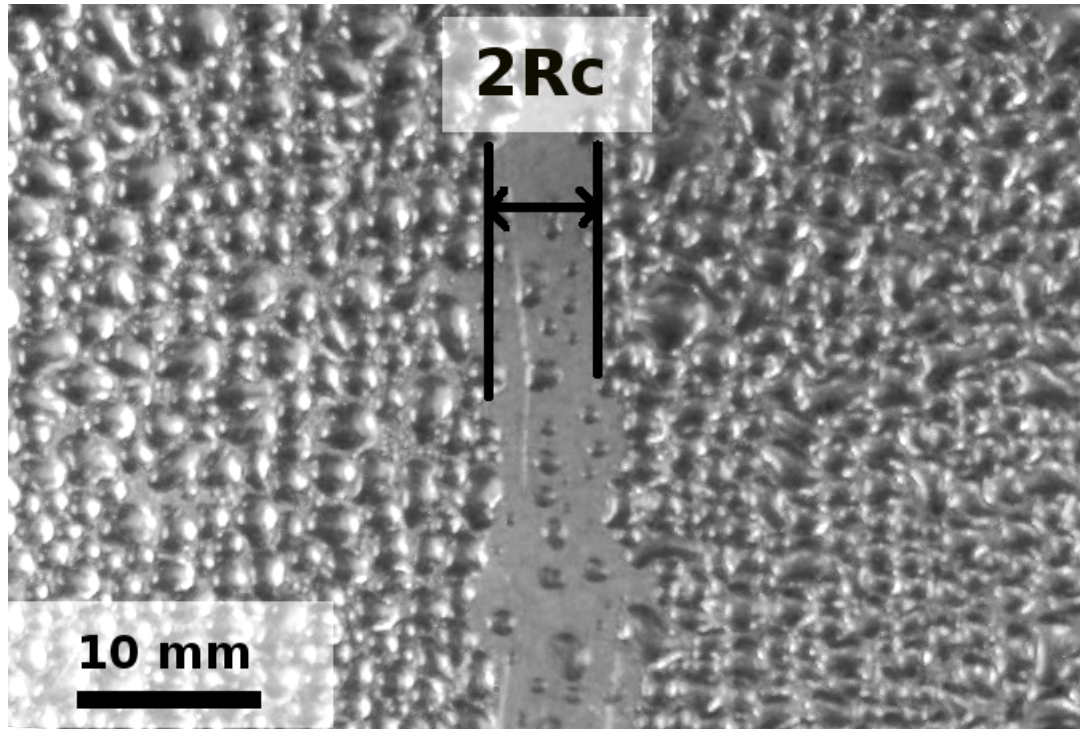


FIGURE 3.12 – Première chute de goutte sur une plaque de Duralumin lisse à  $t_c = 4470$  s.  $\dot{h} = 4,8 \cdot 10^{-5} \pm 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ .

posée sur un substrat horizontal. Des expériences [62] et des simulations numériques [26, 72] montrent que l'angle de contact  $\theta_{min}$  à l'arrière, respectivement  $\theta_{max}$  à l'avant, d'une goutte en conditions critiques (juste avant décrochage) sur une surface inclinée peut être différent de l'angle d'avancée, respectivement de reculée, mesuré sur la même surface horizontale. Comme suggéré par ElSherbini et al. [37], la différence entre les deux mesures est influencée par le nombre de Bond, défini par :

$$Bo = \frac{\rho g D^2 \sin \alpha}{\gamma} \quad (3.2)$$

Les valeurs des nombres de Bond de gouttes critiques dans la figure 3.13 vont de 1.5 à 5.4. Un angle de contact minimum  $\theta_{min}$  correspondant à la valeur de l'angle de reculée en conditions critiques peut être relié au nombre de Bond [37] :

$$\frac{\theta_{min}}{\theta_a} = 0.01Bo^2 - 0.155Bo + 0.97 \quad (3.3)$$

En utilisant la valeur de  $\theta_{min}$  à la place de  $\theta_r$  dans l'équation (3.1) on arrive à un meilleur accord entre les valeurs calculées et mesurées du rayon critique, comme le montre la figure 3.13 (symboles creux). Remarquablement, l'accord entre le modèle et l'expérience est aussi obtenu pour le Duralumin rugueux, malgré la forme complexe des gouttes.

Une autre limite du modèle de l'équation (3.1) est qu'il repose sur un équilibre statique des forces sur la goutte. En cas de condensation sur un plan incliné, cependant, les expériences montrent que le détachement s'effectue toujours après un évènement de coalescence, c'est à dire durant un phénomène dynamique. Lorsque des gouttes se réarrangent pour atteindre un état d'équilibre après une coalescence, la relaxation de la ligne de contact diminue les forces d'accrochage. Gao et al. [47] ont mis en évidence le fait que les forces de tension de surface sont toujours plus grandes sur une goutte statique que sur une goutte en mouvement (à l'exception du cas

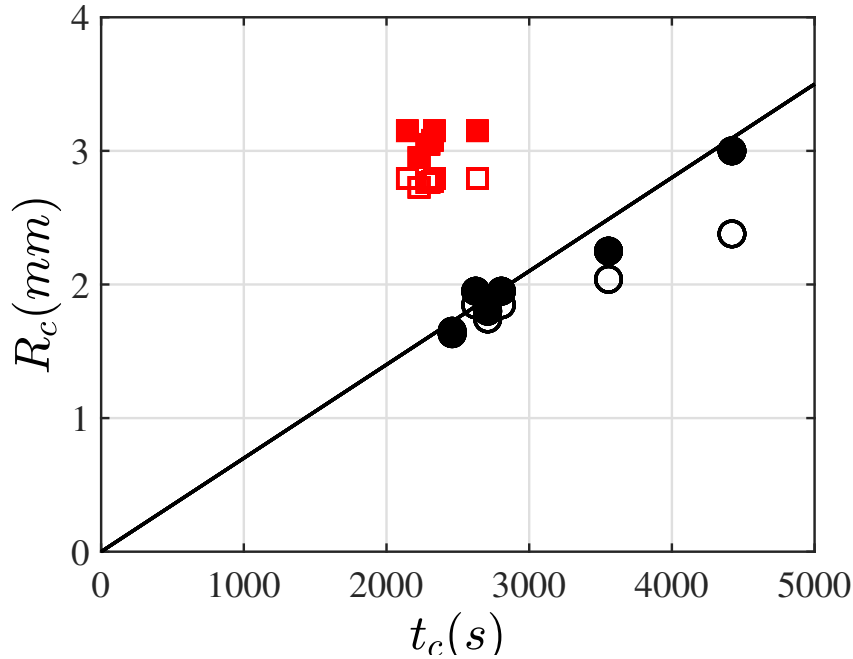


FIGURE 3.13 – Rayon critique de détachement en fonction du temps de collecte, pour du Duralumin lisse (cercles) et rugueux (carrés). Symboles pleins : rayons critiques mesurés. Symboles ouverts : rayons critiques calculés à partir des équations (3.1), (3.2) et (3.3). Ligne continue : régression linéaire.

où les défauts de surfaces sont distincts et gros, ce qui n'est pas le cas ici). Les événements de coalescence ont donc un impact important sur le décrochage de la ligne de contact.

### 3.5 Effets de bords

Les effets de bord peuvent jouer un rôle important dans la collecte d'eau de rosée [71]. Ayant moins de gouttes voisines en compétition pour l'incorporation de vapeur d'eau, les gouttes de bord grossissent plus rapidement que les gouttes situées au milieu de l'assemblée de gouttes. La figure 3.14 montre la différence de taille entre les gouttes de bord et les gouttes situées juste en dessous. Les gouttes de bord peuvent montrer des croissances de 2 à 5 fois plus rapides que les autres gouttes, ce qui les fait se détacher plus tôt. Etant situées en haut de la surface de condensation, elles collectent sur leur passage les gouttes situées en dessous.

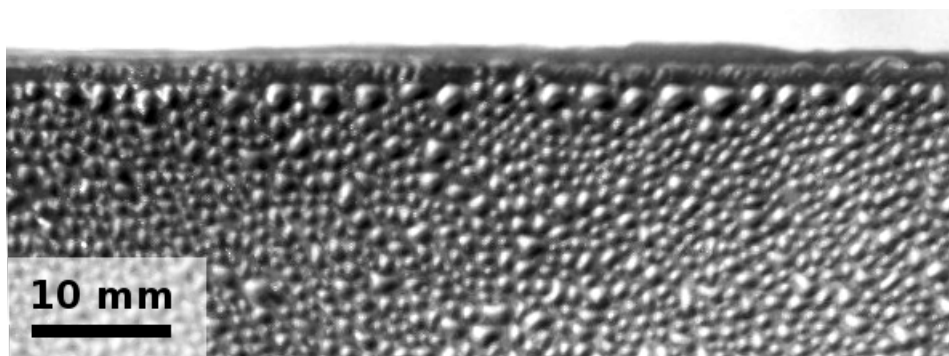


FIGURE 3.14 – Effets de bord (grosses gouttes) sur l'arrête supérieure de la plaque (dural lisse),  $t = 1710$  s,  $\dot{h} \simeq 4,8 \cdot 10^{-5} \pm 0,7 \cdot 10^{-5} \text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Les effets de bord peuvent être contrôlés en positionnant un tissu absorbant sur l'arrête supérieure de la surface de condensation. La figure 3.15 montre l'évolution de la quantité d'eau collectée par la balance pour des expériences avec et sans effets de bord sur une surface rugueuse. Avec effets de bord le temps de collecte est diminué de 500 s en comparaison du temps de collecte des expériences sans effets de bord. Ce décalage a un effet sur le volume total d'eau collecté au cours d'une expérience. Avec effets de bord le volume d'eau qui reste attaché à la surface avant le temps critique de collecte  $t_c = 1900$  s est de  $h_c \approx 0.092$  mm. Lorsque les effets de bord sont supprimés le volume perdu est de  $h_c \approx 0.11$  mm à  $t_c = 2300$  s, ce qui représente un gain d'environ 17%. De fait les gouttes de bord agissent comme des essuies-glace naturels qui peuvent diminuer le temps de collecte et éventuellement augmenter le volume total d'eau collectée.

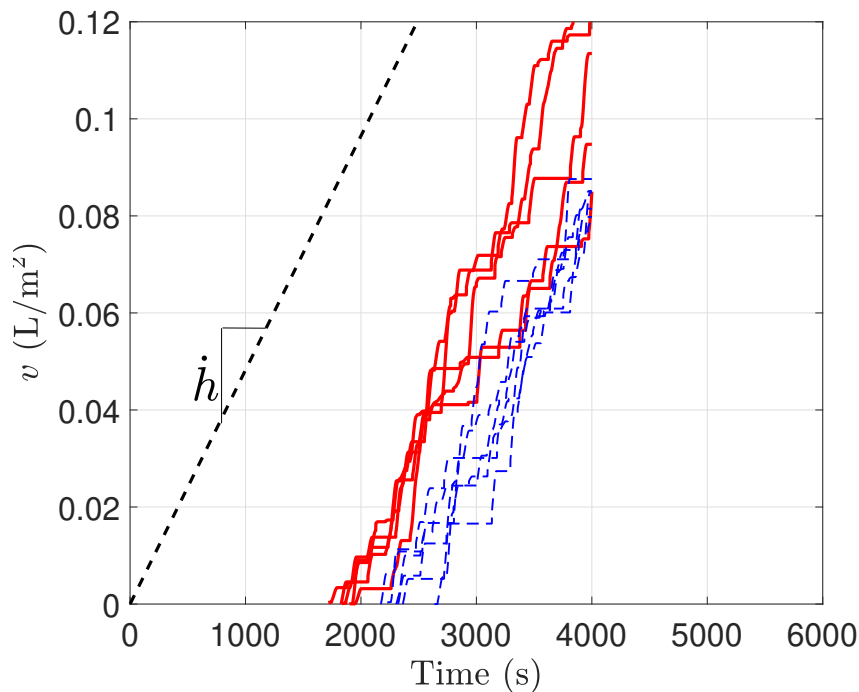


FIGURE 3.15 – Evolution du volume d'eau condensé par unité de surface en fonction du temps, collecté sur du dural rugueux :  $T_a = 30^\circ C$ ,  $HR = 70\%$ ,  $T_s = 23.5^\circ C$ . Lignes continues : avec effets de bord. Lignes interrompue : sans effets de bord. Ligne pointillée : épaisseur de film équivalent mesurée sur la référence avec  $\dot{h} \simeq 4,8.10^{-5} \pm 0,7.10^{-5} mm.s^{-1}$ .

### 3.6 Conclusion

Cette étude montre que le décrochage des gouttes de condensation s'effectue plus rapidement sur une surface préalablement traitée par sablage que sur la même surface lisse non traitée, diminuant le volume d'eau présent sur la plaque et augmentant le volume d'eau collecté. La rugosité obtenue par sablage, composée de défauts topologiques permanents, augmente le nombre et la qualité des sites de nucléation, améliorant la reproductibilité de la collecte. Bien que la rugosité augmente le rayon critique de détachement, ce dernier est obtenu plus tôt que sur une surface lisse, grâce à une nucléation des gouttes plus rapide. Cela amène à une réduction du

temps critique de détachement comparé à une surface lisse.

Les gouttes de bords sur l'arrête supérieure de la surface, grossissant plus rapidement et se détachant plus tôt, augmentent aussi le taux de collecte en agissant comme des essuie-glaces naturels. En combinant les effets du sablage et les effets de bord, on peut accroître substantiellement la collecte passive par gravité de l'eau condensée sur un substrat. Des gains d'environ 30% comparé à la même surface non traitée peuvent être espérés grâce à cette technique simple et peu coûteuse.

## Chapitre 4

# Reproduction du phénomène naturel de la rosée en laboratoire

L'état de l'art présenté au Chapitre 1 sur la formation de la rosée en laboratoire montre que toutes les études sont réalisées en refroidissant la surface par conduction ; les propriétés radiatives de la surface ne sont alors pas prises en compte. Nous présentons dans ce chapitre un dispositif expérimental original que nous avons développé au laboratoire et qui permet de refroidir un petit objet par un échange radiatif avec une source froide. En offrant la possibilité de fonctionner dans un environnement sec ou humide, le dispositif permet de plus d'effectuer de la condensation sur cet objet. Le principe de fonctionnement des différents éléments du dispositif sont décrits. Un protocole expérimental est proposé de manière à réaliser des expériences quantitatives et reproductibles. Une modélisation des échanges thermiques à l'intérieur du dispositif, prenant en compte les apports par chaleur latente, est effectuée. En particulier, les échanges radiatifs entre l'objet et la source froide sont modélisés. Enfin, la capacité de ce dispositif à condenser de la rosée sur des objets simples ou complexes est étudiée.

### 4.1 Dispositif expérimental

Pour reproduire le phénomène naturel de la rosée en laboratoire et réaliser des expériences quantitatives et reproductibles, le dispositif expérimental doit répondre au cahier des charges suivant. Premièrement la surface de condensation doit être dans un environnement à forte humidité pour augmenter le taux de condensation et diminuer le temps d'expérience. L'environnement humide autour de la surface de condensation doit être composé exclusivement d'air sec et de vapeur d'eau pour ne condenser que cette dernière. Sa température ne doit pas être influencée par la source froide, ainsi cette dernière doit être séparée physiquement de l'environnement humide. Deuxièmement la source froide doit être stable dans le temps, sa température ne doit pas varier et elle doit délivrer la même puissance radiative au cours de l'expérience. Troisièmement il est nécessaire que la surface de condensation puisse être pesée et observée en vue de réaliser des mesures tant quantitatives que qualitatives. Enfin la surface de condensation doit subir un déficit thermique exclusivement radiatif. La figure 4.1 montre le schéma du dispositif expérimental développé pour répondre à ce cahier des charges.

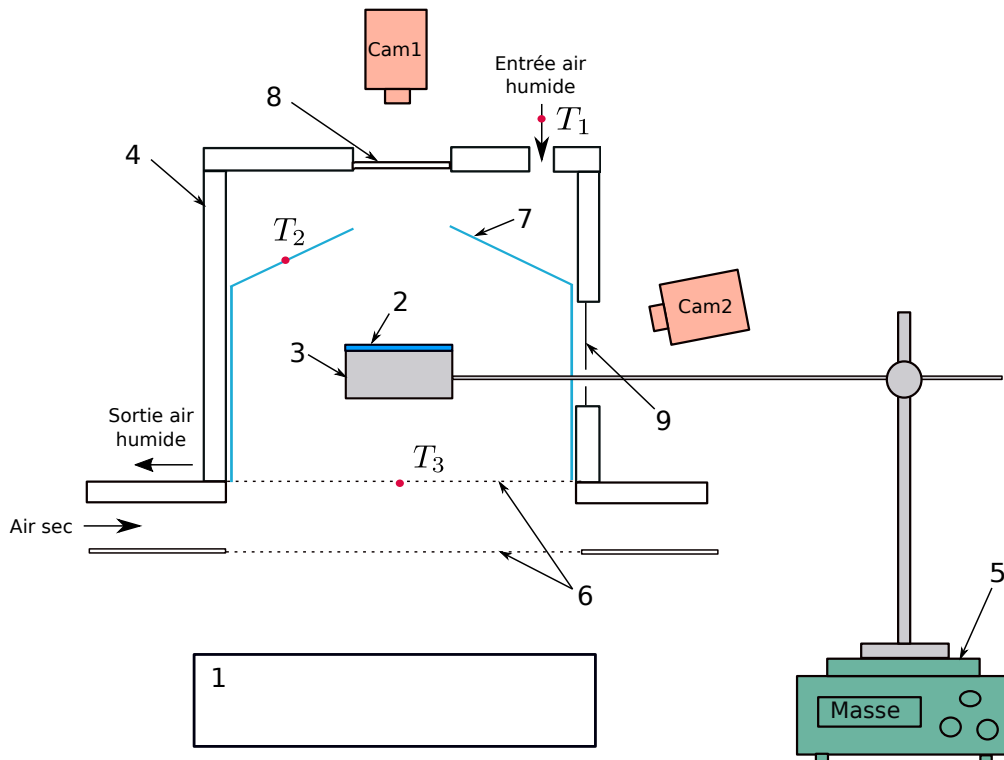


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental. 1 : source froide, 2 : surface de condensation, 3 : support, 4 : chambre humide cylindrique, 5 : balance, 6 : double vitrage transparent aux infrarouges (IR), 7 : miroir, 8-9 : fenêtre de visualisation. Le schéma n'est pas à l'échelle.

Le refroidissement est effectué grâce à une source froide (1) maintenue à une température d'environ  $-80^{\circ}\text{C}$ , positionnée en dessous du dispositif. L'objet à refroidir (2) est positionné sur un support (3) lui-même situé à l'intérieur d'une chambre humide cylindrique (4) et soutenu par un bras mécanique reposant sur une balance (5). De l'air humide est injecté par le haut de la chambre humide et s'évacue par les jointures du bas de la chambre. L'échange radiatif entre la surface à refroidir et la source froide s'effectue à travers un double vitrage transparent aux infrarouges (6) et par réflexion sur un miroir (7) positionné à l'intérieur de la chambre. Deux fenêtres (8,9) en plexiglass permettent de visualiser la surface de condensation grâce à des caméras. La fenêtre (8) peut être remplacée par un thermomètre infrarouge permettant de mesurer la température de la surface de condensation. Des thermocouples ( $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ ) permettent de mesurer la température de l'air entrant, des miroirs et du double vitrage IR. La figure 4.2 montre une photographie du dispositif expérimental. Une feuille d'aluminium, visible derrière le dispositif, recouvre la paroi adjacente de manière à limiter les échanges de chaleur par rayonnement avec celle-ci.

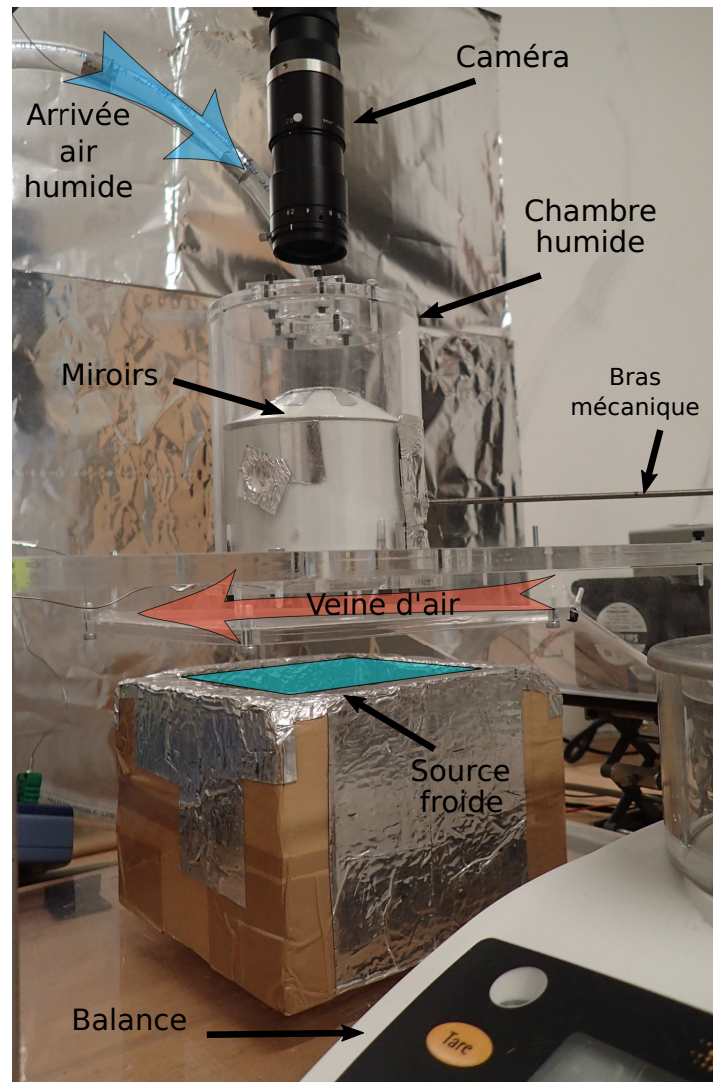


FIGURE 4.2 – Photo du dispositif expérimental.

### Source froide (1)

La source froide est composée de glace carbonique, c'est à dire de dioxyde de carbone sous sa forme solide, conditionnée sous forme de cylindres de 1cm de diamètre et de longueur allant de 1cm à 5cm, conservée dans un contenant isolé. Comme le montre le diagramme de phase du CO<sub>2</sub> (figure 4.3), celui-ci présente l'avantage de passer de l'état solide à l'état gazeux à pression atmosphérique sans passer par une phase liquide, ce qui simplifie son utilisation. Sa température de sublimation est de  $T_{sublimation} = -78.5^{\circ}C$  à  $P = 1bar$  [3] et sa chaleur latente de sublimation de  $L_{sublimation} = 573kJ/kg$  [48]. Le changement d'état subi par le CO<sub>2</sub> à température et pression ambiante assure une température stable et égale à la température de sublimation  $T_{glace} = -78.5^{\circ}C$ . De plus sa chaleur latente de sublimation relativement élevée lui permet de maintenir le changement d'état durant une longue période pour peu qu'il soit dans un récipient isolé, ce qui en fait une source froide parfaite pour notre application (il faut environ 4h pour sublimer 500g de glace carbonique placée dans une glacière). La sublimation entraîne néanmoins une diminution du volume de glace, un remplissage du réservoir est nécessaire environ toutes les heures pour assurer une stabilité du flux échangé.



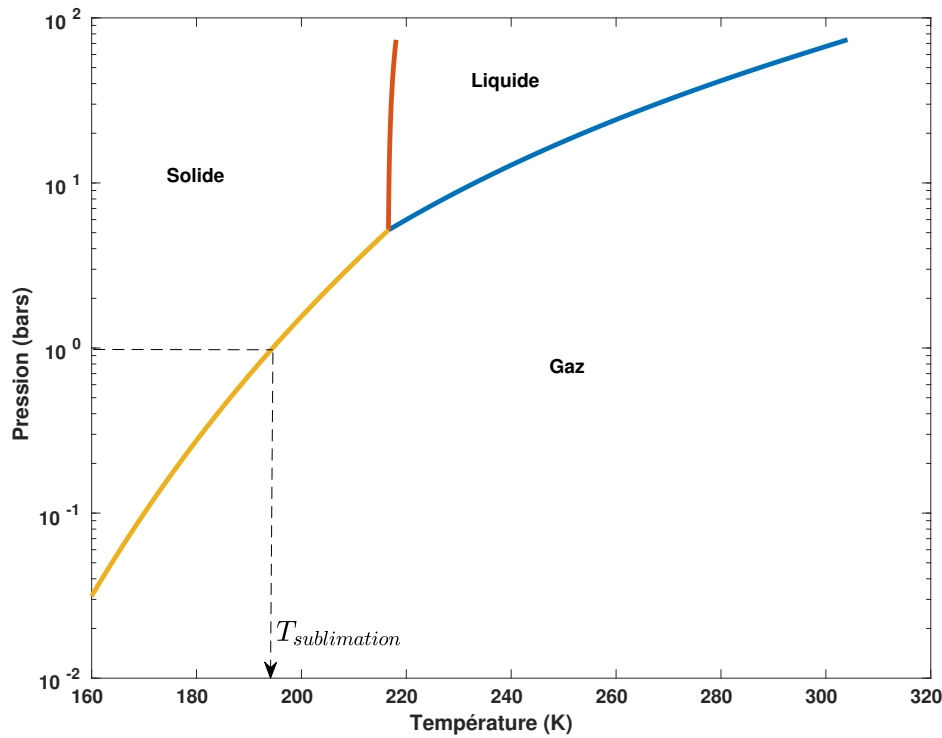


FIGURE 4.3 – Diagramme de phase du CO<sub>2</sub>. Ligne pointillée : température de sublimation à pression ambiante.  $T_{sublimation} = -78.5^\circ = 194.6 K$

Au contact de l'air la glace carbonique se couvre d'une couche de glace d'eau sous forme de cristaux, qui peut modifier légèrement la température de surface. Une augmentation substantielle de cette dernière n'est cependant pas observée. L'émissivité de la glace d'eau sous forme de cristaux est d'environ  $\varepsilon_g \approx 0.98$  [89] (émissivité de l'eau solide) et la présence de cristaux suggère une émission diffuse, on peut donc assimiler la source froide à un corps noir.

Enfin la masse volumique du CO<sub>2</sub> gazeux à  $-78.5^\circ C$  est de  $\rho_{CO_2-78} = 2.814 kg/m^3$  [3] : les vapeurs de CO<sub>2</sub> froides s'écoulent vers le bas et ne perturbent pas l'expérience qui se situe au dessus de la source froide.

#### Chambre humide (4)

La chambre humide est un cylindre creux d'une hauteur  $H = 10$  cm et de diamètre interne  $D = 8$  cm dans lequel est effectuée la condensation. L'air à l'intérieur de la chambre doit avoir une humidité relative élevée. Pour cela l'air injecté dans la chambre passe d'abord par un bulleur permettant d'augmenter son humidité (voir figure 4.4). Le dispositif permet de fonctionner en mode "air sec", auquel cas la vanne  $V1$  est ouverte et permet à l'air d'atteindre la chambre humide sans passer par le bulleur (la résistance qu'offre la pression de l'eau dans le bulleur agit comme une vanne supplémentaire interdisant à l'air l'accès au bulleur), ou en mode "air humide" auquel cas la vanne  $V1$  est fermée et l'air passe par le bulleur. Une vanne réglable  $V2$  en sortie de pompe permet de régler le débit d'air entrant  $Q$  dans la chambre humide. Une valeur de  $Q = 1.46 \times 10^{-5} m^3.s^{-1}$  est utilisée pour toutes les expériences, ce qui correspond à une vitesse moyenne à l'intérieur de la chambre de  $U = 3.9 mm.s^{-1}$ .

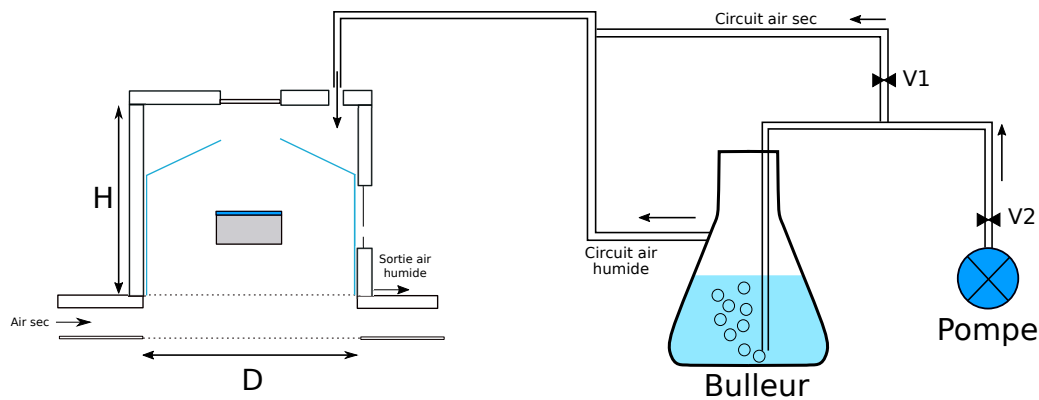


FIGURE 4.4 – Schéma de principe de l'humidification de l'air entrant dans la chambre humide.  $V1$  : vanne pilotant l'arrivée d'air sec ou humide dans la chambre ;  $V2$  : vanne pilotant le débit d'air entrant ;  $H = 10$  cm,  $D = 8$  cm. Flèches : sens de circulation de l'air.

La mesure de l'humidité relative à l'intérieur de la chambre humide est complexe pour deux raisons. La première est qu'étant données les dimensions de la chambre, un capteur peut être intrusif et modifier les conditions expérimentales. La deuxième est que le capteur, soumis lui aussi au rayonnement de la source froide, est susceptible de subir de la condensation, rendant impossible la mesure de l'humidité de l'air. Une valeur typique de 85% est obtenue par mesure, en conflit avec l'observation de l'apparition de la condensation connaissant la température de la surface de condensation. Ainsi deux méthodes sont utilisées pour estimer l'humidité relative à l'intérieur de la chambre :

1) L'utilisation de la température ( $T_2$ ) des miroirs pour connaître l'humidité maximale. En effet l'observation montre qu'il n'y a pas de condensation sur les miroirs au cours de l'expérience alors que ceux-ci ont une température plus faible que la température de l'air à l'intérieur de la chambre. Si l'on considère que les miroirs sont à une température juste au dessus de la température du point de rosée, donc à la limite de la condensation, on peut déterminer une humidité relative maximale correspondant à une température du point de rosée égale à la température des miroirs. Typiquement pour une température de miroir de  $24.3^\circ C$  et une température de l'air à l'intérieur de la chambre de  $25.1^\circ C$  on a  $HR \simeq 95\%$ .

2) Une autre méthode consiste à peser le bulleur et à mesurer la quantité d'eau évaporée pendant un intervalle de temps. Connaissant la quantité d'eau dans l'air en entrée du bulleur et son débit on peut déterminer la quantité d'eau en sortie et en déduire une humidité relative. Typiquement pour une température d'air entrant de  $26^\circ C$ , une humidité relative de l'air de 45% et un débit de  $1.46 \times 10^{-5} m^3.s^{-1}$  on obtient une humidité relative en sortie du bulleur de 98%.

Note : on voit que par cette méthode d'humidification de l'air, l'humidité relative à l'intérieur de la chambre dépend de l'humidité relative de l'air ambiant dans la pièce de l'expérience. Une attention particulière doit être apportée pour garder cette dernière constante entre deux expériences pour qu'elles soient reproductibles.

### Miroirs/Réfecteurs (7)

Les miroirs/réfecteurs sont positionnés à l'intérieur de la chambre humide et autour du support et de l'objet étudié. Leur rôle est de rediriger le rayonnement émis par la surface vers la source froide et inversement, de manière à ce que la surface de condensation échange de la chaleur

principalement avec la source froide. La figure 4.5 montre les dimensions des réflecteurs (miroirs) et leur implantation dans la chambre humide.

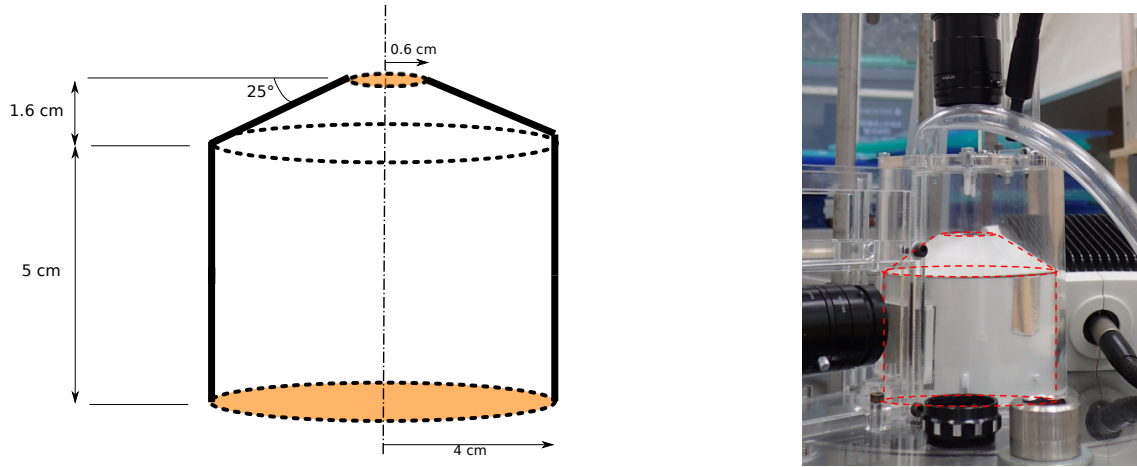


FIGURE 4.5 – Gauche : schéma technique du miroir. Les zones colorées correspondent aux ouvertures de la géométrie. Droite : position dans la chambre humide (ligne pointillée rouge).

Les réflecteurs sont composés d'une feuille de mylar de 1mm d'épaisseur qui assure leur rigidité, sur laquelle est collée une feuille d'aluminium laminé. L'aluminium est collé sur la face interne des réflecteurs.

### Support (3)

Le support a un double usage dans le dispositif. Le premier est de soutenir la surface de condensation et de la positionner au centre de la chambre humide. Le deuxième est d'assurer un refroidissement d'origine exclusivement radiative de l'objet posé dessus. En effet le support étant lui aussi soumis à un échange radiatif avec la source froide par sa face inférieure et sa face de côté, il est possible d'imaginer un cas de figure dans lequel sa température est plus faible que celle de l'objet. Le flux conductif échangé avec l'objet serait alors dirigé de l'objet vers le support et le refroidissement de l'objet se ferait par rayonnement et par conduction.

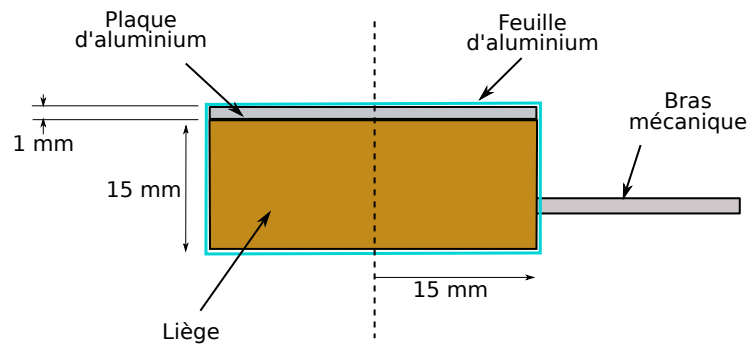


FIGURE 4.6 – Schéma du support (3). Ligne pointillée : axe de révolution.

La figure 4.6 montre un schéma du support, la figure 4.7 en présente une photo. Celui-ci est constitué d'un cylindre de liège de 15 mm de hauteur et 15 mm de rayon, surmonté d'une plaque d'aluminium de 1 mm d'épaisseur. Le tout est enveloppé d'une feuille d'aluminium laminé décrite dans la section 2.1 et est supporté par un bras mécanique relié à la balance de précision. Le liège a une conductivité de  $\lambda_{\text{liège}} = 0.057 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  mesuré dans notre laboratoire par la méthode de la plaque chaude (hot plate). La plaque d'aluminium, d'une conductivité de  $\lambda_{\text{alu}} = 240 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  permet au support d'avoir une face supérieure parfaitement plane. Sa grande conductivité la rend neutre dans les échanges thermiques. En revanche la résistance de contact entre la plaque et le liège s'ajoute à la résistance du support et participe à l'isolation de la face supérieure. Enfin le revêtement en aluminium ( $\varepsilon_{\text{alu}} < 0.02$ ) permet de diminuer au maximum les échanges radiatifs entre le support et la source froide.

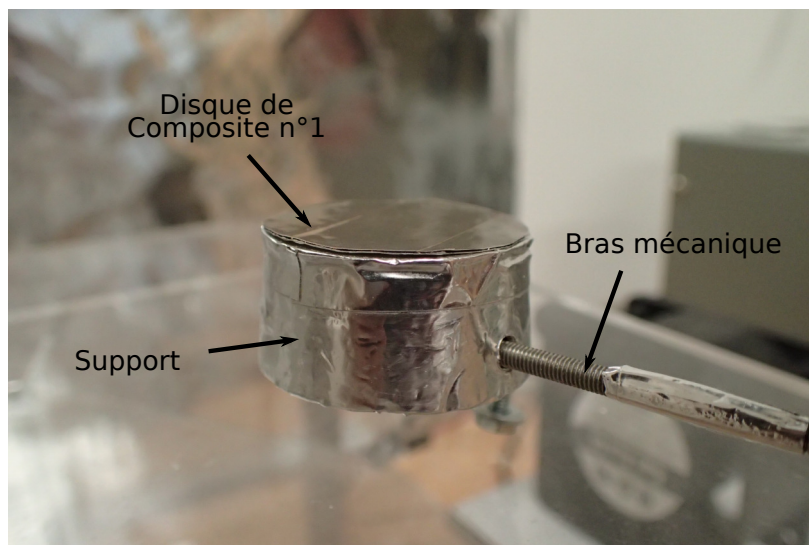


FIGURE 4.7 – Photo du support (3) avec un disque de Composite n°3 posé dessus.

### Fenêtre transparente aux infrarouges (6)

La fenêtre transparente aux infrarouges a pour objectif de rendre étanche à l'air la chambre humide tout en permettant un échange radiatif avec l'extérieur. Cela permet à l'objet étudié d'être dans un environnement humide et à température ambiante tout en pouvant échanger de la chaleur avec la source froide.

La fenêtre est constituée d'un double vitrage formé par deux films parallèles de polypropylène de  $15 \mu\text{m}$  d'épaisseur, espacés de 13 mm et d'un diamètre de 8 cm. Le film supérieur est celui qui permet d'isoler la chambre humide. Le film inférieur permet de créer une veine d'air "sec" (air de la pièce) dont le but est de réchauffer le film supérieur. En effet, les films n'étant pas parfaitement transparents, ils sont aussi soumis au refroidissement radiatif de la source froide et il est possible que de la condensation apparaisse sur le film supérieur à l'intérieur de la chambre humide. Les gouttes d'eau ne sont pas transparentes aux infrarouges et leur présence sur le film en diminue la transmittance, entravant le bon fonctionnement du dispositif. Ce système de double vitrage avec veine d'air interne permet de supprimer cet effet. Les propriétés monochromatiques des films transparents sont mesurés entre  $2.5 \mu\text{m}$  et  $25 \mu\text{m}$  par spectrométrie infrarouge dans la direction normale au film. Les mesures sont réalisées à l'Institut de Minéralogie, de Physique des Matériaux et de Cosmochimie de Sorbonne Université (UMR 7590 - Sorbonne Université/CNRS/MNHN/IRD). Comme le montre la figure 4.8, le film de polypropylène possède un coefficient de transmission oscillant entre 0.85 et 1 à l'exception de quelques pics.

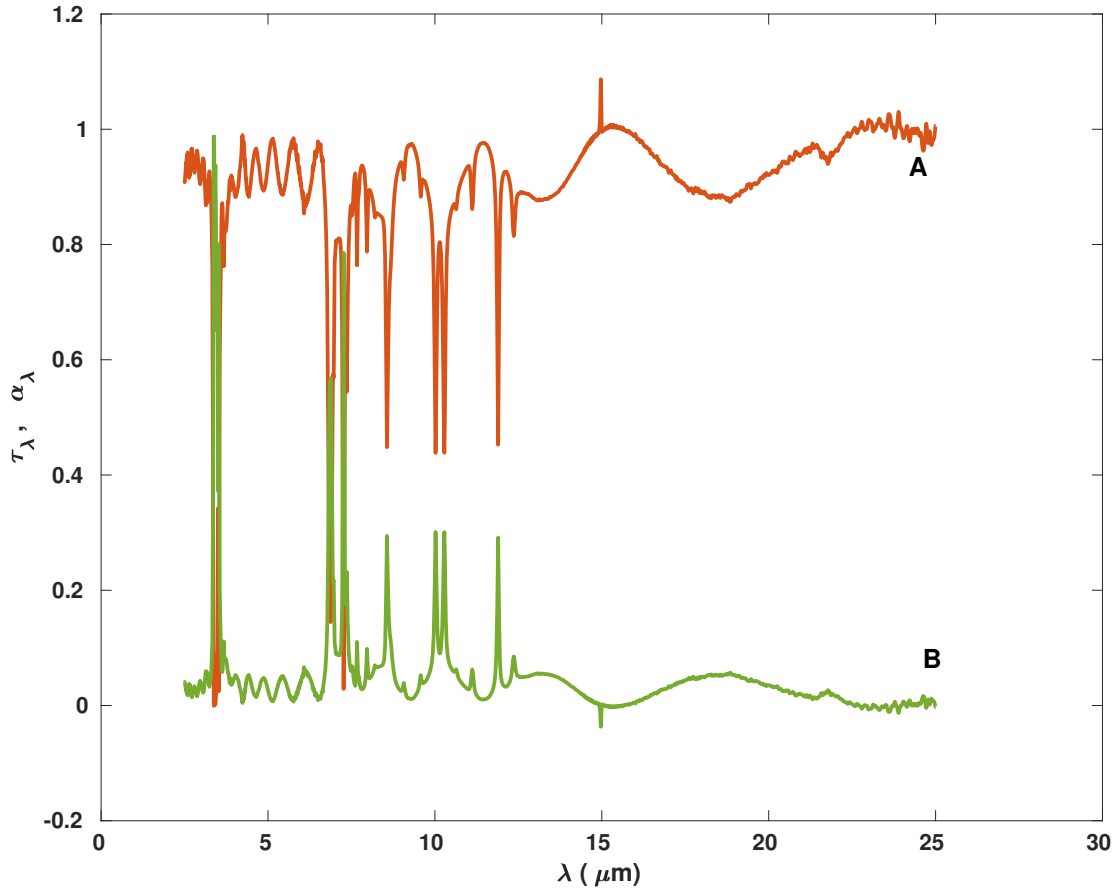


FIGURE 4.8 – Coefficient de transmission (A) et d’absorption (B) monochromatique pour un film de polypropylène de 15  $\mu\text{m}$  d’épaisseur.

Comme le double vitrage est constitué de deux films, ses propriétés d’absorption, de réflexion et de transmission monochromatiques  $A_\lambda$ ,  $R_\lambda$  et  $T_\lambda$  ne sont pas égales aux propriétés individuelles de chaque film  $\alpha_\lambda$ ,  $\rho_\lambda$ ,  $\tau_\lambda$ . En partant de la définition du coefficient d’absorption, de transmission, de réflexion et de l’émissivité (voir section 1.3.1) on peut définir des propriétés radiatives globales pour le double vitrage (calculs détaillés en Annexe 3) :

- Coefficient d’absorption :  $A_\lambda = \alpha_\lambda(1 + \frac{\tau_\lambda}{1-\rho_\lambda})$
- Coefficient d’émission :  $E_\lambda = \varepsilon_\lambda(1 + \frac{\tau_\lambda}{1-\rho_\lambda})$
- Coefficient de transmission :  $T_\lambda = \frac{\tau_\lambda^2}{1-\rho_\lambda^2}$
- Coefficient de réflexion :  $R_\lambda = \rho_\lambda(1 + \frac{\tau_\lambda^2}{1-\rho_\lambda^2})$

La loi de Kirchoff étant vérifiée :

$$A_\lambda = E_\lambda \tag{4.1}$$

Et la conservation de l'énergie aussi :

$$A_\lambda + R_\lambda + T_\lambda = 1 \quad (4.2)$$

La figure 4.9 montre la différence entre le coefficient monochromatique de transmission d'un seul film de polypropylène et le coefficient monochromatique de transmission du double vitrage. L'ajout d'un film diminue la capacité de la fenêtre à transmettre le rayonnement.

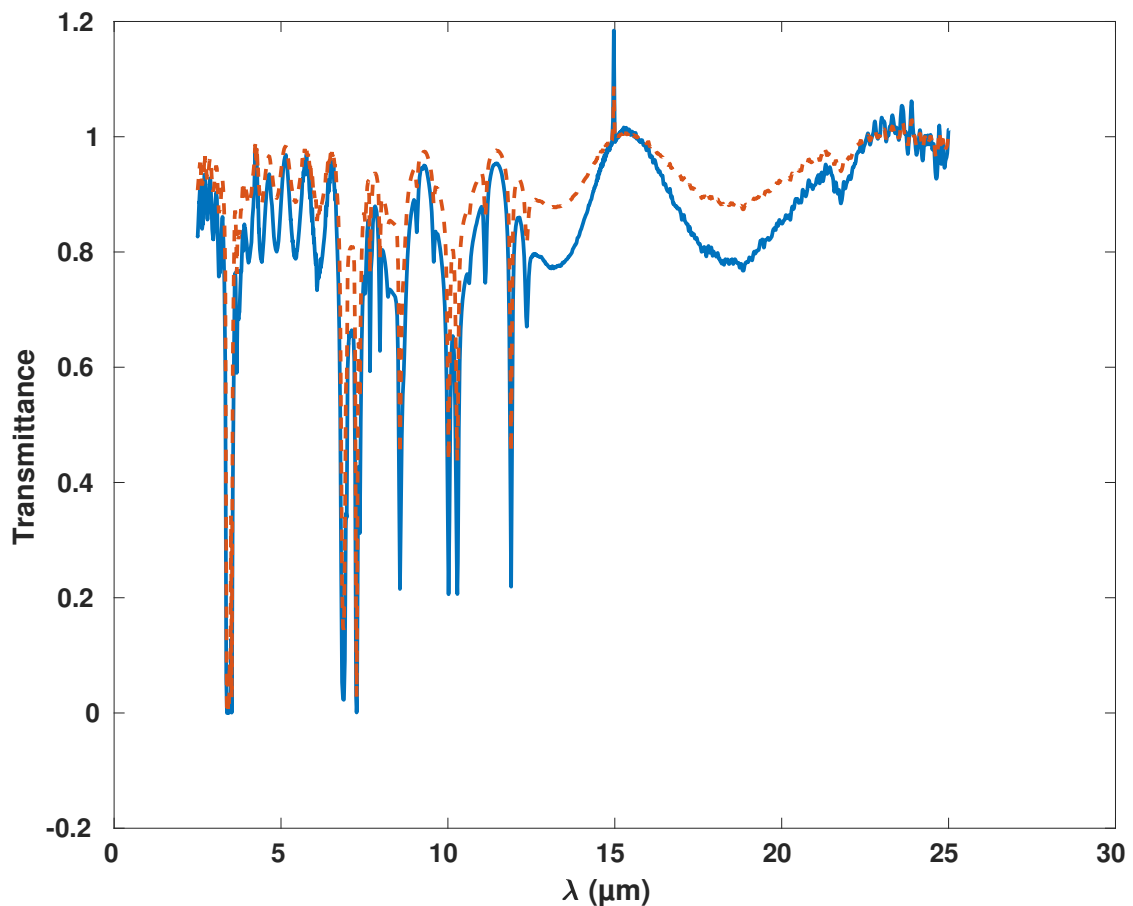


FIGURE 4.9 – Ligne pleine : coefficient de transmission du double vitrage calculé. Ligne pointillée : coefficient de transmission du film de polypropylène mesuré.

En considérant un rayonnement incident correspondant à un corps noir à  $T^\circ = 194.65 \text{ K}$  (température de la source froide) en influence totale avec la surface inférieure du double vitrage et en utilisant la définition du coefficient de transmission (1.40), on obtient un coefficient de transmission total entre 2.5 et 25  $\mu\text{m}$  pour le double vitrage de  $\tau_{db} = 0.86$ . Le coefficient de transmission d'un seul film de polypropylène soumis au même flux incident est de  $\tau_{pp} = 0.92$ .

### Appareils de mesure

Balance de précision. La balance de précision est une Sartorius ENTRIS d'une précision de 1 mg. Elle est positionnée à l'extérieur de la chambre humide et pèse le support ainsi que le bras mécanique soutenant le support à l'intérieur de la chambre. Elle est interfacée avec Matlab et réalise une mesure par seconde. La balance n'est pas tarée avec le poids du support car la tare lui interdit de détecter les faibles variations de masse telle que la condensation. Le poids mesuré est donc celui du bras, du support et du condensat.

Caméras. Les deux caméras sont des TheImagingSource, modèle DFK23U445, couleur, avec capteur CCD de 1280x960 px, 30fps. Elles sont munies d'objectifs permettant d'obtenir un grossissement adapté en fonction de l'utilisation.

Thermomètre infrarouge (IR). Le thermomètre infrarouge peut remplacer la caméra observant par la fenêtre (8). Dans ce cas la fenêtre est remplacée par un support introduisant le capteur à l'intérieur de la chambre. Le thermomètre est un capteur Omega OS-MINI 802 à émissivité variable. Sa précision est de  $\pm 1^\circ C$ , répétabilité de  $\pm 0.5^\circ C$  sa plage de longueurs d'onde  $[8 - 14] \mu m$ .

Thermocouples. Les thermocouples sont situés à l'entrée de l'air dans la chambre (T1), sur le miroir (T2) et sur la fenêtre radiative (T3). Ils sont de type K avec une précision de 20 mK. Ils sont reliés à une centrale d'acquisition permettant d'enregistrer une mesure par seconde. Mettre un thermocouple dans l'air pour mesurer sa température est proscrit puisque celui-ci serait soumis au rayonnement de la source froide et refroidi par celle-ci. On calcule donc la température de l'air comme la moyenne entre la température de l'air entrant (T1) et la température des parois du miroir (T2) :

$$T_{air} = \frac{T1 + T2}{2} \quad (4.3)$$

Typiquement  $T_1 - T_2 \simeq 2^\circ C$ .

### Protocole

Un protocole expérimental est nécessaire pour assurer la reproductibilité des résultats et définir le temps  $t = 0s$  de l'expérience. Le protocole est constitué des étapes suivantes :

- Nettoyage de la surface de condensation et du support avec de l'alcool.
- Stabilisation de la température et de l'humidité de la pièce. Mise en place de la source froide. Allumage du ventilateur de la veine d'air sec, allumage de la pompe à air positionnée sur le mode "air sec". Réglage du débit  $Q = 1.46 \times 10^{-6} m^3.s^{-1}$  grâce à la vanne V2. Le support et la surface de condensation sont insérés dans la chambre. Cette étape est indispensable pour assurer une reproductibilité car le dispositif et les résultats de l'expérience sont sensibles aux variations de température et d'humidité de l'air ambiant. De plus la mise en place de la source froide, du ventilateur et de la pompe permet de stabiliser la température du dispositif dont la température diminue en présence de la source froide; la stabilité thermique du dispositif doit être de l'ordre de  $1/10^\circ C$ .
- Une fois l'équilibre thermique atteint, remplissage du réservoir de glace carbonique. En effet au cours de l'expérience la glace carbonique se sublime et diminue de volume, sa surface s'éloignant du dispositif. On observe une modification de la puissance radiative sur le long terme, un remplissage régulier est nécessaire (environ toutes les heures après début de l'expérience.)
- Lancement des acquisitions. Passage de la pompe à air sur le mode "air humide". Réglage du débit grâce à V2 (légère diminution du débit à cause du passage dans le bulleur). Cette étape constitue le temps  $t = 0s$  de l'expérience.

- Expérience en cours. La stabilisation thermique et hydrique de la pièce doit être maintenue tout au long de l'expérience.

- L'expérience prend fin au bout de typiquement 10000 s. Elle peut néanmoins se poursuivre si besoin.

## 4.2 Modélisation des échanges thermiques et massiques du support

On réalise dans cette section une modélisation des échanges thermiques et massiques du support avec son environnement. L'intérêt premier de cette simulation est de pouvoir valider l'aspect radiatif du refroidissement de la surface d'étude positionnée sur le support, et plus précisément l'exclusivité du refroidissement radiatif. En effet la répartition de la chaleur dans le support n'étant pas connue expérimentalement faute d'outils, une visualisation des flux à l'intérieur du support permet de valider le fait que la surface étudiée ne se refroidisse que par rayonnement.

### 4.2.1 Calcul des flux radiatifs

Pour calculer les échanges radiatifs entre le support et son environnement, il est nécessaire de connaître la densité de flux incident à toutes les faces du support. On calcule ici les flux radiatifs incidents aux surfaces 5, 7 et 11 de la figure 4.10.

Le modèle proposé considère les hypothèses suivantes :

- L'espace entre les deux films du double vitrage est négligé et on considère qu'ils sont à la même température. Cela permet de représenter le double vitrage comme une seule interface d'épaisseur nulle, la surface (3) de la figure 4.10.

- Les densités de flux émises sont considérées comme isotropes. Cette hypothèse est basée sur les propriétés d'émissions du corps noir, l'étude de l'état de surface de l'aluminium et les propriétés radiatives des matériaux diélectriques (voir section 2.1)

- Les réflexions sont considérées comme entièrement diffuses. Cela peut se justifier si le flux hémisphérique incident est isotrope, en effet dans ce cas une surface spéculaire aurait une réflexion égale à une surface diffuse. C'est une hypothèse forte car la position de la source froide en particulier engendre une anisotropie.

- Les surfaces sont considérées homogènes, isothermes et grises, à l'exception de la surface 3 (double vitrage) qui possède des propriétés radiatives fonction de la longueur d'onde.

- L'air est considéré comme étant totalement transparent.



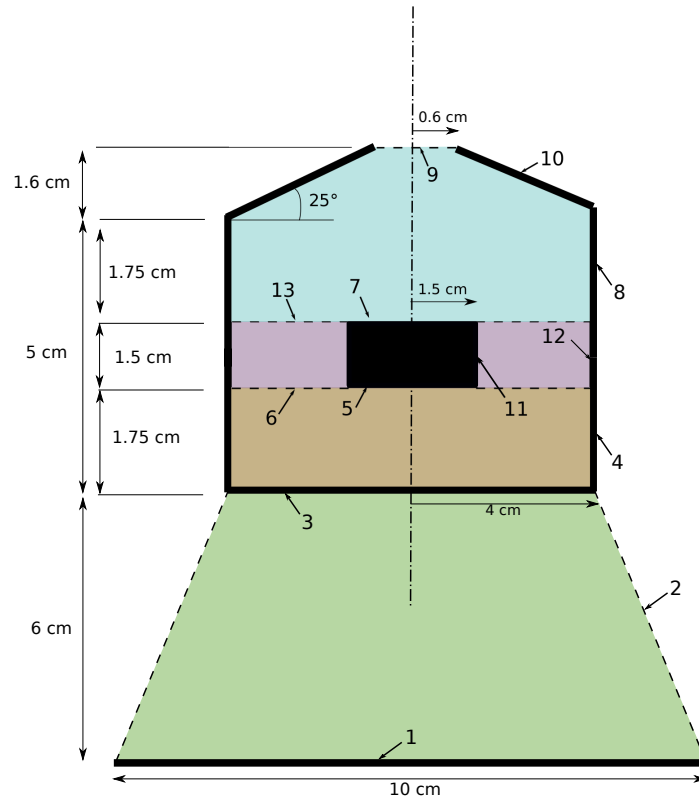


FIGURE 4.10 – Schéma technique de la chambre de condensation. 1 : source froide (carrée); 2 : environnement externe; 3 : Double vitrage; 4 : réflecteur; 5 : surface inférieure du support; 6 : limite virtuelle; 7 : surface supérieure du support; 8 : réflecteur; 9 : environnement externe; 10 : réflecteur; 11 : face latérale du support; 12 : réflecteur; 13 : limite virtuelle. Les couleurs représentent les différentes cavités (voir texte)

### Détail des surfaces

Surface	Nom 1	Matériau	Propriétés radiatives
1	Source froide	Corps noir	$\varepsilon_1 = 1$
2	Environnement externe	Corps noir	$\varepsilon_2 = 1$
3	Double vitrage	Film polypropylène	$\tau \simeq 0.85$
4	Réflecteur	Aluminium	$\varepsilon_4 = 0.02$
5	Face inférieure support	Aluminium	$\varepsilon_5 = 0.02$
6	Limite virtuelle	/	$\varepsilon_6 = 0; \tau_6 = 1$
7	Face supérieure support	Variable	$0.02 \leq \varepsilon_7 \leq 0.95$
8	Réflecteur	Aluminium	$\varepsilon_8 = 0.02$
9	Environnement externe	Corps noir	$\varepsilon_9 = 1$
10	Réflecteur	Aluminium	$\varepsilon_{10} = 0.02$
11	Face latérale support	Variable	$0.02 \leq \varepsilon_{11} \leq 0.95$
12	Réflecteur	Aluminium	$\varepsilon_{12} = 0.02$
13	Limite virtuelle	/	$\varepsilon_{13} = 0; \tau_{13} = 1$

TABEAU 4.1 – Détail des surfaces, matériaux et propriétés radiatives.  $\varepsilon$  : émissivité totale hémisphérique;  $\tau$  : coefficient de transmission. Le signe "/" indique que la propriété n'est pas définie.

**Expression des flux incidents, flux émis et radiosités dans une cavité**

Le modèle présenté utilise la méthode des radiosités pour déterminer les échanges radiatifs entre surfaces dans une cavité. La radiosité est définie comme la densité de flux isotrope quittant une surface, et composée de la densité de flux émis par la surface ainsi que de la densité de flux réfléchi par la surface et provenant de toutes les directions de l'espace.

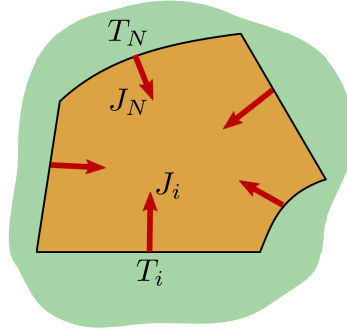


FIGURE 4.11 – Cavité composée de N faces de températures  $T_N$  et de radiosités  $J_N$ .

Dans une cavité de  $N$  faces, pour des émissions isotropes et des réflexions diffuses, la radiosité de la face  $i$  est égale à l'émission propre de  $i$ , ajoutée de la réflexion de la somme des densités de flux provenant des  $j$  surfaces environnantes. La radiosité monochromatique de la surface  $i$  s'exprime par :

$$J_{\lambda i} = \varphi_{\lambda i}^e + \rho_{\lambda i} \sum_{j=1}^N F_{ij} J_{\lambda j} \quad (4.4)$$

avec  $\rho_{\lambda i}$  la réflectivité monochromatique de la surface  $i$  et  $F_{ij}$  le facteur de forme géométrique entre  $i$  et  $j$ , c'est-à-dire la fraction de flux émis par  $i$  et atteignant la surface  $j$ .  $\varphi_{\lambda i}^e$  est la densité de flux monochromatique émis et/ou transmis par la surface  $i$ . Cette dernière est calculée par

$$\varphi_{\lambda i}^e = \varepsilon_{\lambda i} M_{\lambda T_i}^o + \tau_{\lambda i} \varphi_{\lambda i}^i \quad (4.5)$$

avec  $\varepsilon_{\lambda i}$  l'émissivité monochromatique de la surface  $i$ ,  $\tau_{\lambda i}$  le coefficient de transmission monochromatique de la surface  $i$ ,  $\varphi_{\lambda i}^i$  la densité de flux monochromatique incident à la surface  $i$  et provenant d'une cavité adjacente,  $M_{\lambda T_i}^o$  l'émittance monochromatique d'un corps noir à la température  $T_i$  (voir Annexe 1.3.1).

Les densités de flux incidents sont calculés par

$$\varphi_{\lambda i}^i = \sum_{j=1}^N F_{ij} J_{\lambda j} \quad (4.6)$$

Note : Certaines surfaces (3, 6 et 13) sont des interfaces entre deux cavités. Ainsi pour ces surfaces on distinguera la face inférieure par rapport à la verticale, à laquelle on donnera l'indice "i", de la surface supérieure par rapport à la verticale à laquelle on donnera l'indice "s". Par exemple la surface 3 sera notée  $3i$  dans la cavité 1-2-3 et  $3s$  dans la cavité 3-4-5-6.

Connaissant les propriétés radiatives de chaque surface, leur température et les différents facteurs de formes, on peut ainsi pour chaque face exprimer sa radiosité et sa densité de flux incident.

**A titre d'exemple nous traitons le cas de la cavité 3-4-5-6.**

*Les indices  $\lambda$  ont été volontairement omis pour simplifier les expressions mais il s'agit toujours de grandeurs monochromatiques.*

Les radiosités ont les expressions suivantes :

$$J_{3s} = \varphi_{3s}^e + r_3(F_{33}J_{3s} + F_{34}J_4 + F_{35}J_5 + F_{36}J_{6i})$$

$$J_4 = \varphi_4^e + r_4(F_{43}J_{3s} + F_{44}J_4 + F_{45}J_5 + F_{46}J_{6i})$$

$$J_5 = \varphi_5^e + r_5(F_{53}J_{3s} + F_{54}J_4 + F_{55}J_5 + F_{56}J_{6i})$$

$$J_{6i} = \varphi_{6i}^e + r_6(F_{63}J_{3s} + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i})$$

Les densités de flux émis ont les expressions suivantes :

$$\varphi_{3s}^e = T\varphi_{3i}^i + EM_{T_3}^o$$

avec  $T$  et  $E$  le coefficient de transmission et l'émissivité de l'interface 3 (double vitrage) et  $\varphi_{3i}^i$  la densité de flux incident à la face inférieure de la surface 3, en provenance donc de la cavité 1-2-3.

$$\varphi_4^e = \varepsilon_4 M_{T_4}^o$$

$$\varphi_5^e = \varepsilon_5 M_{T_5}^o$$

$$\varphi_{6i}^e = \varphi_{6s}^i$$

avec  $\varphi_{6s}^i$  la densité de flux incident à la face supérieure de la surface 6 provenant donc de la cavité 6-11-12-13. Ici la surface 6 est une surface fictive donc  $\varepsilon_6 = 0$  et  $\tau_6 = 1$ .

Les densités de flux incidents ont les expressions suivantes :

$$\varphi_{3s}^i = F_{33}J_{3s} + F_{34}J_4 + F_{35}J_5 + F_{36}J_{6i}$$

$$\varphi_4^i = F_{43}J_{3s} + F_{44}J_4 + F_{45}J_5 + F_{46}J_{6i}$$

$$\varphi_5^i = F_{53}J_{3s} + F_{54}J_4 + F_{55}J_5 + F_{56}J_{6i}$$

$$\varphi_{6i}^i = F_{63}J_{3s} + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i}$$

En effectuant cette démarche pour chaque cavité, nous obtenons un système d'équations que nous pouvons mettre sous forme matricielle :

$$A_\lambda J_\lambda = F_\lambda \tag{4.7}$$

Avec  $A_\lambda$  contenant les facteurs multipliant les radiosités,  $J_\lambda$  les radiosités et  $F_\lambda$  les densités de flux émis.

En inversant  $A_\lambda$  on peut ainsi calculer  $J_\lambda$  :

$$A_\lambda^{-1} A_\lambda J_\lambda = A_\lambda^{-1} F_\lambda$$

$$\rightarrow J_\lambda = A_\lambda^{-1} F_\lambda$$

On a ainsi une expression de la radiosité de chaque surface en fonction des densités de flux émis par les surfaces environnantes, des coefficients de réflexion des surfaces et des facteurs

de formes entre chaque surface. On peut maintenant utiliser l'expression (4.6) pour calculer les densités de flux incidents à chaque surface et en particulier les surfaces 5, 7 et 11 qui sont les faces qui nous intéressent :

$$\varphi_{\lambda 5}^i = F_{53}J_{\lambda 3} + F_{54}J_{\lambda 4} \quad (4.8a)$$

$$\varphi_{\lambda 7}^i = F_{78}J_{\lambda 8} + F_{79}J_{\lambda 9} + F_{710}J_{\lambda 10} \quad (4.8b)$$

$$\varphi_{\lambda 11}^i = F_{116}J_{\lambda 6s} + F_{1113}J_{\lambda 13i} + F_{1112}J_{\lambda 12} \quad (4.8c)$$

Les équations (4.8) étant monochromatiques, il est nécessaire de les intégrer sur tout le spectre pour connaître les grandeurs totales des densités de flux incident. En considérant des surfaces grises, donc des propriétés radiatives indépendantes de la longueur d'onde, intégrer les équations (4.8) sur tout le spectre revient à utiliser ces équations en considérant directement des grandeurs totales. Malheureusement la surface 3 n'est pas une surface grise et nous ne connaissons ses propriétés radiatives qu'entre 2.5  $\mu m$  et 25  $\mu m$ . Ainsi pour déterminer les valeurs totales des densités de flux incidents, nous effectuons les opérations suivantes :

- Premièrement nous calculons les radiosités monochromatiques et les densités de flux incidents de toutes les surfaces grâce aux équations (4.4), (4.5) et (4.6).

- Nous utilisons ensuite la densité de flux incident à la surface 3 pour calculer les propriétés radiatives totales du double vitrage, T le coefficient de transmission, R le coefficient de réflexion et E l'émissivité entre 2.5 et 25 microns :

$$T = \frac{\int_{2.5}^{25} T_{\lambda} \varphi_{\lambda 3i}^i d\lambda}{\int_{2.5}^{25} \varphi_{\lambda 3i}^i d\lambda} \quad R = \frac{\int_{2.5}^{25} R_{\lambda} \varphi_{\lambda 3s}^i d\lambda}{\int_{2.5}^{25} \varphi_{\lambda 3s}^i d\lambda} \quad E = \frac{\int_{2.5}^{25} E_{\lambda} M_{\lambda, T_3}^0 d\lambda}{\int_{2.5}^{25} M_{\lambda, T_3}^0 d\lambda}$$

Pour une expérience classique on obtient des valeurs typiques de  $T \simeq 0.82$ ,  $R \simeq 0.09$ ,  $E \simeq 0.09$ .

- Nous considérons que T, R et E sont constants sur tout le spectre infrarouge.

- Enfin nous utilisons les valeurs de T, R et E pour calculer les radiosités totales grâce aux équations (4.4) et (4.5) en grandeur totales. Pour la surface 3 du côté de la cavité 3-4-5-6 on a

$$J_{3s} = \varphi_{3s}^e + R \sum_{j=1}^N F_{3j} J_j$$

$$\varphi_{3s}^e = EM_{T_3}^o + T \varphi_{3i}^i$$

On obtient finalement

$$\varphi_5^i = F_{53}J_3 + F_{54}J_4 \quad (4.9a)$$

$$\varphi_7^i = F_{78}J_8 + F_{79}J_9 + F_{710}J_{10} \quad (4.9b)$$

$$\varphi_{11}^i = F_{116}J_{6s} + F_{1113}J_{13i} + F_{1112}J_{12} \quad (4.9c)$$

Note : Pour le calcul de R le rayonnement incident à 3 est celui provenant de la cavité 3-4-5-6, tandis que pour le calcul de T c'est le rayonnement provenant de l'enceinte 1-2-3. Ainsi pour l'interface 3  $R + T + E \neq 1$

## Résultats

L'application numérique suivante est basée sur une expérience typique avec une température ambiante  $T_{ext} = 26^\circ C$  et une température de la source froide de  $T_1 = -78^\circ C$ . Les températures du support – supposée uniforme, des réflecteurs et du double vitrage sont mesurées par les thermocouples T1, T2 et T3. Le calcul des facteurs de forme est détaillé dans l'Annexe D, le calcul des radiosités est détaillé dans l'Annexe H.

On cherche à calculer les densités de flux radiatifs incidents à la surface inférieure du support (5), la surface supérieure du support (7) et la surface latérale du support (11). Avec :

- Température source froide :  $T_1 = 195 K$
- Température externe :  $T_2 = T_9 = 299.1 K$
- Température support :  $T_5 = T_7 = T_{11} = 295.5 K$
- Température réflecteurs et du double vitrage :  $T_3 = T_4 = T_8 = T_{10} = T_{12} = 297.4 K$

Trois cas sont étudiés.

### Cas 1 :

La face supérieure 7 du support est émissive, ses faces inférieure 5 et de côté 11 sont réfléchissantes. Correspond au cas où l'on pose sur le support un disque de Composite n°1 dans un environnement sec.

- $\rho_5 = 0.98$  (aluminium)
- $\rho_7 = 0.05$  (surface émissive)
- $\rho_{11} = 0.98$  (aluminium)

### Cas 2 :

Toutes les faces du support sont réfléchissantes. Correspond au cas où l'on pose sur le support un disque d'aluminium.

- $\rho_5 = 0.98$  (aluminium)
- $\rho_7 = 0.98$  (aluminium)
- $\rho_{11} = 0.98$  (aluminium)

### Cas 3 :

La face supérieure 7 et de la face de côté 11 du support sont émissives, la face inférieure 5 est réfléchissante. Correspond au cas classique où de la condensation apparaît sur les faces supérieure et de côté, modifiant leurs émissivités respectives. Cet effet est discuté dans le chapitre 5.

- $\rho_5 = 0.98$  (aluminium)
- $\rho_7 = 0.05$  (surface quelconque couverte de gouttes)
- $\rho_{11} = 0.05$  (aluminium couvert de gouttes)

	Cas 1	Cas 2	Cas 3
$\varphi_5^i (W.m^{-2})$	314.7	312.7	318.0
$\varphi_7^i (W.m^{-2})$	357.7	339.9	372.2
$\varphi_{11}^i (W.m^{-2})$	340.6	330.4	357.8

TABLEAU 4.2 – Calcul des densités de flux pour les 3 cas cités précédemment. 5 : surface inférieure support ; 7 : surface supérieure support ; 11 : surface latérale support.

On remarque qu'il y a une nette influence de l'émissivité de la surface supérieure du support sur la valeur de son flux incident. En effet cette surface se réfléchit sur elle même grâce aux

miroirs. Ainsi plus elle émet plus la valeur du flux incident, provenant d'une réflexion sur les miroirs, est élevée. Dans le cas d'un support mouillé, la surface 11 n'est plus réfléchissante et l'influence de la source froide est diminuée dans les cavités supérieures de la chambre, d'où une augmentation de la densité de flux incidente.

#### 4.2.2 Simulation thermique du support

Nous rappelons que l'objectif de la simulation thermique du support est de vérifier l'exclusivité du refroidissement radiatif de la surface de condensation.

Etant donnée la complexité des phénomènes en jeu (petit objet, milieu confiné), la simulation n'a pas vocation à être strictement conforme à l'expérience.

#### Géométrie et présupposés

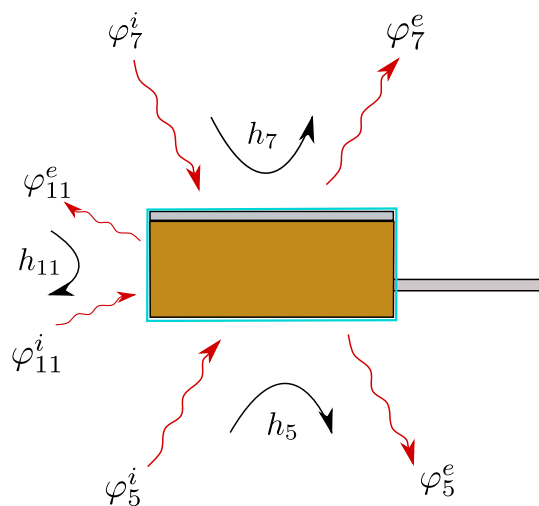


FIGURE 4.12 – Vue de côté du support.  $h_i$  : coefficient de convection appliqué à la face  $i$ ;  $\varphi_i^i$  : densité de flux radiatif incident à la face  $i$ ;  $\varphi_i^e$  : densité de flux radiatif émis par la surface  $i$ .

Pour simplifier la simulation certains choix sont faits :

- On réalise une simulation 2D puisque le support est cylindrique et possède un axe de révolution. La géométrie présentée dans la figure 4.13 est utilisée.

- Le film d'aluminium entourant le support est modélisé en modifiant les propriétés de surface du support. Le film n'entre pas en compte dans la simulation mais ses propriétés radiatives sont utilisées sur les faces du support concernées. Cela implique de négliger la présence d'une résistance de contact entre le film d'aluminium et le liège.

- L'équation de la chaleur n'est résolue qu'à l'intérieur du liège. La plaque en aluminium n'est pas prise en compte. En effet la conductivité de l'aluminium  $\lambda_{alu} = 240 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  est bien plus grande que la conductivité du liège  $\lambda_{liege} = 0.057 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , et on considère que le gradient de température dans l'épaisseur de la plaque est suffisamment faible pour être négligé. Cela implique de négliger aussi la résistance thermique entre la plaque et le liège.

- Les expériences montrent qu'il n'y a pas de condensation sur la surface inférieure du support. Le modèle ne prend donc pas en compte cette possibilité.

- La simulation est réalisée pour le régime permanent. Cela permet de s'affranchir des modifications des propriétés radiatives des surfaces en fonction de la quantité d'eau condensée au cours du temps.

- Le milieu environnant est considéré comme infini, l'influence de la chambre humide sur la thermique du support n'est pas prise en compte.
- On suppose que les flux incidents sont isotropes.
- Les surfaces considérées sont grises et diffuses.
- En régime permanent des gouttes sont déjà présentes sur la surface, ainsi les molécules s'incorporent directement à la surface des gouttes et l'énergie de création de l'interface air/eau est nulle. On a donc  $p_v(T_s) = p_s(T_s)$  avec  $T_s$  la température de la surface de condensation.

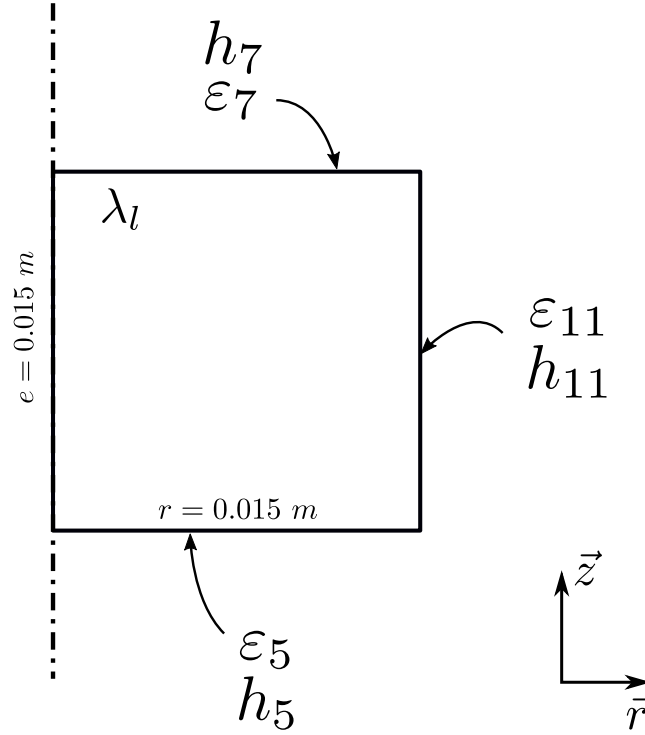


FIGURE 4.13 – Géométrie utilisée pour la simulation.  $h_i$  : coefficient de convection appliqué à la face  $i$  ;  $\epsilon_i$  : émissivité de la surface  $i$

## Equations

La distribution des températures à l'intérieur du support est modélisée par l'équation de la chaleur :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + H \quad (4.10)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du liège,  $C_p$  sa chaleur spécifique,  $\lambda$  sa conductivité et  $H$  un terme de production de chaleur. Nous sommes en régime permanent, il n'y a pas de production de chaleur dans le support, le coefficient de conduction est considéré indépendant de la température, le liège est considéré comme homogène et isotrope et on est dans une configuration 2D cylindrique. Ainsi l'équation (4.10) est réduite dans  $(\vec{r}, \vec{z})$  à

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (4.11)$$

La connaissance des conditions aux limites de notre système nécessite d'effectuer le bilan thermique (1.1) en régime permanent sur chaque face. Le régime permanent signifie que la température de la surface de condensation est constante ( $dT_c/dt = 0$ ). En introduisant (1.2), (1.5), (1.6) et (1.7) dans (1.1), et en combinant (1.7) et (1.11) on obtient pour une surface quelconque

$$-\lambda \nabla T = h_i(T - T_a) - \alpha_s \varphi^{ext} + \varepsilon_s \sigma T^4 - La_w [p_v(T_a) - p_s(T)] \quad (4.12)$$

En utilisant les hypothèses définies précédemment et en appliquant l'équation (4.12) à chaque surface on obtient les conditions aux limites suivantes :

- En  $r = 0$  :  $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$  (flux nul car axe de révolution) ;
- En  $r = R$  :  $-\lambda_l \frac{\partial T}{\partial r} = h_{11}(T - T_\infty) - \varepsilon_{11} \varphi_{11}^i + \varepsilon_{11} \sigma T^4 - La_{w11}(p_v(T_\infty) - p_s(T))$
- En  $z = 0$  :  $-\lambda_l \frac{\partial T}{\partial z} = h_5(T - T_\infty) - \varepsilon_5 \varphi_5^i + \varepsilon_5 \sigma T^4$
- En  $z = e$  :  $-\lambda_l \frac{\partial T}{\partial z} = h_7(T - T_\infty) - \varepsilon_7 \varphi_7^i + \varepsilon_7 \sigma T^4 - La_{w7}(p_v(T_\infty) - p_s(T))$

**Note** : Dans le cas où l'on voudrait simuler un support sec il suffit de supprimer le terme  $La_{ws}(p_v(T_\infty) - p_s(T))$  des conditions aux limites.

**Note** : Nous utilisons le logiciel Matlab pour effectuer la résolution de l'équation de la chaleur dans le support. Ce dernier utilise une formulation des équations détaillée en Annexe G.

### Calcul des coefficients de convection

Les coefficients de convection sur la face verticale  $h_{11}$ , la face supérieure  $h_7$  et la face inférieure  $h_5$  sont calculés dans ce paragraphe. Pour simplifier les calculs de la simulation on utilise des coefficients globaux sur les faces et on considère une température de surface uniforme (faibles variations de températures), déterminée par l'expérience.

Vitesse moyenne de l'écoulement d'air dans la chambre :  $U = 3.9 \text{ mm/s}$

$T_p = 295.1K$  et  $T_{air} = 298.2K$ .

On utilise les nombres adimensionnels suivants :

Nombre de Reynolds :  $Re = \frac{UL_c}{\nu}$  avec  $L_c$  la longueur caractéristique et  $\nu$  la viscosité cinématique de l'air, calculée à  $(T_p + T_\infty)/2$ .

Nombre de Grashof :  $Gr = \frac{g\beta\Delta TL_c^3}{\nu^2}$  avec  $g$  la constante d'accélération de la pesanteur,  $\beta = \frac{2}{T_p + T_\infty}$ ,  $\Delta T = |T_p - T_\infty|$  et  $L_c$  la longueur caractéristique.  $\nu$  calculée à  $(T_p + T_\infty)/2$ .

Nombre de Prandtl pour l'air :  $Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$  avec  $C_p$  la chaleur spécifique,  $\mu$  la viscosité dynamique de l'air et  $\lambda$  la conductivité de l'air, calculés à  $(T_p + T_\infty)/2$ .

Nombre de Nusselt :  $N_u = \frac{h_i L_c}{\lambda}$  avec  $h$  le coefficient de convection.

Nombre de Rayleigh :  $R_a = Gr \times Pr$ .

Les propriétés de l'air à  $T = (T_p + T_{air})/2 = 296.8 \text{ K}$  sont données dans le tableau 4.3.



CHAPITRE 4. REPRODUCTION DU PHÉNOMÈNE NATUREL DE LA ROSÉE EN  
LABORATOIRE

$\nu$ ( $m^2.s^{-1}$ )	$\beta$ ( $K^{-1}$ )	$\mu$ ( $kg.m^{-1}.s^{-1}$ )	$\lambda$ ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )	$C_p$ ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )	$Pr$
$15.0 \times 10^{-6}$	0.00337	$18.1 \times 10^{-6}$	$26 \times 10^{-3}$	1007	0.7

TABLEAU 4.3 – Propriétés de l’air à  $T = (T_p + T_{air})/2 = 296.7 K$  [1]

Le nombre de Richardson compare l’énergie potentielle gravitationnelle d’une particule de fluide à son énergie cinétique :  $Ri = \frac{Gr}{Re^2}$ . Il permet de déterminer quel type de convection domine : forcée, naturelle ou mixte.

-  $Ri \gg 1$  : la convection naturelle domine.

-  $Ri \ll 1$  : la convection forcée domine.

On peut aussi trouver dans la littérature les critères  $Ri \gg \frac{1}{Re}$  et  $Ri \ll \frac{1}{Re}$ .

D’après le tableau 4.4 présentant les valeurs de différents coefficients pour les trois faces du support  $Ri \gg 1$ . Le support échange donc de la chaleur avec l’air environnant par convection naturelle.

	Face supérieure	Face inférieure	Face coté
Lc	D/2	D/2	D/2
Re	3.9	/	3.9
Gr	1537	1537	1537
Ri	101	/	101
Nu	$2.74^{(1)}$	$2.51^{(2)}$	$3.62^{(3)}$
$h_i$	4.75	4.35	6.27

TABLEAU 4.4 – Calcul des coefficients de convection  $h_i$  pour les faces du support

Relations :

(1)  $Nu = 0.68Ra^{1/5}$  [86] : convection naturelle sur surface supérieure d’un disque froid.

(2)  $Nu = 0.621Ra^{1/5}$  [51] : convection naturelle sur surface inférieure d’un disque froid.

(3)  $Nu = 0.68 + \frac{0.670Ra^{1/4}}{[1+(0.492/Pr)^{9/16}]^{4/9}}$  [30] : convection naturelle sur cylindre vertical froid.

### 4.2.3 Mesures

Dans l’objectif d’une validation du modèle, le résultat de la simulation est comparé aux mesures expérimentales. Une expérience typique est réalisée, dont les conditions expérimentales sont présentées ci-dessous. Des mesures de densité de flux incident, de masse condensée sur un objet posé sur le support, de masse condensée sur l’ensemble {support + objet} et de températures sont effectuées. La figure 4.14 montre l’évolution des températures de la chambre humide au cours de l’expérience. Les températures de l’air entrant  $T_1$ , des réflecteurs  $T_2$  et du double vitrage  $T_3$  restent stables au cours de l’expérience, ce qui permet de calculer une température de l’air à l’intérieur de la chambre  $T_a$  pour toute la durée de l’expérience. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

Température extérieure  $T_1 = 26^\circ C$ .

Température réflecteurs  $T_2 = 24.3^\circ C$ .

Température air  $T_a = (T_2 + T_1)/2 = 25.1^\circ C$ .

Humidité extérieure  $HR_{ext} = 45\%$

Humidité intérieure  $HR_{int} = 95\%$ .

Objet positionné sur le support : disque de 30 mm de diamètre de Composite n°1 ( $\varepsilon = 0.95$ ).

La figure 4.14 montre l'évolution des températures de la chambre de condensation au cours de l'expérience. Les oscillations que l'on peut observer sont dues à la stabilisation de la température ambiante de la pièce dans laquelle se déroule l'expérience.

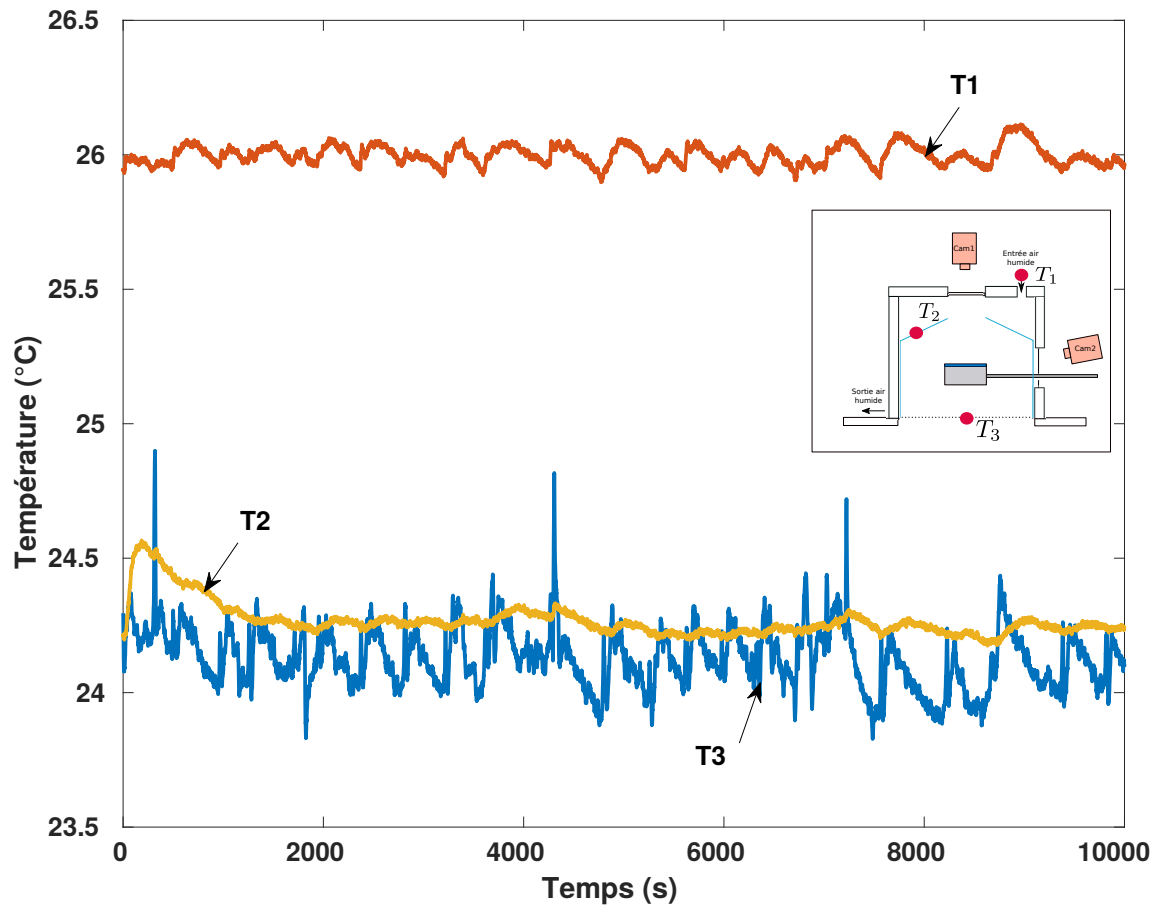


FIGURE 4.14 – Conditions expérimentales de température de la chambre de condensation.  $T_1$  : température de l'air à l'entrée dans la chambre, correspond à la température extérieure de la pièce.  $T_2$  : température du miroir.  $T_3$  : température du double vitrage.

#### a) Résultat des mesures de densité de flux

Une mesure des densités de flux radiatifs incidents aux surfaces 5 et 7 du support est effectuée. On utilise pour cela un capteur de densité de flux développé par l'entreprise Captec délivrant une tension  $U_{capt}$  en fonction du flux radiatif net échangé avec son environnement, avec une sensibilité de  $K = 0.517 \mu V/W/m^2$  donnée par le constructeur. Un thermocouple intégré au capteur permet de mesurer sa température  $T_{capt}$ . Pour éviter toute perturbation de la mesure d'un capteur due à la présence du deuxième capteur, deux mesures successives sont effectuées pour mesurer le flux incident sur la surface supérieure puis sur la surface inférieure. Les capteurs

sont positionnés sur le support selon la disposition présentée par la figure 4.15 et introduits dans le dispositif. Ce dernier fonctionne avec de l'air peu humide pour éviter toute condensation.

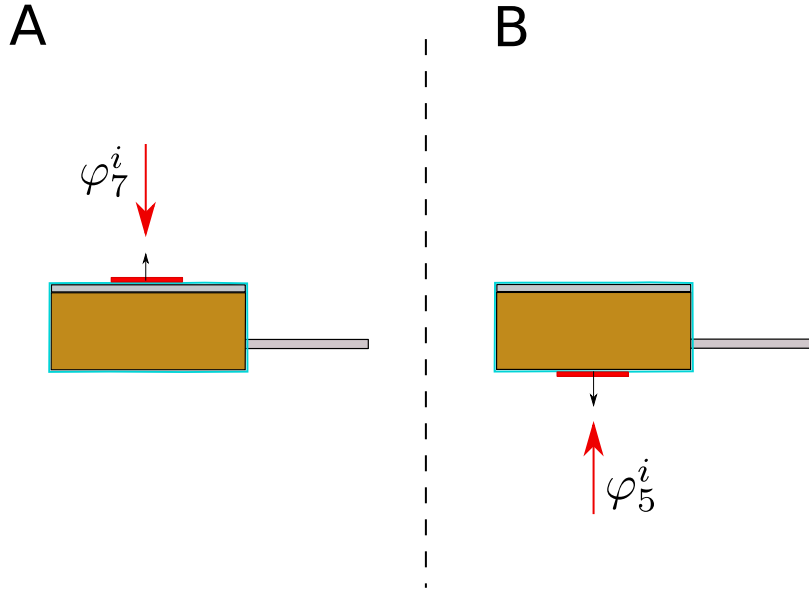


FIGURE 4.15 – Position des capteurs de flux sur le support. A) mesure de la densité de flux incident à la face supérieure 7 du support  $\varphi_7^i$ . B) mesure de la densité de flux incident à la face inférieure 5 du support  $\varphi_5^i$ . Les rectangles rouges représentent les capteurs, les flèches représentent les normales des capteurs et signifient la direction de la mesure.

Les figures 4.16 et 4.17 présentent le résultat des mesures. Le temps  $t=0s$  de l'expérience correspond à l'introduction du support dans le dispositif.  $T_{capt}$  et  $U_{capt}$  sont les mesures de la température et de la tension délivrées par le capteur de flux.  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  sont les mesures des températures de l'arrivée d'air dans le dispositif, des réflecteurs et de la fenêtre transparente aux infrarouges. Elles permettent de vérifier que le dispositif est thermiquement stable, ce qui assure une densité de flux incident constante. La température du capteur  $T_{capt}$  diminue au cours de la mesure car elle suit l'évolution de la température du support.

Les valeurs des tensions fournies par le capteur correspondent à une densité de flux radiatif net  $\varphi_{net}$  échangée entre le capteur et l'extérieur dans toutes les directions et toutes les longueurs d'onde. La formule 4.13 donne l'expression de la densité de flux net échangée entre le capteur et l'environnement externe :

$$\varphi_{net} = \varphi_{in} - \varphi_{out} \quad (4.13)$$

Avec  $\varphi_{in}$  la densité de flux incident et  $\varphi_{out}$  la densité de flux émis. Le capteur étant considéré comme un corps noir, la densité de flux émis par le capteur répond à la loi de Stefan-Boltzmann  $\varphi_{out} = \sigma T_{capt}^4$ . On a donc l'expression de la densité de flux incident au capteur

$$\varphi_{in} = \frac{U_{capteur}}{K} + \sigma T_{capt}^4 \quad (4.14)$$

Avec  $T_{capt}$  en Kelvin et  $K = 0.517 \mu V/W/m^2$  la sensibilité du capteur.

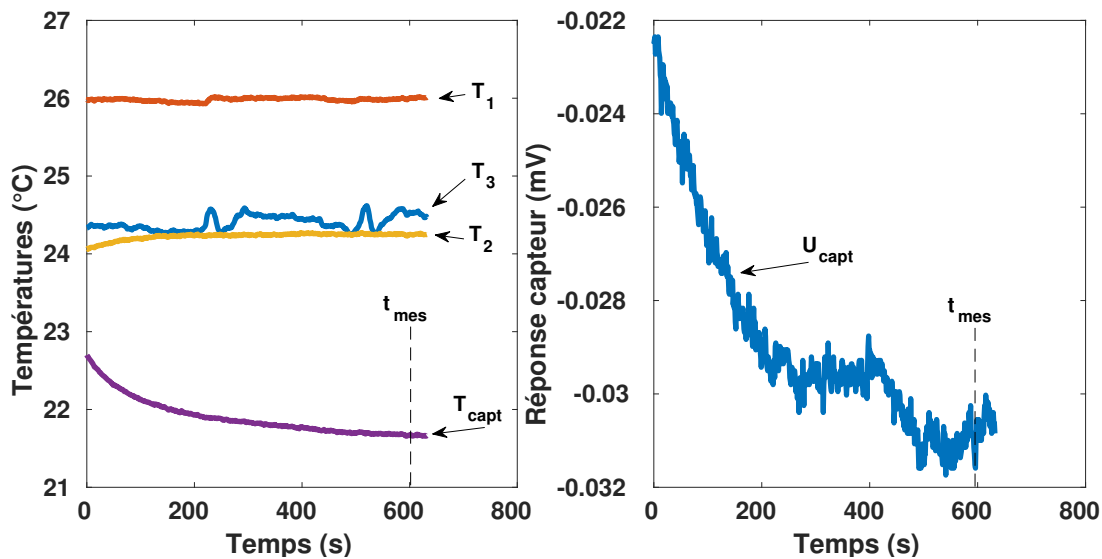


FIGURE 4.16 – Courbes permettant de calculer le flux radiatif net échangé par la surface supérieure du support.  $t_{mes}$  : temps de la mesure utilisé pour le calcul de  $\varphi_7^i$

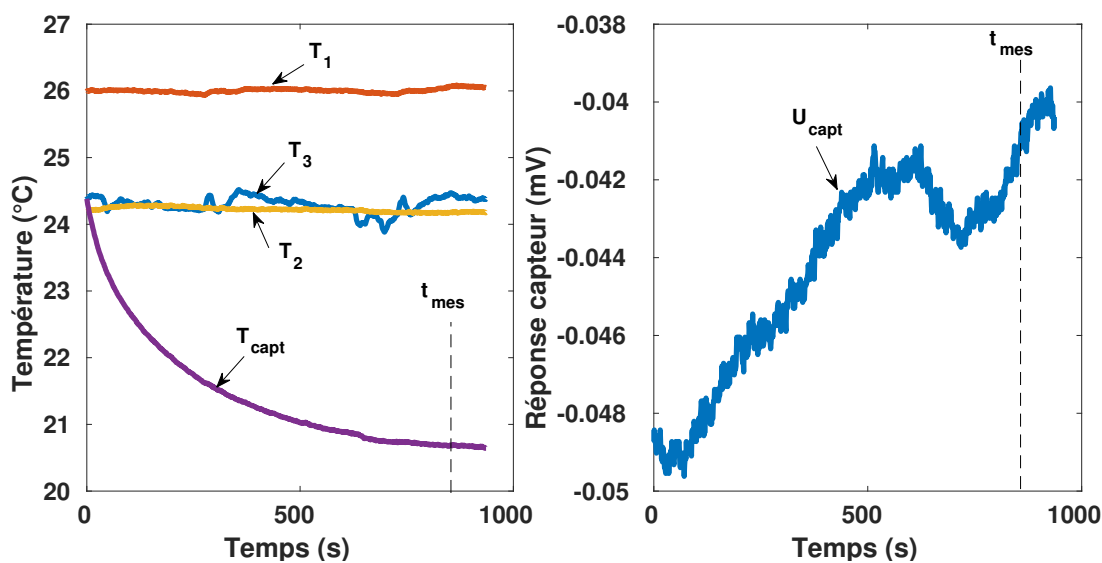


FIGURE 4.17 – Courbes permettant de calculer le flux radiatif net échangé par la surface inférieure du support.  $t_{mes}$  : temps de la mesure utilisé pour le calcul de  $\varphi_5^i$

En effectuant une mesure à  $t_{mes}$  on obtient la densité de flux incident à la surface inférieure du support  $\varphi_5^i$  et la densité de flux incident à la surface supérieure du support  $\varphi_7^i$  :

$$- \varphi_5^i = 343.7 \pm 0.3 \text{ W/m}^2$$

$$- \varphi_7^i = 368.3 \pm 0.3 \text{ W/m}^2$$

Une comparaison avec les valeurs calculées de densités de flux incident est effectuée dans la section 4.2.4.

**b) Mesure de la masse condensée sur le disque de Composite n°1**

La masse condensée sur le disque de Composite n°1 posé sur le support est déterminée par la méthode visuelle décrite dans la section 2.3.

Le champ de vision de la caméra utilisée pour la mesure ne concerne que le centre de la surface de condensation (zone 2 de la figure 4.18). Néanmoins, si l'on observe toute la surface de condensation (zone 1 + zone 2 de la figure 4.18) avec un angle plus large, on peut voir que le taux de condensation est plus élevé au centre du disque. Cette dernière mesure est effectuée en fin d'expérience après ouverture de la chambre de condensation, une telle prise de vue ne pouvant être effectuée durant l'expérience.

Ainsi, nous cherchons à déterminer la masse condensée sur toute la surface du disque (zone 1 + zone 2) en fonction de la masse condensée au centre du disque (zone 2), lieu de la mesure.



FIGURE 4.18 – Vue de haut du disque de Composite n°1 après condensation (gauche), découpé en deux zones (droite). Zone 1 : champ de vision de la caméra de mesure; zone 2 : zone périphérique.

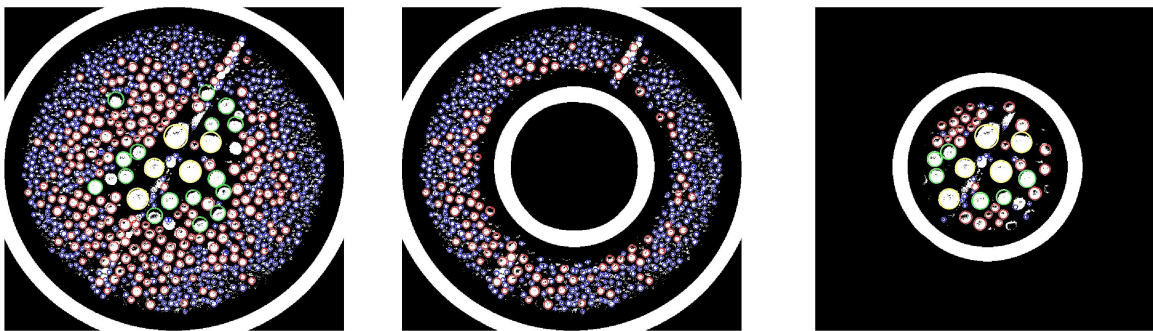


FIGURE 4.19 – Reconnaissance des gouttes sur les deux zones par la méthode de détection des contours (section 2.3).

Si l'on découpe la surface du support en une zone centrale et une zone périphérique (voir figure 4.18), il est possible de détecter le rayon moyen pour chaque zone (figure 4.19), grâce à la méthode présentée dans la section 2.3.

La hauteur de film équivalent est égale à  $h = \langle R \rangle f(\theta)\varepsilon^2$  et le rayon moyen  $\langle R \rangle = kt$  avec  $k$  une constante.

Le taux de condensation sur toute la surface  $\dot{h}_t$  est égal à

$$\dot{h}_t = \frac{\dot{h}_1 S_1 + \dot{h}_2 S_2}{S_t} \quad (4.15)$$

avec  $S_1$  la superficie de la zone 1,  $S_2$  la superficie de la zone 2 et  $S_t$  la superficie totale de la surface de condensation. Or

$$\frac{\dot{h}_1}{\dot{h}_2} = \frac{k_1}{k_2} = \frac{\langle R_1 \rangle}{\langle R_2 \rangle} \quad (4.16)$$

Donc

$$\dot{h}_t = \dot{h}_2 \left( \frac{\frac{\langle R_1 \rangle}{\langle R_2 \rangle} S_1 + S_2}{S_t} \right) \quad (4.17)$$

Avec  $\langle R_1 \rangle / \langle R_2 \rangle = 0.354$ ,  $S_1/S_t = 0.756$  et  $S_2/S_t = 0.245$ , on a

$$\dot{h}_t = 0.51\dot{h}_2 \quad (4.18)$$

Cela signifie que le taux de condensation mesuré au centre de la surface de condensation est en réalité deux fois plus important que le taux de condensation moyen sur l'ensemble de la surface du disque.

Selon le même principe, la masse par unité de surface mesurée au centre du disque est deux fois plus élevée que la masse réelle condensée par unité de surface sur tout le disque. En tenant compte de cette correction, on obtient la courbe B de la figure 4.20 montrant l'évolution de la masse condensée sur toute la superficie du disque de Composite n°1 posé sur le support.

### c) Condensation sur l'ensemble {support + disque de Composite n°1} et mesure de la température de surface

La figure 4.20 présente les résultats de l'expérience. La courbe A montre l'évolution de la température de surface effectuée par le thermomètre IR. La courbe B donne le taux de condensation sur le disque de Composite n°1 dont la mesure est détaillée dans la section précédente. Enfin la courbe C donne le résultat de la pesée de la condensation sur l'ensemble {support + disque de Composite n°1} effectuée par la balance. La mesure infrarouge de la température de surface et la détection par caméra du taux de condensation ne pouvant s'effectuer simultanément, deux expériences sont nécessaires pour produire la figure 4.20. Les mesures des températures de la chambre et de masse condensée sur le support assurent la reproductibilité des expériences. Néanmoins une légère différence est observée, la présence de la caméra ou du thermomètre infrarouge ayant un impact sur les conditions thermiques du dispositif. La mesure de la masse condensée sur le support (courbe C) est donc une moyenne entre les deux expériences, associée à une incertitude symbolisée par la zone grise entourant la courbe.

L'évolution de la température de surface (courbe A) présente deux régimes. Un premier entre  $t_0$  et  $t_c$  dans lequel la température passe rapidement de  $T_0$  à  $T(t = t_c)$ . Un deuxième au delà de  $t_c$  dans lequel la température de la surface diminue progressivement jusqu'à atteindre une

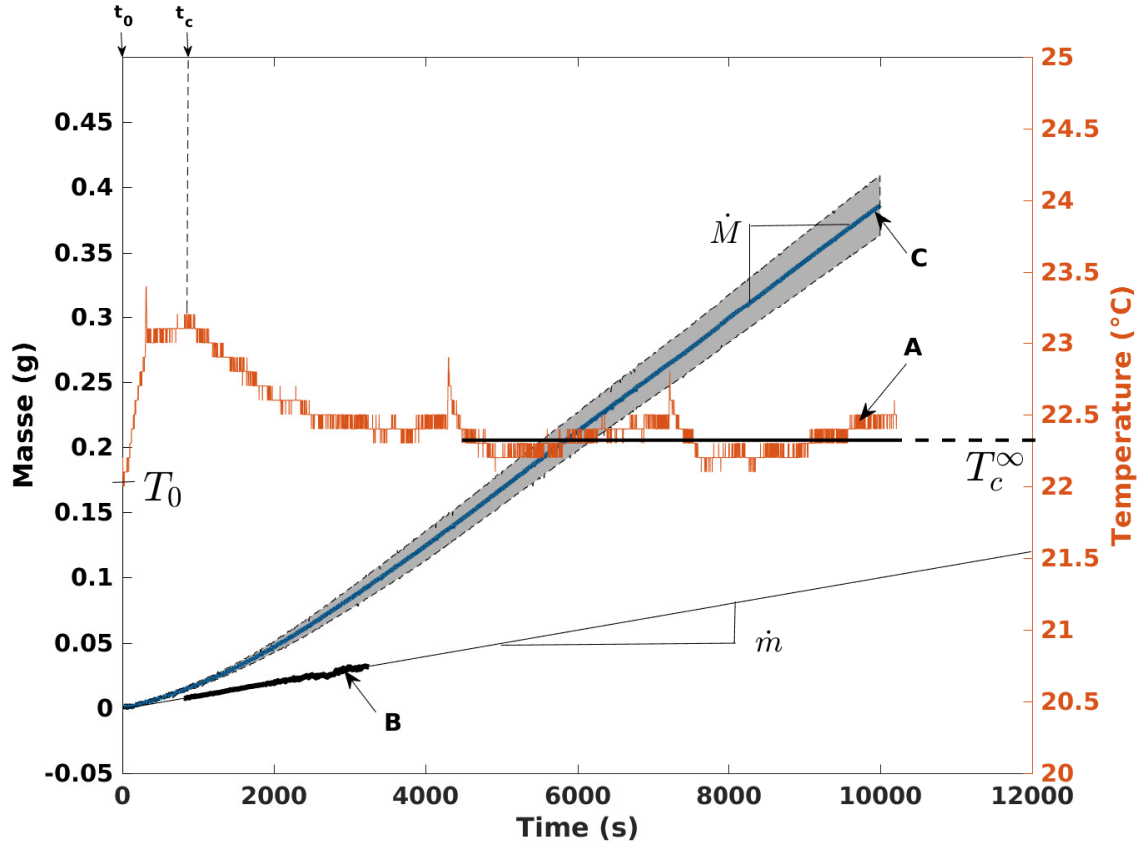


FIGURE 4.20 – A : température de la surface de condensation mesurée avec un capteur IR. B : masse condensée sur le disque de Composite n°1 posé sur le support, détectée par la méthode visuelle présentée en 2.3. C : masse condensée sur l'ensemble {support + disque}.  $T_0$  correspond à la température sans condensation.  $T_c^\infty$  correspond à la température avec condensation en régime stable de condensation.  $\dot{M} = 4.55 \times 10^{-5} \text{ g/s}$  correspond au taux de condensation sur l'ensemble {support + disque}.  $\dot{m} = 1 \times 10^{-5} \text{ g/s}$  correspond au taux de condensation détecté par méthode visuelle sur le disque de Composite n°1 posé sur le support. La zone grise entourant la courbe C représente l'incertitude associée à la mesure.  $T_a = 25.1^\circ\text{C}$ ;  $HR = 95\%$ ; Refroidissement radiatif

température constante  $T_c^\infty$ . L'évolution de la masse condensée sur le disque posé sur le support (courbe B) est linéaire, conformément à la théorie du film équivalent (section 1.1.2), avec un taux de condensation  $\dot{m} = 1 \times 10^{-5} \text{ g.s}^{-1}$ . La masse condensée sur le {support + disque} (courbe C) évolue d'abord de manière non-linéaire, puis le taux de condensation se stabilise vers  $t=5000\text{s}$  autour d'une valeur de  $\dot{M} = 4.55 \times 10^{-5} \text{ g.s}^{-1}$ . Les raisons d'une telle évolution seront détaillées dans le chapitre 5

#### 4.2.4 Comparaison expériences/simulation

Les résultats expérimentaux présentés dans la section 4.2.3 sont comparés ici aux résultats issus des simulations et calculs présentés dans les section 4.2.4 et 4.2.1.

##### a) Récapitulatif des densités de flux calculés et mesurés

Le tableau 4.5 montre les densités de flux expérimentaux et calculés pour les surfaces inférieure 5, supérieure 7 et de côté 11 du support pour les cas où le support est sec (cas n°1, section

4.2.1) et mouillé (cas n°3 section 4.2.1).

	Résultats expérimentaux	Calculs	
		Support sec	Support mouillé
$\varphi_7^i$ ( $W/m^2$ )	$368.3 \pm 0.3$	357.7	372.2
$\varphi_5^i$ ( $W/m^2$ )	$343.7 \pm 0.3$	314.7	318.0
$\varphi_{11}^i$ ( $W/m^2$ )	/	340.6	357.8

TABLEAU 4.5 – Comparatif entre les flux calculés et mesurés.

Dans le cas de la densité de flux incident à la surface supérieure les résultats expérimentaux sont assez proches des calculs théoriques. En revanche pour la surface inférieure la densité de flux détectée expérimentalement est plus élevée. Cela peut être dû au fait que la simulation considère des réflexions entièrement diffuses alors que l'on a vu que des réflexions spéculaires pouvaient être présentes. De plus, l'épaisseur du double vitrage n'est pas prise en compte, ce qui a tendance à diminuer la valeur du flux théorique reçu. Enfin, les capteurs étant intrusifs, cela a pu engendrer une incertitude supplémentaire liée à la présence du capteur.

### b) Confrontation du taux de condensation aux équations (1.1) et (1.11) en régime permanent

On résoud ici les équations couplées (1.1) et (1.11) correspondant respectivement au bilan thermique et au bilan massique, appliquées à la surface 7 et en régime permanent ( $dT_7/dt = 0$ ), dans le but de déterminer un taux de condensation que l'on pourra comparer à celui obtenu expérimentalement sur l'objet positionné sur le support (courbe B figure 4.20).

En remplaçant les termes du bilan thermique (1.1) en régime permanent  $\phi_{rad}$ ,  $\phi_{conv}$  et  $\phi_{lat}$  par leurs expressions respectives (1.2), (1.5) et (1.7), en considérant des surfaces grises ( $\alpha_s = \varepsilon_s$ ) et isothermes, une surface de condensation à saturation ( $p_v(T_s) = p_s(T_s)$ ) et un flux conductif nul ( $\phi_{cond} = 0$ ), on obtient le système d'équations (4.19) appliqué à la surface 7. L'hypothèse du flux conductif nul est permise par la conception même du support (voir section 4.1) qui a pour but de diminuer les échanges conductifs avec l'objet positionné sur le support. Cette hypothèse aura tendance à augmenter le taux de condensation et diminuer la température de surface.

$$0 = h_7 S_7 (T_7 - T_a) + \varepsilon_7 S_7 \varphi_7^i - \varepsilon_7 S_7 \sigma T_7^4 + L \dot{m}_{th} \quad (4.19a)$$

$$\dot{m}_{th} = a_{w7} S_7 [p_v(T_a) - p_s(T_7)] \quad (4.19b)$$

On peut ainsi calculer pour la surface 7 de superficie  $S_7$  une température de surface  $T_7$  et un taux de condensation théorique  $\dot{m}_{th}$ .

Les paramètres suivants sont utilisés :

- $\varepsilon_7 = 0.95$
- $\varphi_7^i = 372.2 \text{ W.m}^{-2}$
- $S_7 = 707 \text{ mm}^2$
- $h_7 = 4.75 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$



- $\lambda_{liege} = 0.057 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
- $L = 2.5 \times 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$
- $\rho_a = 1.2 \text{ kg.m}^{-3}$
- $D = 2.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
- $\lambda_{air} = 0.026 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
- $\zeta = \lambda_{air}/h_7 \text{ mm}$
- $p_m = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$
- $T_a = 25.1^\circ\text{C}$
- $HR = 95 \%$
- $\phi_{cond} = 0$

On obtient par résolution des équations 4.19 :

-  $\dot{m}_{th} = 1.02 \times 10^{-5} \text{ g.s}^{-1}$ , comparable au taux de condensation expérimental de  $\dot{m} = 1 \times 10^{-5} \text{ g.s}^{-1}$  (courbe B figure 4.20).

-  $T_7 = 21.6^\circ\text{C}$ , à comparer avec une mesure expérimentale de  $22.7^\circ\text{C}$  en moyenne sur l'intervalle de temps de la mesure. La température calculée est plus faible que la température mesurée, conformément à l'hypothèse faite concernant le flux de conduction.

### c) Simulation thermique du support en régime permanent

On effectue ici la résolution de l'équation de la chaleur (4.11) appliquée au support en régime permanent. On considère qu'un disque de Composite n°1 est posé sur le support. Cela se traduit dans le modèle par une émissivité de la surface supérieure (7) du support égale à l'émissivité du Composite n°1  $\varepsilon_{c1} = 0.95$ . On étudie deux cas : le cas d'un support sec, baignant dans un environnement peu humide ne permettant pas la condensation, et le cas d'un support mouillé baignant dans un environnement très humide favorable à la condensation. La solution de la simulation est comparée pour les deux cas à l'expérience.

Dans le cas du support sec, le modèle considère qu'il n'y a pas de condensation et exclut la possibilité d'apporter à la surface un flux de chaleur latente. Les propriétés radiatives des surfaces inférieure 5 et de côté 11 sont les propriétés radiatives du support (aluminium), les propriétés radiatives de la surface supérieure 7 sont les propriétés radiatives de l'objet posé sur le support (disque de Composite n°1). Ce cas correspond à l'instant  $t=0\text{s}$  de l'expérience décrite dans la section 4.2.3 dont les mesures sont présentées dans la figure 4.20, c'est à dire avant l'apparition de la condensation.

Dans le cas du support mouillé le modèle considère que de la condensation s'effectue sur les faces supérieure 7 et de côté 11 du support mais pas sur la surface inférieure. Ceci est corroboré par l'expérience. Le modèle prend en compte le flux apporté par chaleur latente sur les surfaces 7 et 11. L'émissivité des surfaces 7 et 11 est modifiée par la présence des gouttes condensées. La valeur de l'émissivité d'une surface couverte de gouttes condensée est discutée dans le chapitre 5. Nous prenons ici  $\varepsilon_7 = \varepsilon_{11} = 0.95$ . Ce cas correspond au régime permanent de l'expérience décrite dans la section 4.2.3 et dont les mesures sont présentées dans la figure 4.20.

Le tableau 4.6 présente la valeur des paramètres utilisés pour le calcul des conditions aux limites (4.12) dans les deux cas.  $T_a$  et  $HR$  sont la température de l'air et l'humidité relative de l'air environnant le support.  $T_d$  est la température du point de rosée correspondant à  $T_a$  et  $HR$ .  $\varepsilon_j$ ,  $h_j$  et  $\varphi_j^i$  sont les émissivités, coefficients de convection et densités de flux incident à la surface  $j$ ,  $j$  pouvant être la surface 5,7 ou 11.

	Support sec	Support mouillé
$T_a$	298.2 K	298.2 K
$HR$	45%	95%
$T_d$	285.4 K	297.4 K
$\varphi_5^i$	314.7 W.m <sup>-2</sup>	318.0 W.m <sup>-2</sup>
$\varphi_7^i$	357.7 W.m <sup>-2</sup>	372.2 W.m <sup>-2</sup>
$\varphi_{11}^i$	340.6 W.m <sup>-2</sup>	357.8 W.m <sup>-2</sup>
$h_5$	4.35W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	4.35W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>
$h_7$	4.75W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	4.75W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>
$h_{11}$	6.27W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	6.27W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>
$\varepsilon_5$	0.02	0.02
$\varepsilon_7$	0.95	0.95
$\varepsilon_{11}$	0.02	0.95

TABLEAU 4.6 –  $T_a$  : température de l'air environnant ;  $HR$  : humidité relative ;  $T_d$  température du point de rosée ;  $\varphi_j^i$  : densité de flux incident à la surface  $j$  ;  $h_j$  : coefficient de convection de la surface  $j$  ;  $\varepsilon_j$  : émissivité de la surface  $j$ .  $j$  : surface 5,7 ou 11.

Les figures 4.21 et 4.22 présentent les résultats de la simulation du support en régime permanent respectivement pour le cas du support sec et du support mouillé. La distribution des températures dans la matière en  $K$  est représentée par un code couleur dont l'échelle est située à droite de la figure. L'axe des abscisses correspond au rayon du support  $r$ , l'axe des ordonnées à sa hauteur  $e$ . La température  $T_{p1}$  est la température calculée par la simulation à l'endroit du support où est effectuée la mesure infrarouge de température dans les expériences (courbe A sur la figure 4.20).

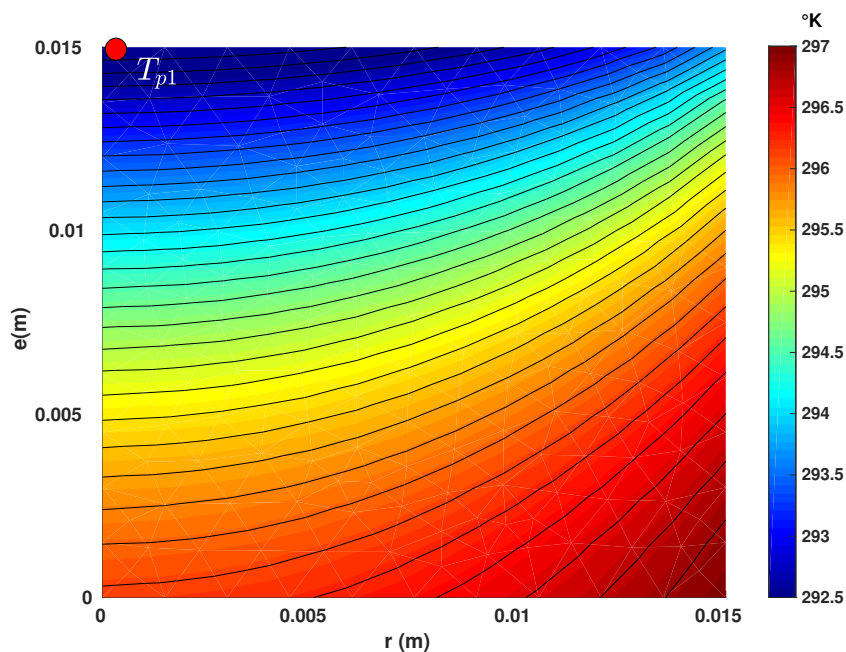


FIGURE 4.21 – Résultat de la simulation du support sec. Point rouge : lieu de mesure du thermomètre infrarouge.  $r$  : rayon du support ;  $e$  : épaisseur du support ;  $T_{p1}$  : température calculée par la simulation à l'endroit de la mesure IR.

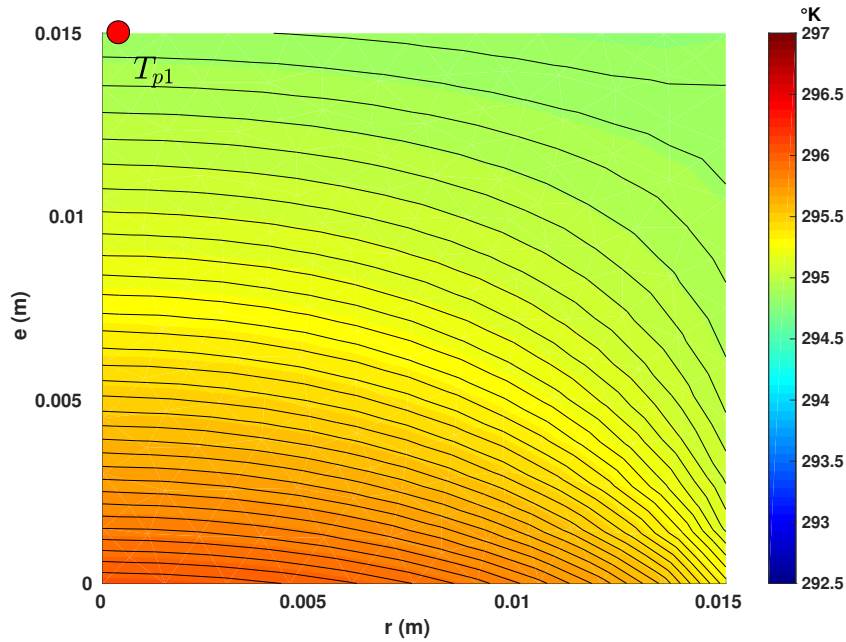


FIGURE 4.22 – Résultat de la simulation du support mouillé. Point rouge : lieu de mesure du thermomètre infrarouge.  $r$  : rayon du support ;  $e$  : épaisseur du support ;  $T_{p1}$  : température calculée par la simulation à l’endroit de la mesure IR.

Dans le cas du support sec (figure 4.21) on observe une différence de températures d’environ  $4 K$  entre la face supérieure 7 du support et sa face inférieure 5, cette dernière ayant une température plus élevée. Cela s’explique par la différence d’émissivité entre la surface 7 et les surfaces 5 et 11, impliquant un flux radiatif plus grand évacué par la surface 7. On peut vérifier que la condensation n’est pas possible sur le support, les températures de celui-ci dépassant de plusieurs degrés la température du point de rosée  $T_d$  (voir 4.6). Enfin la différence entre la température calculée  $T_{p1}$  et la température mesurée  $T_0$  au point de mesure du thermomètre infrarouge est de  $\Delta T = 2.9 K$ .

Dans le cas du support mouillé, la différence de température entre la surface supérieure 7 et la surface inférieure 5 du support est d’environ  $1 K$ . On observe un refroidissement de la face de côté 11 par rapport au cas sec. En effet la présence de gouttes condensées sur la surface 11 augmente son émissivité et le déficit radiatif. L’apport de chaleur latente due à la condensation et l’augmentation du flux radiatif de la surface 11 semblent uniformiser la température du support. On peut vérifier que de la condensation peut se former sur le support en confrontant sa température à la température du point de rosée  $T_d$  (voir 4.6). D’après ces résultats la surface 5 est aussi concernée par la condensation, avec cependant une sursaturation inférieure à celle des autres faces. Enfin la différence entre la température calculée  $T_{p1}$  et la température mesurée  $T_c^\infty$  au point de mesure du thermomètre infrarouge est de  $\Delta T = 0.6 K$ .

Dans le cas d’un support mouillé comme dans le cas d’un support sec, la simulation montre un écart avec l’expérience. Plusieurs explications sont néanmoins possibles pour expliquer cet écart :

- Les densités de flux incidents utilisées dans le calcul des conditions aux limites (équation (4.12)) sont des valeurs calculées utilisant un modèle simplifié. En particulier ce modèle ne

considère seulement que des grandeurs diffuses et des flux homogènes incidents sur chaque surface, sans prendre en compte les possibles réflexions spéculaires.

- Les coefficients de convection sont calculés indépendamment les uns des autres alors que la géométrie du support laisse à penser qu'ils sont inter-dépendants. De plus la différence des propriétés de l'air entre un air sec (cas du support sec) et un air humide (cas du support mouillé) n'est pas prise en compte dans le calcul des coefficients.

- La simulation est réalisée dans un environnement infini alors que le système est dans un environnement confiné.

- L'émissivité angulaire de la surface supérieur n'est pas prise en compte, alors qu'il a été montré qu'à partir de  $60^\circ$  par rapport à la normale l'émissivité chute pour les diélectriques et augmente pour les métaux (voir figure 1.16).

- La simulation ne prend pas en compte la résistance de contact entre la plaque d'aluminium et le liège ni celle entre la surface de condensation et la plaque d'aluminium, ce qui aurait tendance à augmenter la température du liège à l'interface.

- Enfin, la conversion flux-température du thermomètre infrarouge n'est pas donnée par le constructeur et nous ne connaissons pas le degré de fiabilité de la mesure.

Ces résultats de simulation mettent en évidence que l'ensemble des surfaces et leurs émissivités associées jouent un rôle important sur la distribution des températures à l'intérieur du support. Ils permettent par ailleurs d'évaluer l'ordre de grandeur du flux conductif autour de  $10 \text{ W.m}^{-2}$ . Ce résultat confirme l'approximation qui consiste à négliger ce flux.

## 4.3 Validation du dispositif expérimental

### 4.3.1 Reproductibilité des mesures

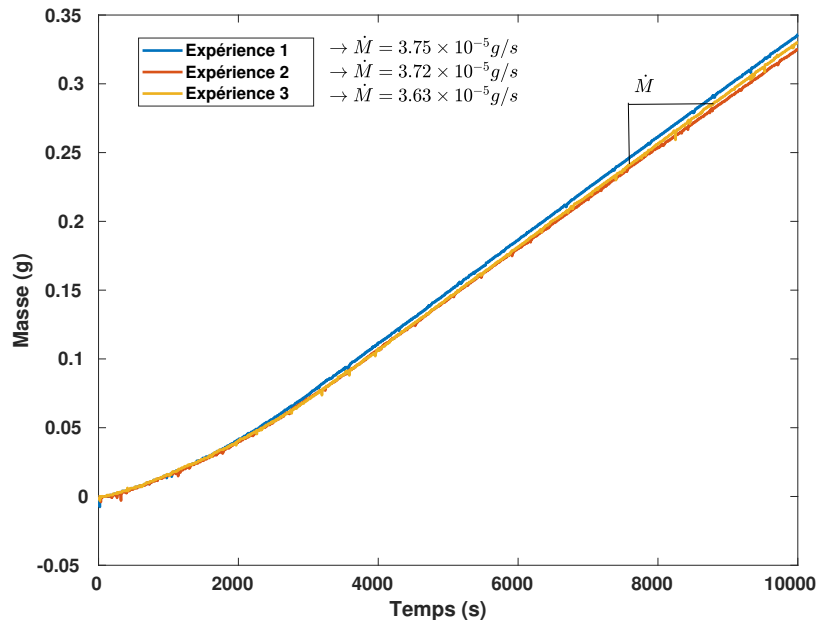


FIGURE 4.23 – Trois mesures de pesée du support effectuées dans les mêmes conditions expérimentales.  $T_1 = 25^\circ C$ ,  $HR = 43\%$ ,  $\dot{M} = 3.7 \pm 0.05 \times 10^{-5} \text{ g.s}^{-1}$

De manière à vérifier la reproductibilité des mesures effectuées avec le dispositif présenté, trois mesures de masses sont effectuées dans les mêmes conditions expérimentales. L'air ambiant de la pièce est maintenu à  $T_1 = 25^\circ\text{C}$ , l'humidité relative de l'air à  $HR = 43\%$ . La figure 4.23 montre le résultat de la pesée de la masse du support pour les trois expériences.

On montre ainsi que le dispositif est capable de produire des résultats reproductibles. Néanmoins il est important de noter que ceci est vrai seulement si les conditions expérimentales sont strictement égales d'une expérience à l'autre. En effet un faible écart de température de l'air ou de l'humidité ambiante engendre des différences de taux de condensation non négligeables. Une attention particulière doit donc être apportée à maintenir ces conditions identiques.

### 4.3.2 Comparaison des modes de refroidissement

L'objectif ici est de comparer la condensation sur un objet 3D avec un refroidissement radiatif par rapport à un refroidissement conductif. Pour cela on utilise deux expériences (voir figure 4.24). La première (droite) est une expérience classique effectuée dans le dispositif présenté dans ce chapitre. La seconde utilise la même chambre humide mais remplace la source froide radiative par un module Peltier (gauche).

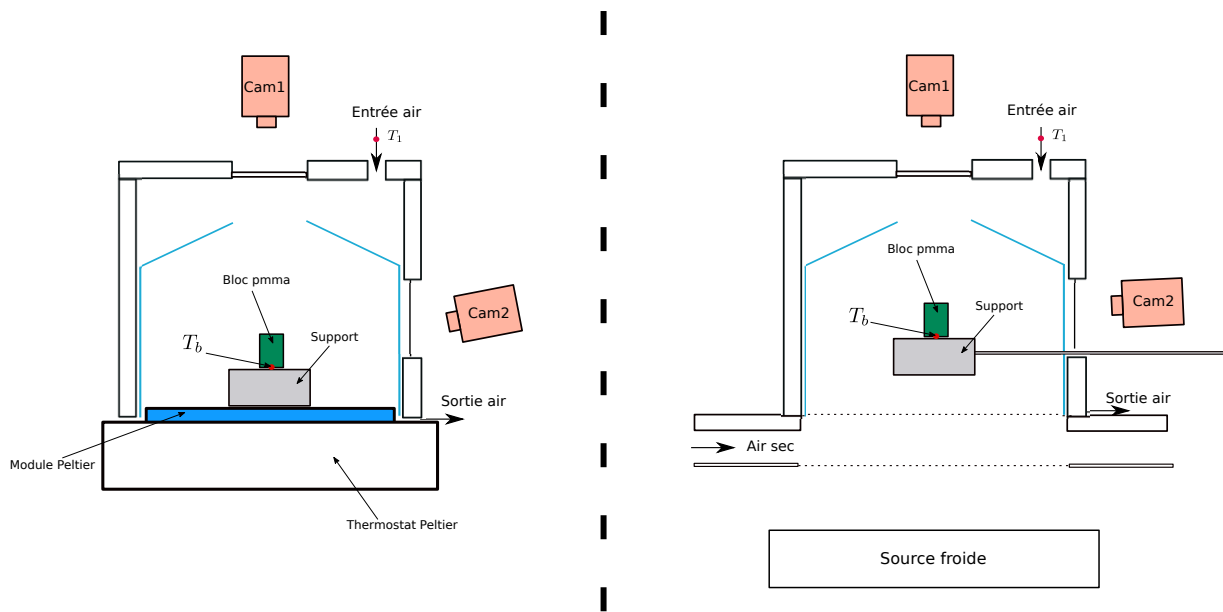


FIGURE 4.24 – Schéma de l'expérience avec un refroidissement conductif (gauche) et avec un refroidissement radiatif (droite).

L'objet utilisé dans les deux cas est un bloc de PMMA de  $10 \times 13 \times 8 \text{ mm}^3$  de conductivité  $\lambda_{pmma} = 0.19 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  [6] et d'émissivité  $\varepsilon_{pmma} > 0.9$  [45], posé sur le support avec de la pâte thermique pour assurer la continuité thermique avec celui-ci. La puissance du Peltier est réglée de manière à ce que la température de la base du bloc soit égale dans les deux expériences, soit  $T_b = 16.6^\circ\text{C}$ . La température de l'air entrant dans la chambre est identique dans les deux expériences, soit  $T_1 = 21.8^\circ\text{C}$ . Le débit d'air est gardé constant à  $Q = 1.46 \times 10^{-5} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ , tout comme l'humidité ambiante à  $HR = 95\%$ . La surface supérieure du support est en aluminium ( $\varepsilon_{alu} = 0.02$ ).

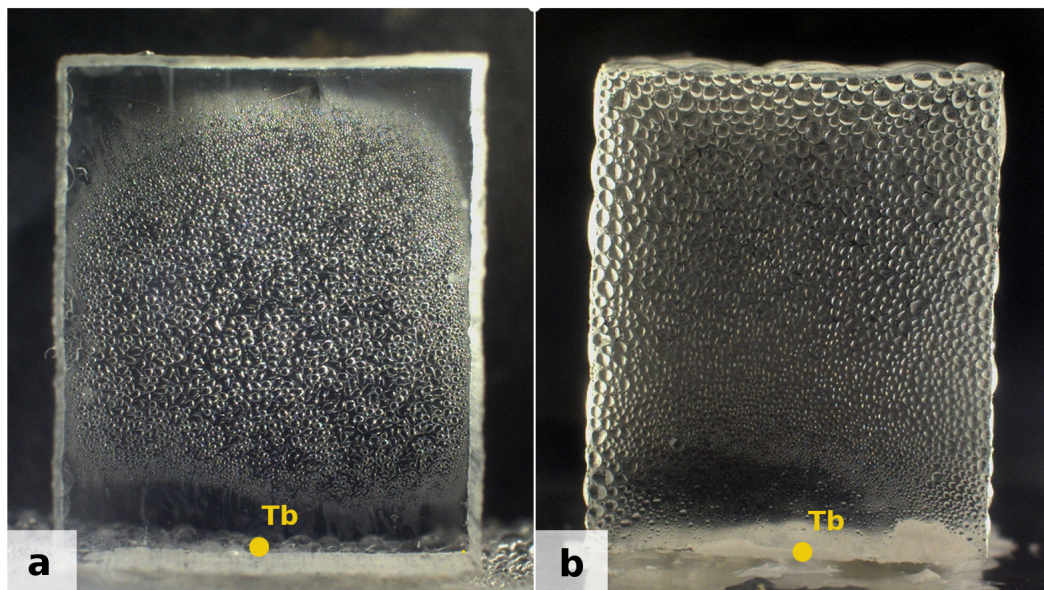


FIGURE 4.25 – Vue rapprochée d’une expérience de condensation utilisant un refroidissement conductif (a) ou un refroidissement radiatif (b).  $T_b = 16.6^{\circ}C$  : température de la base de l’objet.  $t = 5830$  s après le début de la condensation. Dimensions de l’objet :  $10 \times 13 \times 8$  mm<sup>3</sup>.  $HR = 95\%$ ,  $T_1 = 21.8^{\circ}C$

La figure 4.25 montre la condensation à  $t = 5830$  s après le début de la condensation pour le bloc refroidi par contact (a) et pour le bloc refroidi par rayonnement (b).

La figure 4.25.a montre que dans le cas du refroidissement conductif les conditions thermiques nécessaires à la condensation ne sont pas remplies sur toute la surface du bloc. En effet ce dernier se comporte comme une ailette. Le déficit thermique provient de sa base et la chaleur s’évacue par celle-ci. Un gradient de température est ainsi créé tel que le haut du bloc, réchauffé par convection, n’est pas suffisamment froid pour qu’il y ait condensation. On peut noter que la base du bloc n’est pas soumise à la condensation non plus, cela étant dû à un effet de coin [71].

En revanche la figure 4.25.b montre que dans le cas d’un refroidissement radiatif tout le bloc est propice à la condensation, à l’exception de sa base. Ici toute la surface est soumise au rayonnement et la chaleur s’évacue par l’extérieur, les conditions thermiques nécessaires à la condensation sont ainsi remplies sur toute la surface du bloc. On peut observer des effets de bord sur les arrêtes du bloc [71]. La base constitue une exception puisqu’on y retrouve d’une part des effets de coin, et d’autre part un apport de chaleur provenant du support qui augmente sa température et limite la condensation. On a bien un refroidissement principalement radiatif.

### 4.3.3 Simulation : variation des paramètres

L’objectif ici est de vérifier que le refroidissement de la face supérieure du support 7, donc de l’objet étudié, s’effectue exclusivement de manière radiative. Pour cela nous nous intéressons à la direction des flux conductifs quittant la surface 7. Si le flux est positif par rapport à la normale externe, cela signifie que la surface subit un apport de chaleur de la part du support, on est dans le cas d’un refroidissement exclusivement radiatif. Si le flux est négatif, cela signifie que le support extrait de la chaleur de l’objet posé dessus et que nous ne sommes plus dans le cas d’un refroidissement exclusivement radiatif. L’influence de l’émissivité de l’objet posé sur le support et de l’émissivité de la surface de côté du support est étudiée.

#### Variation de l’émissivité de la surface supérieure

Nous faisons varier ici seulement l'émissivité de la surface supérieure du support. Cela correspond au cas d'un refroidissement du support en l'absence de condensation sur lequel sont posés des objets de différentes émissivités. La figure 4.26 montre la distribution des températures dans le support en fonction de l'émissivité de sa surface supérieure. Les vecteurs rouges représentent la direction des flux. Leur taille est normalisée et relative à chaque résultat.

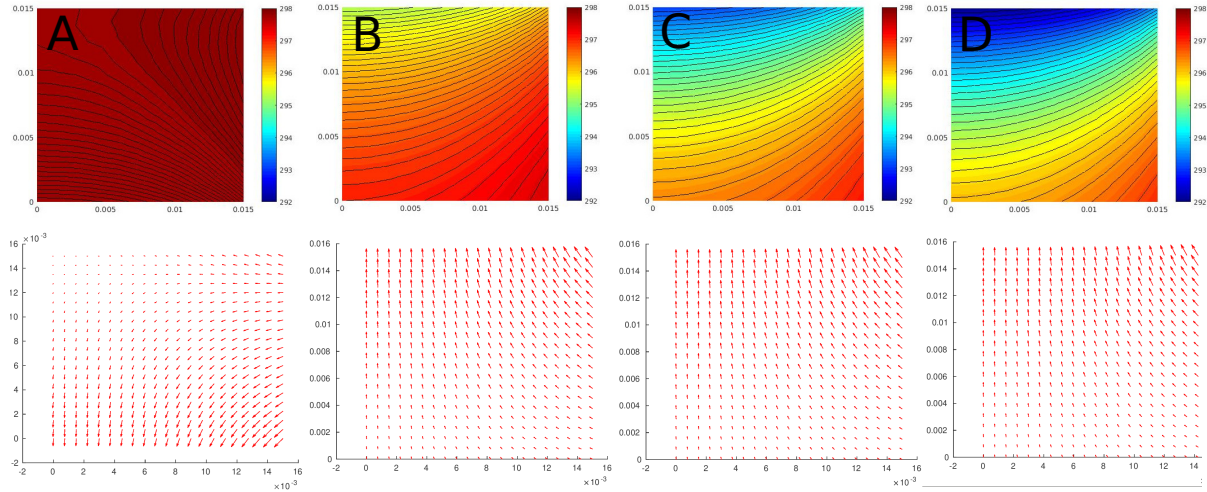


FIGURE 4.26 – Variation de l'émissivité de la surface supérieure du support. A :  $\varepsilon_7 = 0.02$ , B :  $\varepsilon_7 = 0.3$ , C :  $\varepsilon_7 = 0.7$ , D :  $\varepsilon_7 = 1$ . Distribution des températures (haut) et direction des flux (bas).

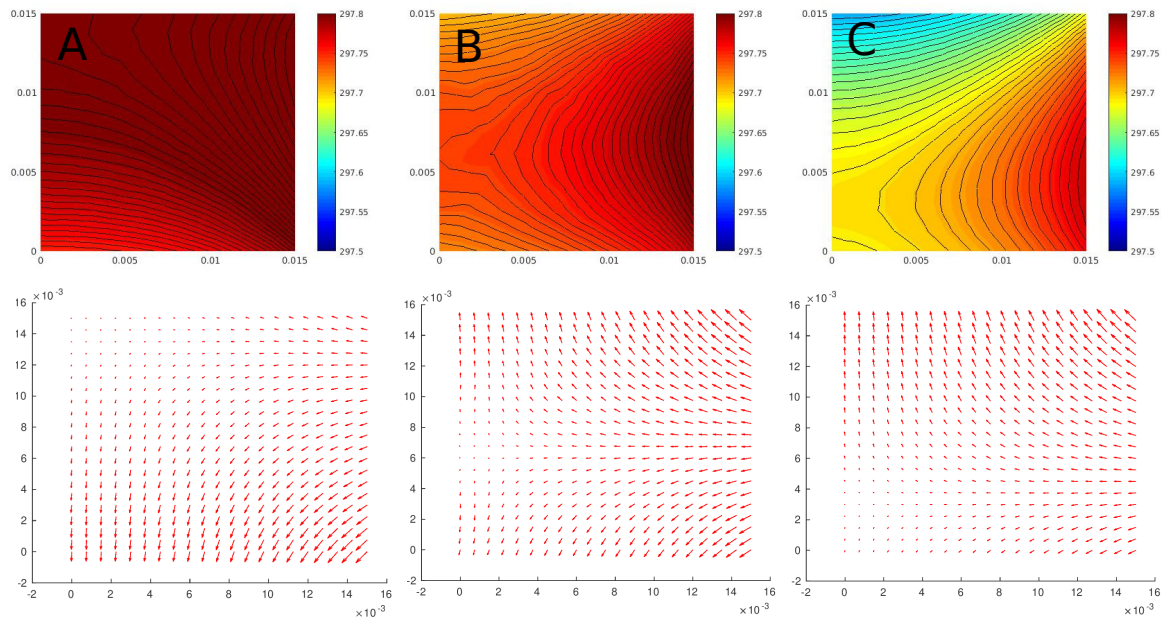


FIGURE 4.27 – Variation de l'émissivité de la surface supérieure du support. A :  $\varepsilon_7 = 0.02$ , B :  $\varepsilon_7 = 0.03$ , C :  $\varepsilon_7 = 0.04$ . Distribution des températures (haut) et direction des flux (bas).

Pour une faible émissivité de la surface supérieure 7,  $\varepsilon_7 = 0.02$ , la température du support est presque uniforme. Les flux sont dirigés majoritairement vers le bas dans tout le support à l'exception de ceux de la surface supérieure qui restent dirigés vers l'extérieur. Dès  $\varepsilon_7 = 0.3$  on voit apparaître un gradient de températures entre la face supérieure et la face inférieure, les flux

sont dirigés exclusivement vers le haut. A  $\varepsilon_7 = 1$  on a une différence de températures de  $4^\circ\text{C}$  entre le haut et le bas du support.

En raffinant autour de  $\varepsilon_7 = 0.02$  on obtient la figure 4.27. On peut y voir qu'à partir de  $\varepsilon_7 = 0.04$  les flux sont dirigés majoritairement vers le haut. Cela signifie que dans le cas d'un refroidissement en l'absence de condensation, l'exclusivité du refroidissement radiatif est assurée dès lors que l'émissivité de l'objet posé sur la surface supérieure du support s'éloigne de l'émissivité des autres surfaces de celui-ci.

#### Variation de l'émissivité de la surface de côté

Nous faisons varier ici seulement l'émissivité de la surface de côté du support  $\varepsilon_{11}$  en conservant une émissivité de la surface supérieure  $\varepsilon_7 = 0.95$ . L'apport de chaleur latente sur les surfaces 7 et 11 est pris en compte. Cela correspond au début de la condensation sur la face de côté du support et représente le remplacement de la surface en aluminium par des gouttes de plus forte émissivité. La figure 4.28 montre la distribution des températures et la direction des flux.

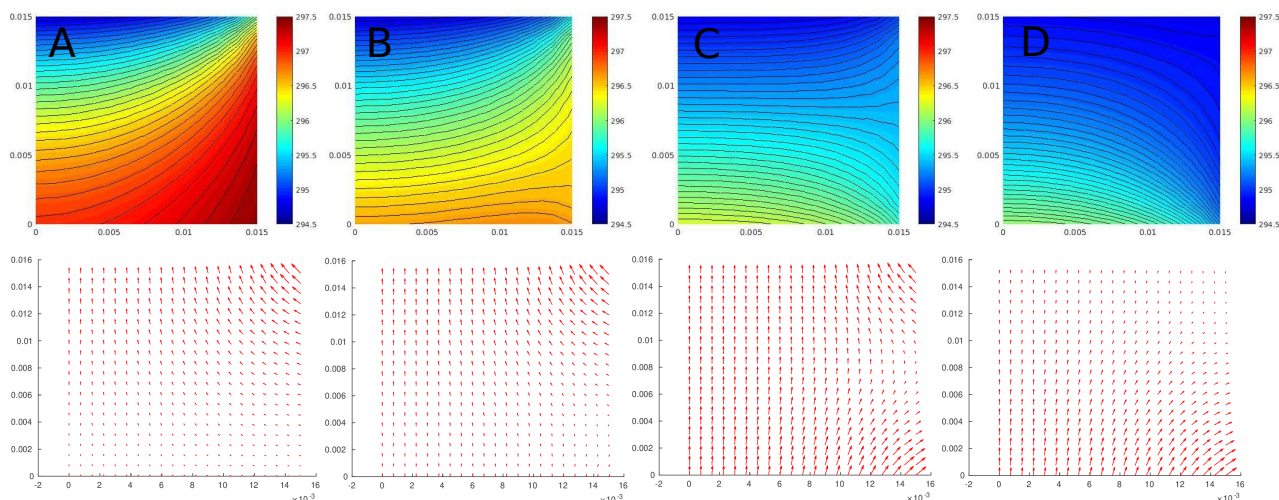


FIGURE 4.28 – Variation de l'émissivité de la surface de côté du support. A :  $\varepsilon_{11} = 0.02$ , B :  $\varepsilon_{11} = 0.03$ , C :  $\varepsilon_{11} = 0.04$ , D :  $\varepsilon_{11} = 1$ . Distribution des températures (haut) et direction des flux (bas).

On peut voir que la température s'uniformise dans le support lorsque l'émissivité de la surface de côté augmente. En effet la condensation apporte d'une part un flux de chaleur latente par les deux faces 7 et 11 et induit d'autre part une augmentation du déficit radiatif dû à l'augmentation de l'émissivité. On peut noter que pour une émissivité  $\varepsilon_{11} = 0.02$ , la température du support est plus élevée que dans les cas du support sec avec les mêmes émissivités. L'apport de chaleur latente explique cette différence. Sur la surface supérieure le flux diminue mais reste positif : on est toujours en refroidissement radiatif et dans les meilleures conditions puisque l'apport par conduction est presque nul.

L'étude de la variation de l'émissivité de la surface supérieure et de la surface de côté du support nous permet d'étudier différentes conditions radiatives dans lesquelles le support peut se trouver au cours de la condensation. En observant la direction du flux conductif sur la surface



supérieure dans ces différents cas nous pouvons affirmer que l'exclusivité du refroidissement radiatif de l'objet posé sur le support est assurée au cours de la condensation.

#### 4.3.4 Comparaison avec la rosée naturelle

Pour relier les capacités de création de condensation par refroidissement radiatif du dispositif au phénomène naturel, nous effectuons une comparaison entre des mesures de condensation effectuées dans celui-ci et des valeurs connues de condensation de rosée en milieu naturel. Le taux de condensation ainsi que le déficit radiatif sont concernés par cette comparaison.

##### Taux de condensation sur la surface supérieure du support

D'après la figure 4.20 le taux de condensation sur la surface supérieure du support (courbe B) est de  $\dot{m} = 1 \times 10^{-5} \text{ g/s}$ . La surface étant de  $S = 707 \text{ mm}^2$ , on a un taux de condensation exprimé en hauteur de film équivalent de  $\dot{h}_c = 1.41 \times 10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$ . Si on l'exprime en  $L.m^{-2}$ , et que l'on considère une nuit de 10H, on obtient une masse condensée de  $M = 0.508 \text{ L.m}^{-2}.\text{nuit}^{-1}$ .

Ceci est comparable à un taux de condensation obtenu de manière naturelle (voir tableau 1.1).

##### Déficit radiatif

D'après le tableau 4.5, le flux radiatif incident mesuré sur la surface supérieure du support est de  $\varphi_7^i = 368.3 \text{ W.m}^{-2}$ , ce qui est tout à fait comparable au rayonnement de l'atmosphère (voir tableau 1.2).

Le déficit radiatif de la surface est

$$\varphi_{rad} = \varepsilon_s \varphi_7^i - \varepsilon_s \sigma T_7^4 \quad (4.20)$$

Avec  $T_7 = 22.4^\circ\text{C}$  et  $\varepsilon_s = 0.95$ , on obtient  $\varphi_{rad} = -60.8 \text{ W.m}^{-2}$ .

Ce déficit est comparable au déficit radiatif naturel [18].

Cette comparaison montre que notre dispositif produit de la rosée dans des conditions thermiques et avec des quantités comparables à celles de la rosée naturelle. Cela rend son utilisation pertinente pour l'étude de matériaux ayant vocation à être utilisés pour la collecte de rosée en milieu naturel.

#### 4.3.5 Exemples de condensation par refroidissement radiatif sur des surfaces complexes

Dans le but de démontrer l'efficacité du dispositif, des exemples de condensation sur des surfaces complexes pour lesquelles le refroidissement par contact est peu efficace sont illustrés ci-après .



FIGURE 4.29 – Araignée vue de côté.  $t=0s$ ,  $t=4800s$ ,  $t=11400s$

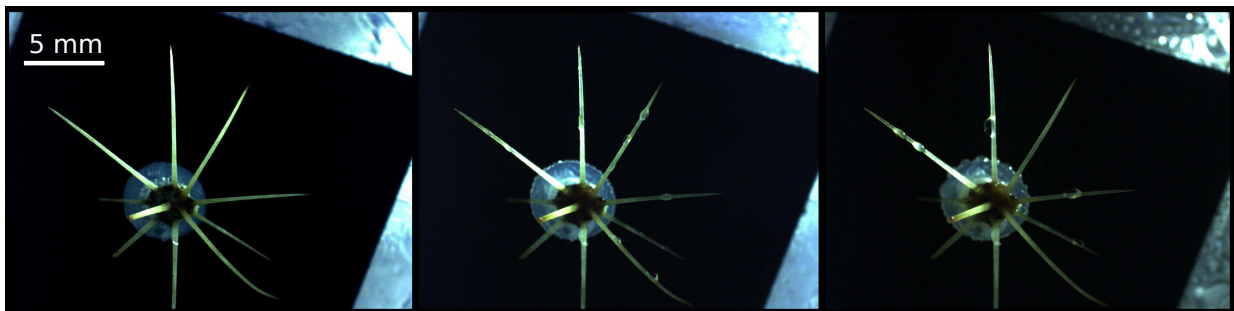


FIGURE 4.30 – Epines de cactus vue de haut.  $t=0s$ ,  $t=11000s$ ,  $t=24400s$

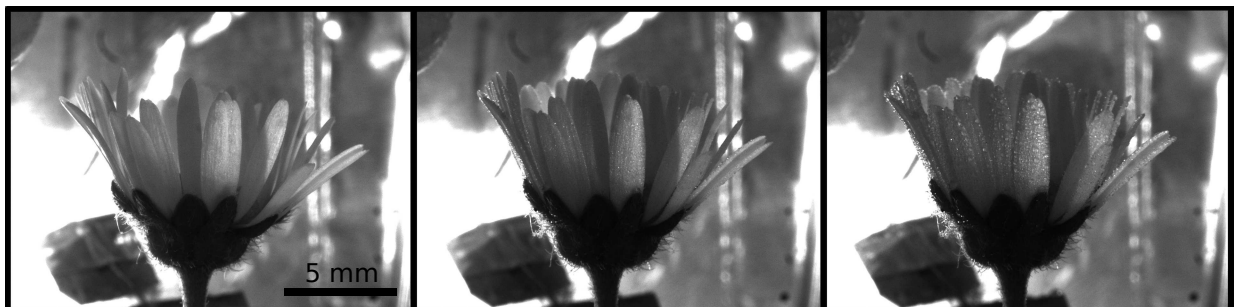


FIGURE 4.31 – Paquerette vue de côté.  $t=0s$ ,  $t=1602s$ ,  $t=3604s$

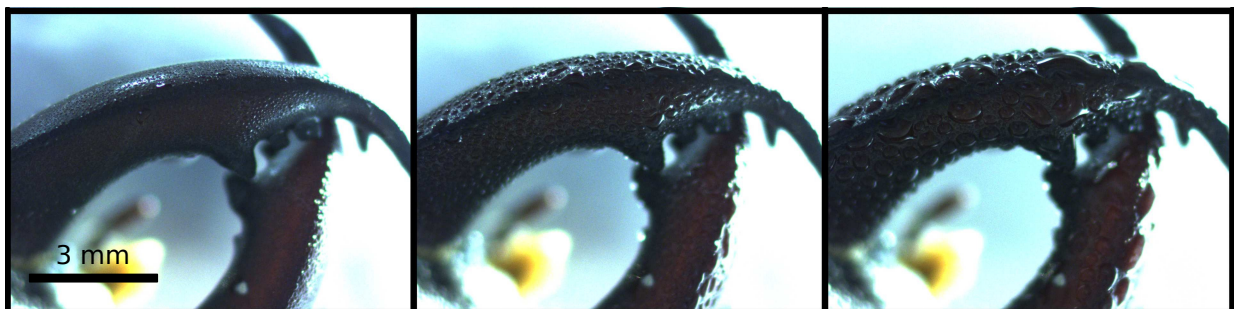


FIGURE 4.32 – Pinces de scarabée vues de haut.  $t=0s$ ,  $t=1510s$ ,  $t=3910s$

## 4.4 Conclusion sur le dispositif

Ce chapitre présente un dispositif permettant de refroidir un objet par échange radiatif avec une source froide et d'effectuer de la condensation sur celui-ci. On retrouve ici le principe du phénomène naturel de la rosée, dont ce dispositif permet la reproduction. Les différents composants du dispositif sont décrits. Un protocole est proposé. Une modélisation des échanges thermiques et en particulier radiatifs permet de vérifier le caractère exclusivement radiatif du refroidissement. Une comparaison avec la rosée naturelle permet de montrer que le dispositif est pertinent pour l'étude des propriétés radiatives des matériaux concernant la récolte de la rosée. En effet celui-ci permet d'explorer l'influence des propriétés radiatives des matériaux sur les taux de condensation, ce qui n'était jusqu'ici pas réalisé expérimentalement. Enfin, un résultat qualitatif particulièrement intéressant est que la condensation est possible même sur des géométries très difficiles à refroidir par contact (ailettes).

# Chapitre 5

## Condensation radiative

Dans ce chapitre nous nous intéressons à la condensation sur une surface obtenue grâce à un refroidissement radiatif en utilisant le dispositif développé dans le chapitre 4. Nous étudions dans un premier temps la dynamique de croissance d'une assemblée de gouttes obtenue par un refroidissement radiatif. Celle-ci est ensuite comparée à la dynamique de croissance d'une assemblée obtenue par un refroidissement par conduction. Dans un second temps nous nous intéressons à l'influence de l'émissivité du substrat sur l'émissivité globale de l'ensemble substrat + assemblée de gouttes. Un modèle simplifié est développé permettant de décrire les propriétés radiatives de cet ensemble. L'évolution de l'émissivité d'un substrat et de son assemblée de gouttes au cours de la condensation est observée expérimentalement grâce à une caméra thermique et ce pour deux valeurs d'émissivité du substrat. Enfin, nous étudions l'évolution du taux de condensation sur deux substrats d'émissivités différentes possédant les mêmes propriétés de mouillage.

### 5.1 Condensation radiative *versus* condensation conductive

L'objectif de cette section est de comparer la croissance d'une assemblée de gouttes obtenue par un refroidissement radiatif à la croissance d'une assemblée de gouttes obtenue par un refroidissement conductif. Deux expériences de condensation sont ainsi réalisées, l'une utilisant un refroidissement radiatif, l'autre utilisant un refroidissement conductif avec des puissances de refroidissement si non égales, du moins comparables. Dans ces deux expériences la condensation s'effectue sur la même surface de condensation de manière à ce que les propriétés de mouillage restent inchangées d'une expérience à l'autre et les échanges convectifs aussi proches que possible. L'intérêt est de pouvoir se focaliser seulement sur la dynamique de croissance et la distribution de taille des gouttes en faisant varier uniquement la méthode de refroidissement. La surface de condensation utilisée est le matériau Composite n°1 décrit dans la section 2.1.

#### Refroidissement radiatif

Pour réaliser l'expérience de condensation par refroidissement radiatif, le dispositif décrit dans le chapitre 4 est utilisé. On dispose sur le support un disque de 30 mm de diamètre de Composite n°1. Ce matériau possède une forte émissivité ( $\varepsilon = 0.96$ ) ce qui permet de se placer dans des conditions optimales de refroidissement radiatif. Le protocole décrit dans la section 4.1 est appliqué, la figure 5.1 montre une vue du dessus de l'évolution de la condensation au cours du temps.

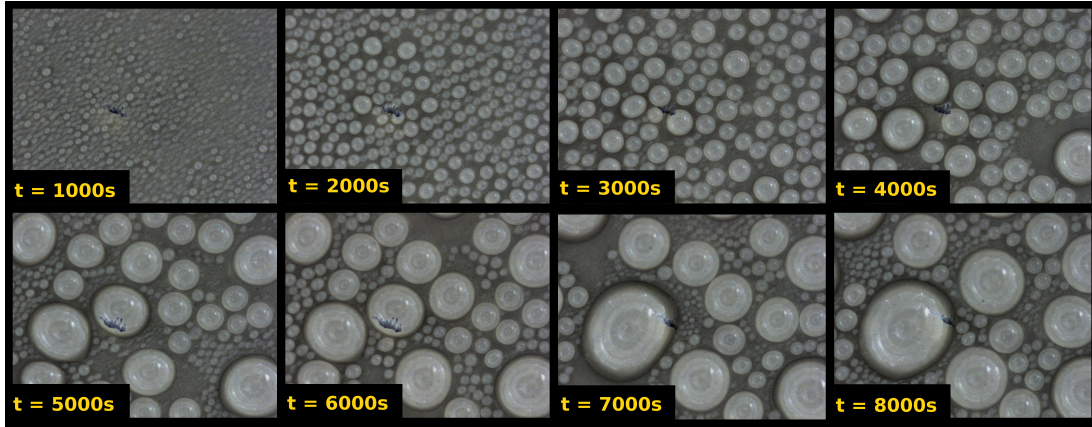


FIGURE 5.1 – Condensation par refroidissement radiatif. Surface de condensation : Composite n°1.  $T_{air} = 25.1^{\circ}C$ ,  $HR = 95\%$ ,  $T_s = 22.4^{\circ}C$ . Taille images :  $6.1 \times 4.6 \text{ mm}^2$

La technique de reconnaissance des contours décrite dans la section 2.3 permet grâce à l'analyse des images de calculer le volume d'eau condensé par unité de surface  $V$ , le rayon de Sauter  $\langle R \rangle$  et le taux de couverture  $\varepsilon^2$ . La figure 5.3 montre leur évolution au cours du temps, au rythme d'une mesure toutes les 10 secondes.

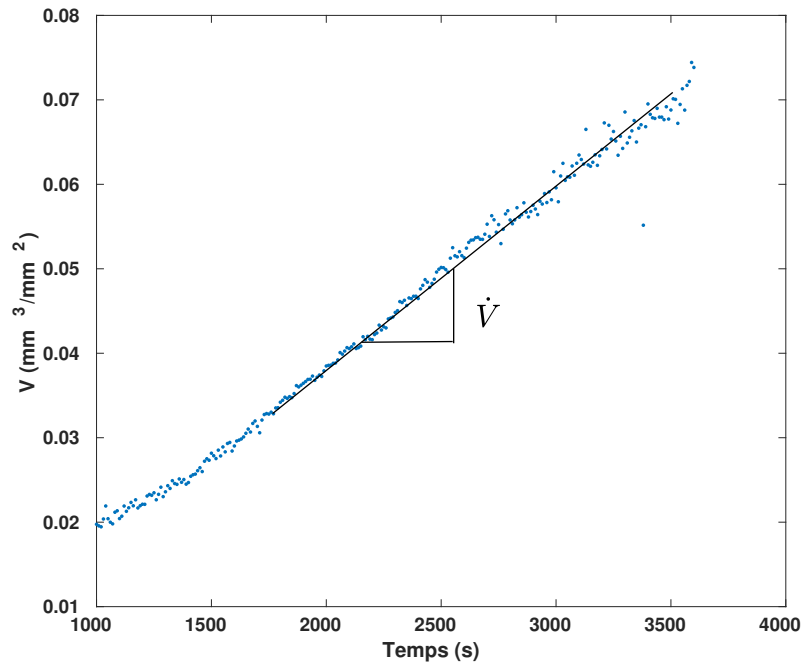


FIGURE 5.2 – Evolution du volume d'eau condensé par unité de surface  $V$  avec un refroidissement radiatif. Surface de condensation : Composite n°1.  $T_{air} = 25.1^{\circ}C$ ,  $HR = 95\%$ ,  $T_s = 22.4^{\circ}C$ .  $\dot{V} = 2.3 \times 10^{-5} \text{ mm}^3 \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

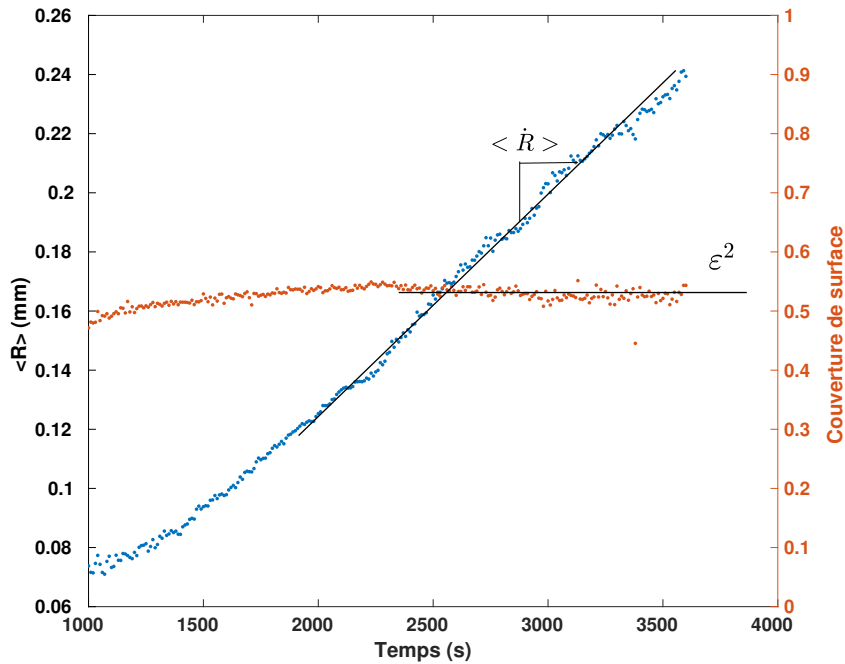


FIGURE 5.3 – Evolution du rayon moyen  $\langle R \rangle$  et du taux de couverture de surface  $\varepsilon^2$  avec un refroidissement radiatif. Surface de condensation : Composite n°1.  $T_{air} = 25.1^\circ C$ ,  $HR = 95\%$ ,  $T_s = 22.4^\circ C$ .  $\langle \dot{R} \rangle = 7.5 \times 10^{-5} mm.s^{-1}$ ,  $\varepsilon^2 = 0.53$

On peut observer que le rayon moyen de Sauter est proportionnel au temps avec un taux de croissance  $\langle \dot{R} \rangle = 7.5 \times 10^{-5} m.s^{-1}$  et que le taux de couverture de surface tend vers une valeur constante  $\varepsilon^2 \simeq 0.53 \pm 0.02$ , en accord avec la théorie du film équivalent (voir section 1.1.2). Cette valeur est utilisée pour calculer un angle de contact en condensation grâce à la relation (1.17),  $\theta_c = 84.6 \pm 3.6^\circ$ . En utilisant les relations (1.20) et (1.21) nous pouvons calculer un taux de croissance de l'épaisseur de film équivalent  $\dot{h} = 2.3 \times 10^{-5} mm.s^{-1}$  et observer qu'il est égal à celui du volume d'eau condensé par unité de surface. Aux temps courts on observe une dynamique de croissance plus lente. Ceci est imputable à la méthode de mesure par analyse d'image (voir 2.3) qui perd en performance lorsque les gouttes sont de petite taille et moins visibles.

### Refroidissement conductif

Pour réaliser l'expérience de condensation par refroidissement conductif, nous utilisons le dispositif expérimental décrit dans la section 2.2. Ce dernier utilise un module Peltier sur lequel est positionné l'élément à refroidir, dont la chaleur est extraite par conduction. Un disque de 30 mm de diamètre de Composite n°1 est positionné sur le module Peltier, le protocole décrit dans la section 2.2 est appliqué. La figure 5.4 montre l'évolution de la condensation au cours du temps.

De la même manière que dans l'expérience de condensation par refroidissement radiatif présentée ci-dessus, le volume d'eau condensé, le rayon moyen de Sauter et le taux de couverture de surface sont calculés et présentés dans la figure 5.6. Selon la même remarque faite que pour le cas de la condensation par refroidissement radiatif, on observe une dynamique de croissance plus lente aux temps courts. Ceci est imputable à la méthode de mesure par analyse d'image (voir 2.3) qui perd en performance lorsque les gouttes sont de petite taille et moins visibles.

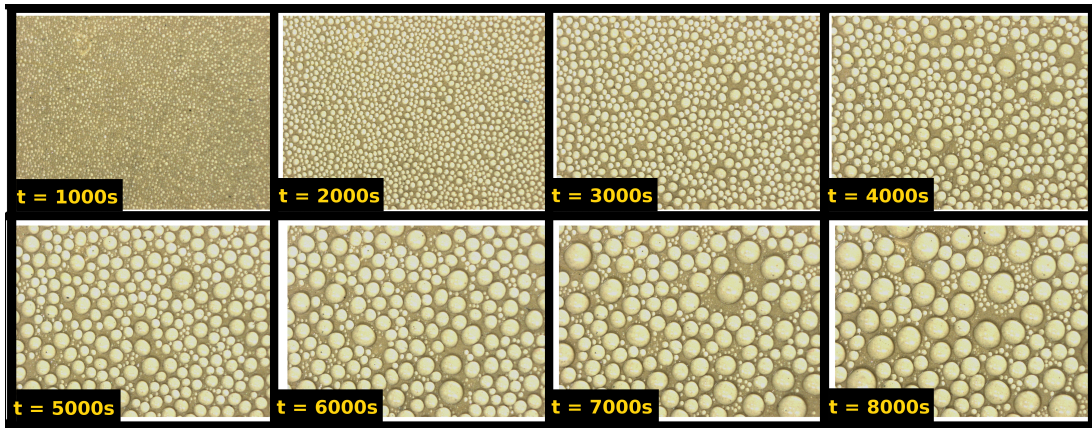


FIGURE 5.4 – Condensation par refroidissement conductif. Surface de condensation : Composite n°1.  $T_{air} = 24^{\circ}C$ ,  $HR = 48\%$ ,  $T_s = 6^{\circ}C$ . Taille images :  $6.1 \times 4.6 \text{ mm}^2$

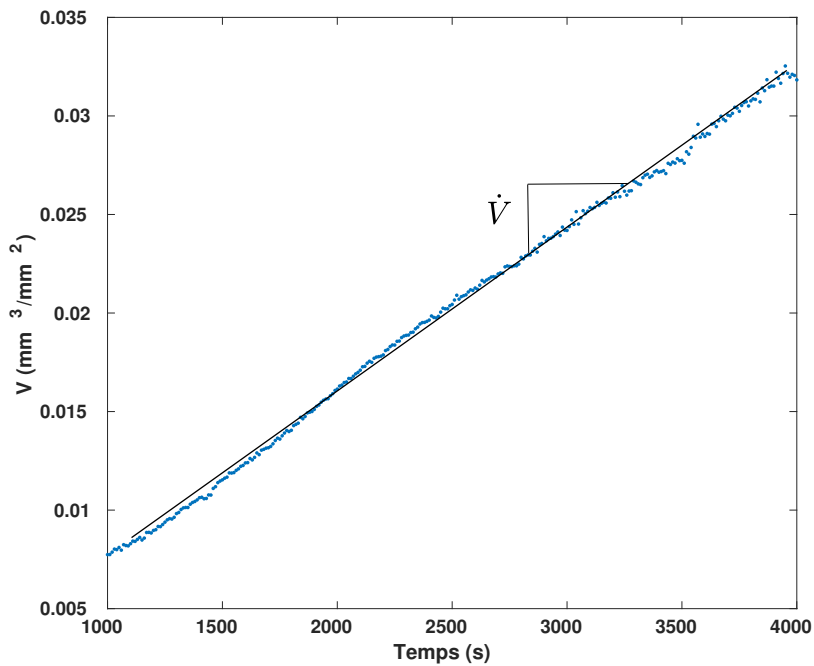


FIGURE 5.5 – Evolution du volume d'eau condensé par unité de surface  $V$  avec un refroidissement conductif. Surface de condensation : Composite n°1.  $T_{air} = 24^{\circ}C$ ,  $HR = 48\%$ ,  $T_s = 6^{\circ}C$ .  $\dot{V} = 8.2 \times 10^{-6} \text{ mm}^3 \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

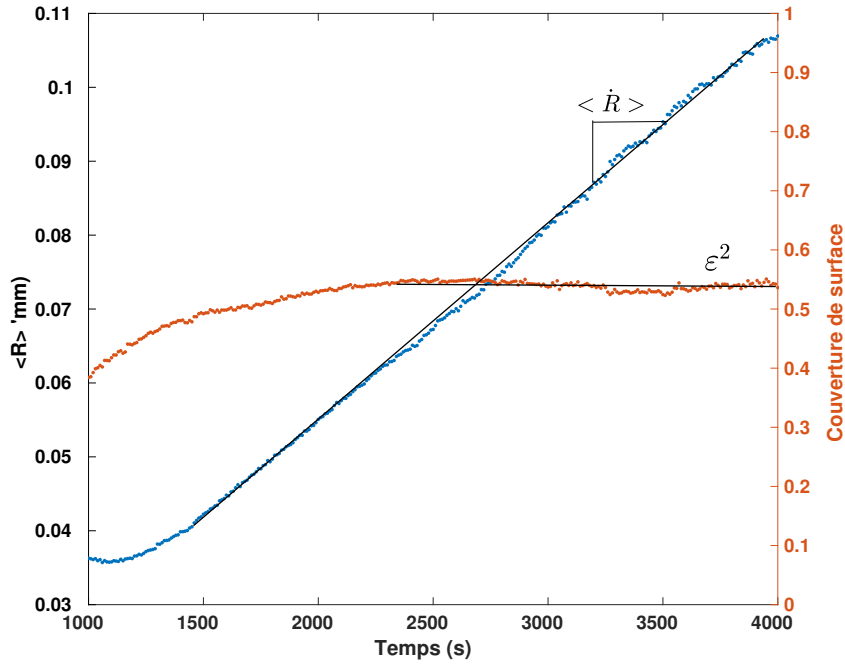


FIGURE 5.6 – Evolution du rayon moyen  $\langle R \rangle$  et du taux de couverture de surface  $\varepsilon^2$  avec un refroidissement conductif. Surface de condensation : Composite n°1.  $T_{air} = 24^\circ C$ ,  $HR = 48\%$ ,  $T_s = 6^\circ C$ .  $\langle \dot{R} \rangle = 2.6 \times 10^{-5} mm.s^{-1}$ ,  $\varepsilon^2 = 0.54$

De la même manière que pour l'expérience avec refroidissement radiatif on observe un taux de croissance du rayon de Sauter linéaire  $\langle \dot{R} \rangle = 2.6 \times 10^{-5} mm.s^{-1}$  et un taux de couverture de surface tendant vers une valeur constante de  $\varepsilon^2 = 0.54 \pm 0.02$ , correspondant à un angle en condensation de  $\theta_c = 82.8 \pm 3.6^\circ$ . Les valeurs de  $\varepsilon^2$  et  $\theta_c$  sont comparables aux valeurs obtenues par un refroidissement radiatif, en accord avec le fait que la même surface de condensation soit utilisée dans les deux cas. En remontant à l'épaisseur de film équivalent grâce aux équations (1.20) et (1.21) nous obtenons  $\dot{h} = 7.8 \times 10^{-6} mm.s^{-1}$ .

### Distribution des tailles de gouttes

Nous cherchons ici à comparer la distribution des tailles de gouttes pour une assemblée de gouttes obtenue par refroidissement radiatif et pour une assemblée de gouttes obtenue par refroidissement conductif. Les deux expériences mentionnées ci-dessus n'étant pas réalisées dans les mêmes conditions expérimentales de température, d'humidité et de puissance de refroidissement, leur taux de condensation ne sont pas égaux et les assemblées de gouttes ne grossissent pas à la même vitesse. Ainsi si l'on veut comparer la distribution de taille des gouttes il est nécessaire de se placer non pas à temps égal mais à rayon de Sauter  $\langle R \rangle$  égal. Nous considérons donc l'assemblée à  $t=3000s$  de l'expérience radiative et l'assemblée à  $t=7610s$  de l'expérience conductive. L'analyse du contour des gouttes par la méthode décrite dans la section 2.3 permet d'une part de vérifier que  $\langle R \rangle = 0.2mm$  dans les deux cas et d'autre part de calculer la distribution de chaque assemblée. Les figures 5.7 et 5.8 montrent les distributions calculées pour les deux assemblées.



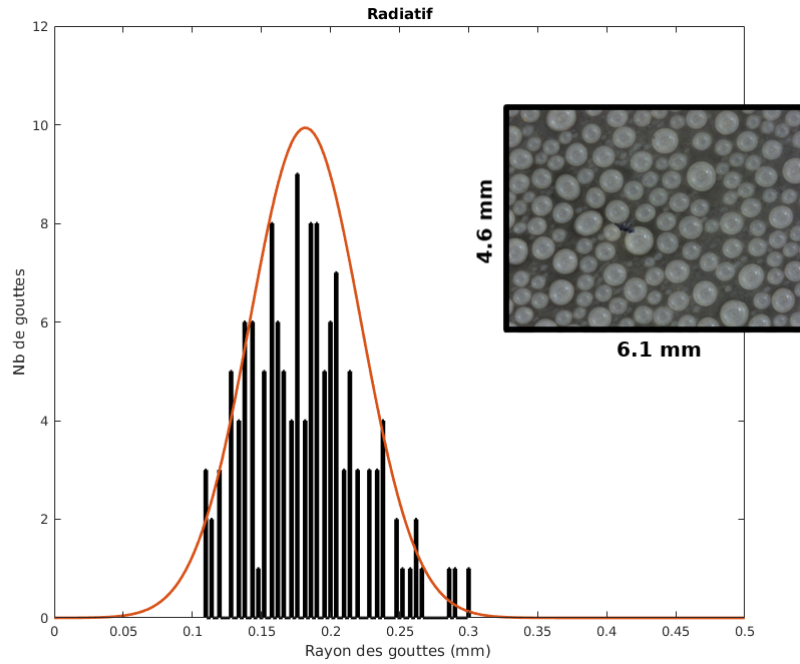


FIGURE 5.7 – Distribution de taille des gouttes. Refroidissement radiatif ;  $t=3000s$  ; Surface de condensation : Composite n°1 ;  $\langle R \rangle = 0.2mm$  ;

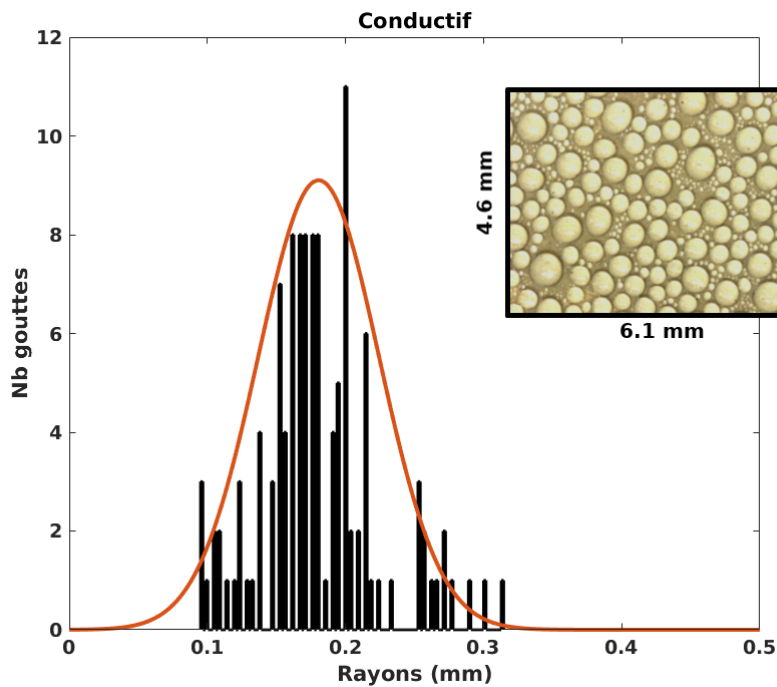


FIGURE 5.8 – Distribution de taille des gouttes. Refroidissement conductif ;  $t=7610s$  ; Surface de condensation : Composite n°1 ;  $\langle R \rangle = 0.2mm$  ;

Nous voyons que dans les deux cas la distribution de taille des gouttes répond à la même loi normale, centrée autour de la valeur du rayon de Sauter. Néanmoins une telle distribution indique un nombre de gouttes de petite taille très faible, en contradiction avec l'observation. Cela est dû au fait que les gouttes de petite taille apparaissent moins nettement sur les images,

rendant la méthode de détection des contours moins robuste pour celles-ci.

### Conclusion sur l'impact du refroidissement radiatif sur la condensation

Au moyen de deux expériences nous avons étudié la croissance d'une assemblée de gouttes sur une même surface, en utilisant un refroidissement radiatif pour la première et un refroidissement conductif pour la seconde. Grâce à une méthode de reconnaissance des contours des gouttes nous avons pu observer la dynamique de croissance de ces assemblées et constater deux points importants. Premièrement les deux méthodes de refroidissement produisent des assemblées de gouttes dont la dynamique de croissance est similaire et en accord avec la théorie du film équivalent. Deuxièmement, à rayon de Sauter équivalent, la distribution de taille des gouttes est identique quelque soit le mode de refroidissement. La différence entre une condensation par refroidissement radiatif et une condensation par refroidissement conductif est donc indépendante de la dynamique de croissance et de l'organisation spatiale des gouttes. Cela pouvait être anticipé, car la dynamique de croissance des gouttes individuelles et leur interaction par coalescence ne dépendent pas des détails thermiques, mais seulement de la dimensionnalité des gouttes et de celle du substrat [17].

Ce travail montre qu'il est possible d'étudier les propriétés radiatives d'une assemblée de gouttes en utilisant un refroidissement conductif.

## 5.2 Modèle de l'émissivité d'une assemblée de gouttes

Lors d'une condensation par refroidissement radiatif, le paramètre pilotant l'échange thermique par rayonnement est l'émissivité de la surface de condensation. Néanmoins l'émissivité d'une assemblée de gouttes condensées sur une surface est une donnée complexe. En effet celle-ci doit prendre en compte l'émissivité propre de la surface ainsi que celle des gouttes condensées dessus.

Note : Dans ce qui suit, nous appellerons "substrat" la surface de base sur laquelle reposent les gouttes, "assemblée de gouttes" les gouttes en elles-même et "surface de condensation" l'ensemble {substrat + assemblée}.

La figure 5.9 permet d'appréhender cette complexité en montrant une assemblée de gouttes observée par une caméra thermique (voir section 2.4). A chaque pixel correspond une valeur de luminance reçue par la caméra en provenance de la surface, luminance qui peut être issue d'une émission de la surface de condensation et/ou d'une réflexion par la surface de condensation. Plus la couleur est claire, plus la caméra reçoit de luminance. L'ensemble des gouttes et du substrat étant à la même température, l'équation de la radiométrie (2.1) montre que chaque nuance de couleur correspond à une valeur d'émissivité différente. Dans le but d'expliquer ces variations d'émissivités et de prédire l'émissivité globale de la surface de condensation, nous créons un modèle simplifié.

Le modèle décrit ci-dessous a pour but de déterminer les propriétés radiatives d'émission et de réflexion d'une surface de condensation dans la direction normale à la surface de condensation. Dans un premier temps les propriétés d'une seule goutte posée sur un substrat sont décrites, extrapolées par la suite à toute une assemblée de gouttes.

### Précisions

Dans ce modèle, les grandeurs utilisées sont monochromatiques. Néanmoins pour simplifier les notations l'indice  $\lambda$  est volontairement omis.

Nous appelons  $\rho_e$  le coefficient de réflectivité monochromatique normale de l'interface air/eau, définie dans la section 2.5.

Nous appelons  $\tau_e$  le coefficient de transmission monochromatique d'une colonne d'eau d'épaisseur quelconque, définie dans la section 2.5.  $\tau_e$  varie en fonction de l'épaisseur de la colonne d'eau selon la relation (2.6).

Nous appelons  $\varepsilon_e$  l'émissivité monochromatique directionnelle d'une colonne d'eau d'épaisseur quelconque, définie dans la section 2.5.  $\varepsilon_e$  varie en fonction de l'épaisseur de la colonne d'eau selon les relations (2.8) et (2.6)s.

Nous appelons  $\rho_s$  la réflectivité totale normale du substrat que l'on considère être un corps gris et opaque. En appliquant la loi de Kirchoff et la conservation de l'énergie on définit l'émissivité normale du substrat  $\varepsilon_s = 1 - \rho_s$ .

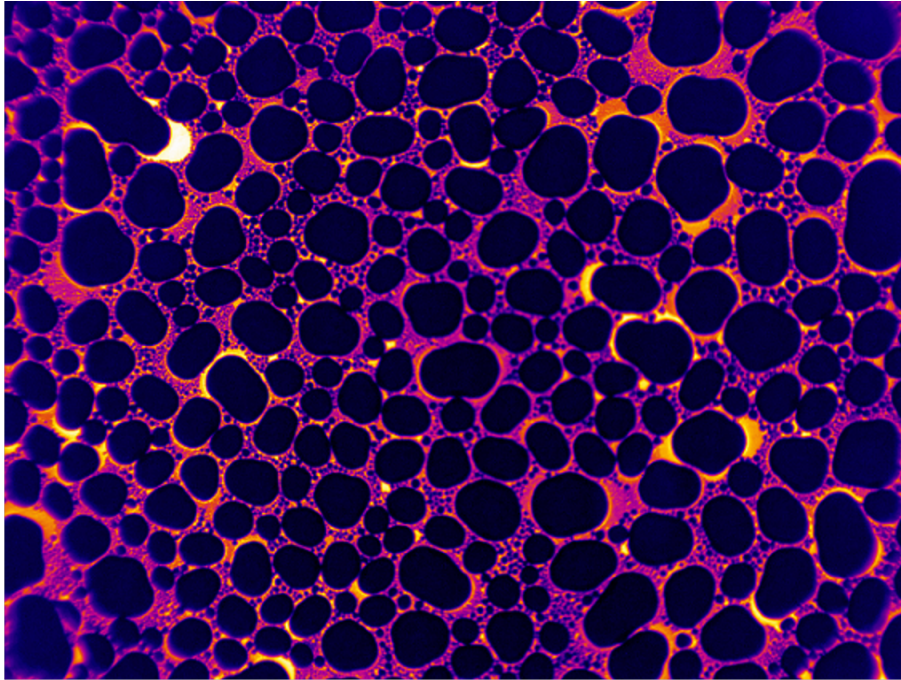


FIGURE 5.9 – Condensation sur Composite n°2 observée avec une caméra thermique. Refroidissement conductif.  $t=4000s$ .  $\theta_c = 65.9^\circ$ . Taille de l'image :  $16 \times 12mm^2$ .  $T_a = 27^\circ C$ .  $HR = 62\%$ .  $T_s = 7.6^\circ C$ . Emissivité du substrat  $\varepsilon_s = 0.05$

### 5.2.1 Calcul des propriétés radiatives d'une goutte posée sur un substrat

Nous cherchons ici à modéliser l'émissivité et le coefficient de réflexion de l'ensemble {goutte posée + substrat} dans la direction normale à la surface de condensation. La figure 5.10 présente le schéma d'une goutte hémisphérique posée sur un support. La luminance émise par la goutte  $L^e$  dans la direction normale au support forme un angle  $\theta_1$  avec la normale de la surface de la goutte et provient d'une direction formant un angle  $\theta_2$  avec cette dernière, ceci étant dû à la réfraction du rayonnement lors du changement de milieu. Le même effet se produit pour une luminance incidente  $L^i$  provenant d'une direction normale au support de la goutte. Ainsi déterminer l'émissivité et le coefficient de réflexion d'une goutte dans une direction donnée

nécessite de connaître les valeurs directionnelles des propriétés radiatives de l'eau et de prendre en compte la réfraction du rayonnement.

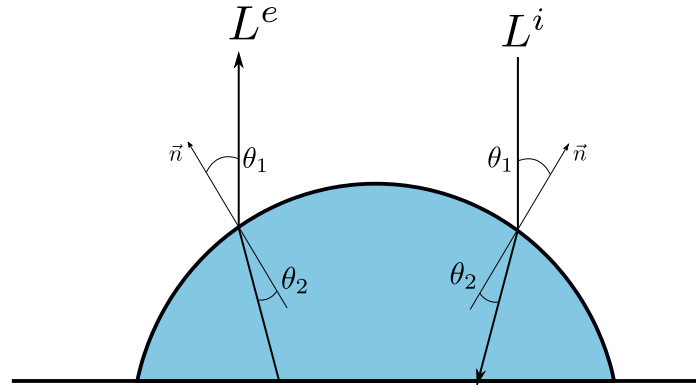


FIGURE 5.10 – Cheminement du rayonnement émis et incident au passage dans une goutte en forme de calotte sphérique.

Pour simplifier le problème, nous modélisons une goutte comme un cylindre de même rayon  $r$  que la goutte et de hauteur  $Z_m$  égale à l'épaisseur de la goutte en son sommet, comme représenté sur la figure figure 5.11. L'épaisseur du cylindre est dépendante de l'angle de contact de la goutte et est calculée par la relation (5.1) (voir calculs en annexe I). L'interface air/eau est ainsi parallèle au substrat. Nous faisons l'hypothèse que les luminances émises  $L^e$  et incidente  $L^i$  sont dans la direction normale à la surface de condensation – et par extension à l'interface air/eau. Par cette modélisation nous nous affranchissons des réfractions à l'interface ( $\theta_1 = \theta_2$ ) et nous pouvons utiliser les propriétés radiatives normales de l'eau.

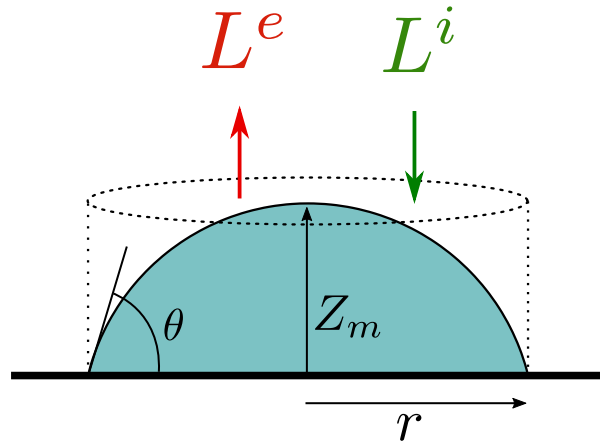


FIGURE 5.11 – Modèle simplifié d'une goutte.  $\theta$  : angle de contact ;  $r$  : rayon ;  $Z_m$  épaisseur de la goutte en son sommet ;  $L^e$  : luminance émise par le cylindre dans sa direction normale.

$$Z_m = \frac{r(1 - \cos\theta)}{\sin\theta} \quad (5.1)$$

L'analyse des luminances émises et réfléchies par une goutte posée sur un substrat nous permet de déterminer son coefficient de réflexion (5.2) et son émissivité (5.3). Les calculs sont effectués en annexe J.

$$R = \rho_e + \frac{\rho_s(1 - \rho_e)^2 \tau_e^2}{1 - \rho_s \rho_e \tau_e^2} \quad (5.2)$$

$$E = \frac{\varepsilon_e(1 - \rho_e)(1 + \rho_s\tau_e)}{1 - \rho_e\rho_s\tau_e^2} + \frac{\varepsilon_s(1 - \rho_e)\tau_e}{1 - \rho_e\rho_s\tau_e^2} \quad (5.3)$$

Note : on peut remarquer que l'on a bien conservation de l'énergie avec  $E = 1 - R$ .

L'émissivité de l'eau et sa transmittivité étant fonction de l'épaisseur considérée, il est possible de calculer l'émissivité de l'ensemble {goutte + substrat} en fonction de son épaisseur. De plus, comme les équations (5.2) et (5.3) sont des équations monochromatiques, il est possible de les intégrer sur l'intervalle désiré. Dans notre cas il est intéressant de connaître les valeurs totales sur l'intervalle de fonctionnement de la caméra thermique (voir section 2.4), soit  $[7.5 - 14]\mu m$  de manière à pouvoir effectuer des comparaisons entre le modèle et l'expérience. L'intervalle  $[2 - 50]\mu m$  est intéressant aussi puisque c'est dans cette plage de longueur d'ondes que les matériaux rayonnent leur énergie à température tempérée (voir courbes de luminance du corps noir, section 1.14). La figure 5.12 montre la valeur de l'émittance calculée de l'ensemble {goutte + substrat} pour les deux intervalles cités et pour des épaisseurs allant de  $1\mu m$  à  $1cm$ . Pour cela les valeurs de transmittivité, de réflectivité et d'émissivité de l'eau sont tirées de la section 2.5 et on prend comme matériau du substrat le Composite n°2 ( $\varepsilon_s = 0.05$ ).

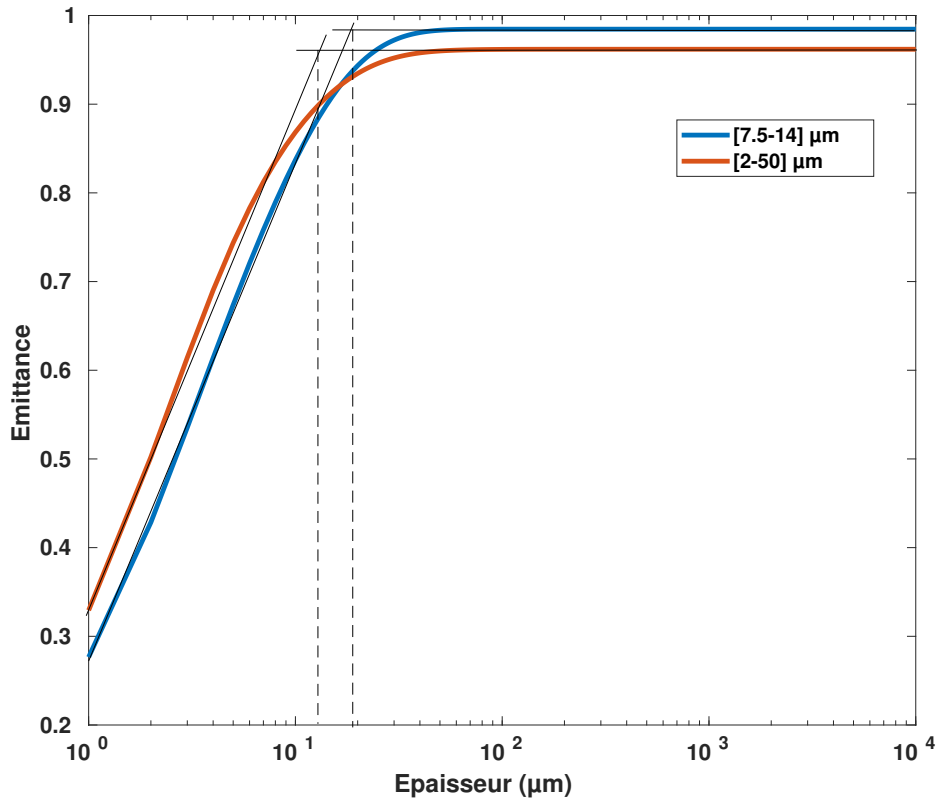


FIGURE 5.12 – Émittance d'une épaisseur d'eau posée sur un substrat réfléchissant en fonction de l'épaisseur d'eau.  $T = 283K$ ,  $\rho_s = 0.95$

L'analyse de la figure 5.12 montre des valeurs différentes de l'émittance en fonction de l'intervalle de longueur d'onde choisi, ceci étant directement relié aux variations des propriétés de l'eau sur ces deux intervalles (voir section 2.5). De plus on peut voir qu'il existe une épaisseur limite  $Z_{min}$  à partir de laquelle une goutte posée sur un substrat peut être considérée comme

opaque. Dans l'intervalle  $[7.5-14]\mu m$  on a  $Z_{min} \simeq 20\mu m$  avec une émittance au delà tendant vers 0.98. Dans l'intervalle  $[2-50]\mu m$  on a  $Z_{min} \simeq 13\mu m$  avec une émittance au delà tendant vers 0.96.

### 5.2.2 Calcul des propriétés radiatives d'une surface de condensation

Dans une assemblée il existe une grande variété de taille de gouttes, d'épaisseurs et d'émissivités différentes. Pour simplifier le problème nous ne nous intéressons qu'aux gouttes complètement opaques, c'est à dire dont l'épaisseur dépasse  $Z_{min}$ . De cette manière l'ensemble des gouttes présentes sur la surface possèdent la même émissivité. L'émissivité globale de la surface de condensation  $E_{sc}$  peut alors être définie par

$$E_{sc} = S_g E + (1 - S_g) \varepsilon_s \quad (5.4)$$

avec  $S_g$  la fraction de surface couverte par les gouttes,  $E$  l'émissivité d'une goutte posée déterminée dans la section précédente et  $\varepsilon_s$  l'émissivité du substrat.

En considérant qu'une assemblée de gouttes est composée de  $n$  générations de gouttes d'épaisseur moyenne supérieure à  $Z_{min}$ , la fraction de surface couverte par cette assemblée peut être calculée par l'équation (5.5) [16] avec  $\varepsilon^2$  le taux de couverture de surface d'une génération de goutte.

$$S_g = 1 - (1 - \varepsilon^2)^n \quad (5.5)$$

Enfin, en utilisant le même raisonnement on trouve le coefficient de réflexion de la surface de condensation

$$R_{sc} = S_g R + (1 - S_g) \rho_s \quad (5.6)$$

et en utilisant le fait que  $R = 1 - E$  et  $\rho_s = 1 - \varepsilon_s$ ,

$$R_{sc} = 1 - E_{sc} \quad (5.7)$$

### 5.3 Confrontation du modèle avec l'expérience

L'établissement du modèle des propriétés radiatives d'une goutte posée sur un substrat et d'une surface de condensation nous donne des clefs pour approfondir la lecture de l'image thermique de la condensation fournie par la caméra thermique. La figure 5.13 montre que l'on peut identifier quatre zones typiques que l'on peut retrouver sur une surface de condensation. La zone A entoure une goutte d'épaisseur supérieure à  $Z_{min}$ . Toutes les zones similaires sont donc des gouttes opaques au rayonnement ayant la même émissivité. Dans la zone B la surface claire est une portion du substrat qui vient d'être découverte par la coalescence de gouttes. Dans cette zone seul le substrat émet et réfléchit du rayonnement. La luminance reçue par la caméra est élevée car le substrat a une forte réflectivité ( $\rho_s = 0.95$ ) et réfléchit le rayonnement provenant de l'environnement à  $T_a = 27^\circ$ . La zone C montre une surface fraîchement découverte par une coalescence sur laquelle a nucléé une nouvelle génération de gouttes. Ces dernières étant de petite taille elles ne sont pas encore opaques. Enfin la zone D montre une génération de goutte ayant nucléé entre les gouttes de la zone A et ayant atteint l'épaisseur minimale pour devenir opaque.

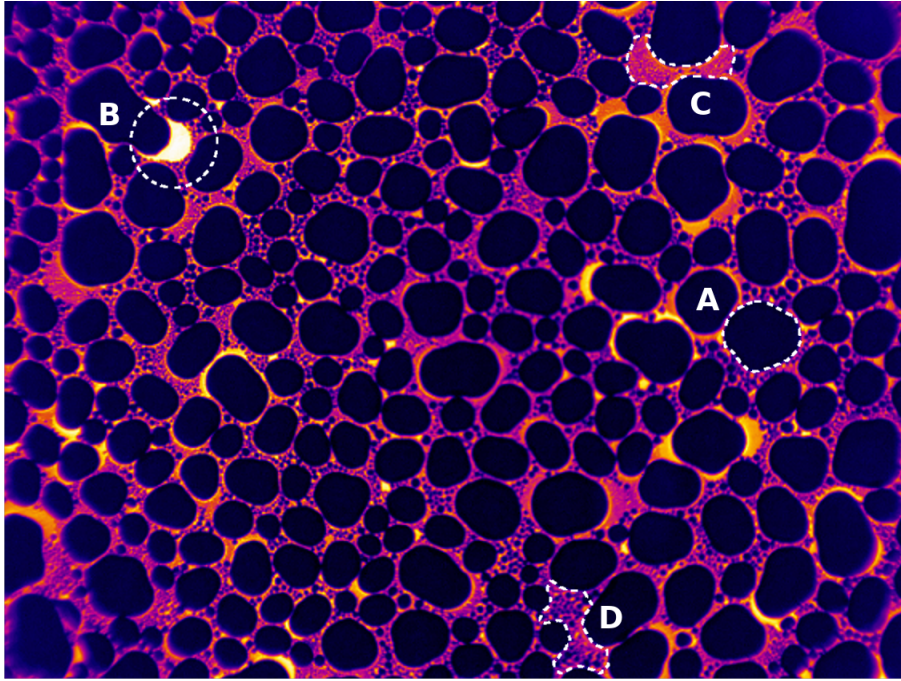


FIGURE 5.13 – Image thermique d’une assemblée de gouttes. A,B,C,D : voir texte.

En utilisant le modèle précédemment décrit nous effectuons un exemple de calcul de l’émissivité d’une surface de condensation et de la luminance moyenne partant de cette surface.

**Exemple de calcul d'une émissivité et d'une luminance de surface de condensation**

Nous traitons le cas de condensation sur du Composite n°2 présenté dans la figure 5.13. L'angle de contact en condensation est de  $\theta_c = 65.9 \pm 3.6^\circ$  et le taux de surface de couverture d'une génération de goutte de  $\varepsilon^2 = 0.63 \pm 0.02$ . L'émissivité du substrat est de  $\varepsilon_s = 0.05$ . La température de la surface est de  $T_s = 7.6^\circ$ , la température de l'ambiante de  $T_a = 27^\circ$ .

Grâce à la formule (5.1) nous pouvons calculer le rayon minimum  $r_{min}$  pour qu'une goutte ait une épaisseur de  $Z_{min} = 20\mu m$ . On obtient  $r_{min} = 31\mu m$ . La lecture de l'image thermique nous renseigne sur le fait que l'on peut considérer que trois générations de gouttes possèdent un rayon supérieur à  $r_{min}$  et sont par conséquent opaques.

En utilisant la valeur de  $\varepsilon^2$  dans l'équation (5.5) nous calculons la fraction de surface couverte par  $n = 3$  générations de gouttes.

Nous obtenons  $S_g = 0.95$

L'équation (5.4) nous permet ensuite de calculer la valeur théorique de l'émissivité de la surface de condensation dans l'intervalle de longueur d'onde  $[7.5 - 14]\mu m$ .

Nous obtenons  $E_{sc} = 0.93$ .

Enfin nous utilisons l'équation de la radiométrie (5.8) appliquée à la surface de condensation pour déterminer la luminance moyenne partant de la surface et mesurée par la caméra thermique.

$$L_{mes} = E_{sc}L^\circ(T_s) + (1 - E_{sc})L^\circ(T_a) \quad (5.8)$$

avec  $T_s$  la température de la surface de condensation et  $T_a$  la température de l'environnement externe.

On obtient  $L_{mes} = 4.41 \times 10^{-3} W.cm^{-2}.sr^{-1}$ .

### 5.3.1 Evolution de l'émissivité au cours du temps

En partant du constat que l'émissivité d'une surface de condensation est fonction de l'épaisseur des gouttes et que cette dernière augmente au cours de la condensation, nous interrogeons ici l'évolution temporelle de l'émissivité de la surface.

Le dispositif de condensation sur module Peltier décrit dans la section 2.2 est utilisé pour observer l'évolution de la luminance d'une surface de condensation au cours du temps, le protocole associé est utilisé. Deux expériences sont réalisées dans les mêmes conditions de température et d'humidité relative. La première utilise un substrat Composite n°2 ( $\varepsilon = 0.05$ ,  $\theta_c = 65.9^\circ$ ), la deuxième un substrat Composite n°3 ( $\varepsilon = 0.88$ ,  $\theta_c = 65.9^\circ$ ). Les deux substrats étudiés ont donc les mêmes propriétés de mouillage mais des émissivités différentes.

La figure 5.14 montre la luminance reçue par la caméra thermique observant la condensation sur une surface de Composite n°2. A l'instant  $t=0s$  aucune goutte n'est présente sur le substrat, la luminance reçue par la caméra provient de l'émission propre du substrat, très faible car



$\varepsilon_s = 0.05$ , et d'une réflexion du rayonnement ambiant, élevée car  $\rho_s = 0.95$ . A  $t=1000s$  des gouttes ont condensées sur la surface de condensation, modifiant son émissivité, tout en restant d'une taille suffisamment faible pour ne pas être opaque au rayonnement. Au fur et à mesure de la condensation les gouttes condensées deviennent opaques ( $\varepsilon = 0.98$ ) et le taux de couverture de ces gouttes se stabilise, amenant l'émissivité de la surface de condensation à une valeur constante.

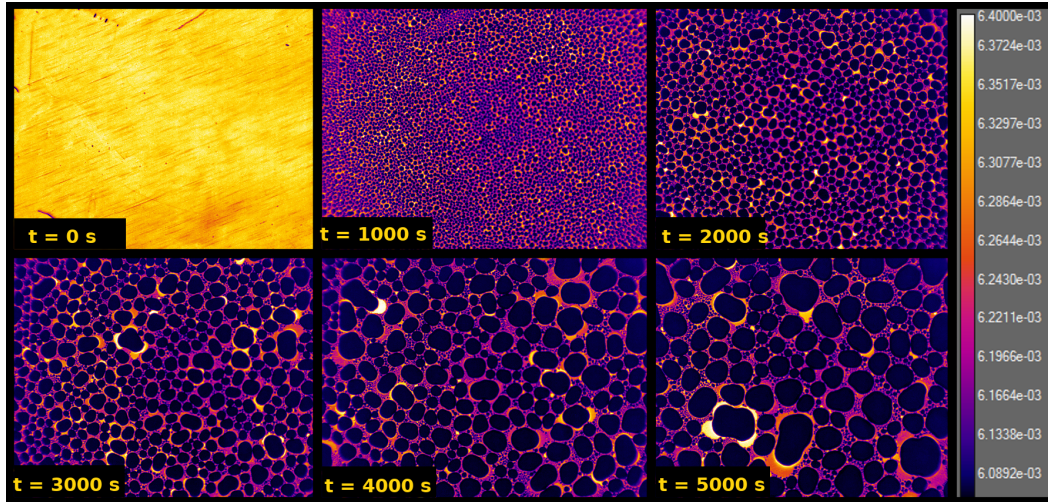


FIGURE 5.14 – Evolution de la condensation sur un substrat réfléchissant observé avec une caméra thermique. L'échelle à droite de l'image est la luminance mesurée par la caméra en  $W.cm^{-2}.sr^{-1}$ . Substrat : Composite n°2.  $HR = 48\%$ ,  $T_a = 26^\circ C$ ,  $T_s = 7.6^\circ C$

Les figures 5.15 et 5.16 présentent les résultats des deux expériences décrites ci-dessus. Sur ces courbes sont affichées trois luminances. La première, ligne orange pointillés, est la luminance émise par un corps noir à la température de la surface de condensation dans l'intervalle de longueurs d'onde de la caméra. Elle est calculée grâce à la mesure de la température de surface. Sa rapide diminution entre 0 et 1000s correspond au refroidissement de la surface de condensation par le module Peltier (voir protocole, section 2.2). La seconde, ligne orange pleine, est la luminance mesurée par la caméra thermique, moyennée sur la surface de condensation. La troisième, ligne verte pleine, est la luminance émise par le demi-espace entourant la surface de condensation, dans l'intervalle de longueurs d'onde de la caméra, calculée grâce à la mesure de la température ambiante. La dernière courbe, ligne bleue pleine, est l'émissivité de la surface de condensation, calculée par l'équation de la radiométrie 5.8.

On constate que dans les deux cas l'émittance à  $t=0s$  est égale à la valeur de l'émissivité du substrat et qu'elle augmente au cours de la condensation pour se stabiliser à une valeur plus élevée. Cette croissance est très rapide en début de condensation, correspondant à la nucléation des premières gouttes, mais diminue avec le temps au fur et à mesure que le taux de couverture des gouttes opaques se stabilise. L'effet est plus flagrant sur un substrat peu émissif, cela étant dû à l'importante différence d'émissivité entre la surface sèche et la surface mouillée.

Les valeurs des émissivités et des luminances mesurées en régime permanent permettent de confronter le modèle créé précédemment à l'expérience. Le tableau 5.1 donne les valeurs des émissivités et luminances calculées par le modèle et mesurées par l'expérience.

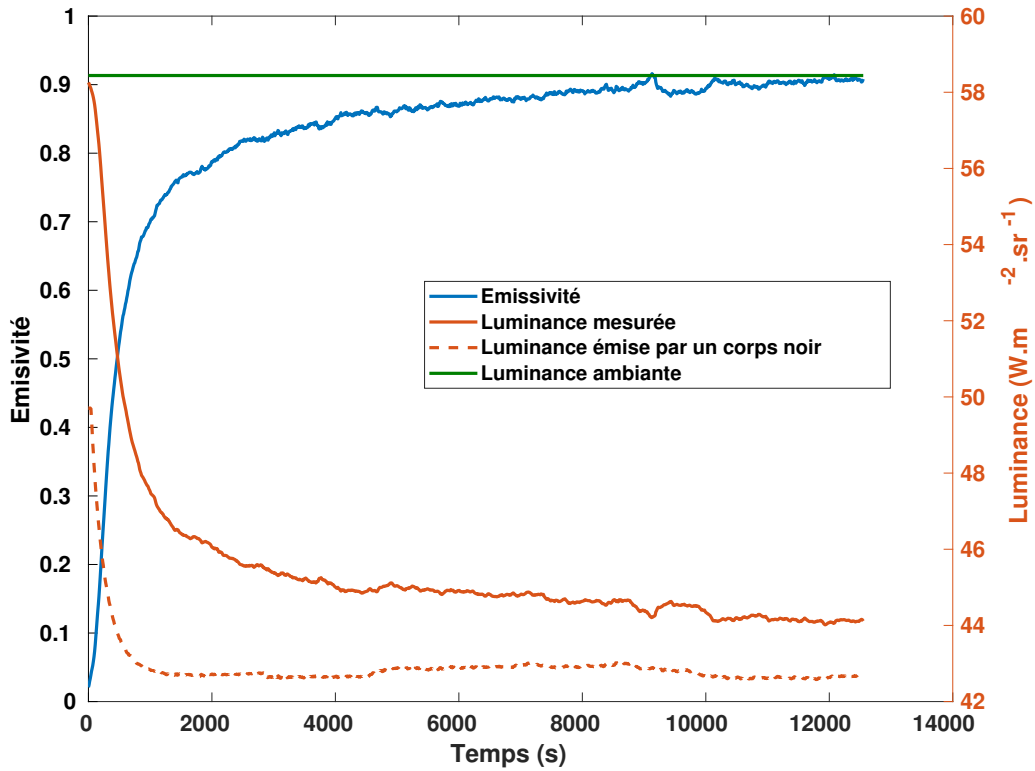


FIGURE 5.15 – Evolution de l'émissivité au cours de la condensation sur un substrat réfléchissant. Substrat : Composite n°2.  $HR = 48\%$ ,  $T_a = 26^\circ\text{C}$ ,  $T_s = 7.6^\circ\text{C}$

	Propriete	Lumimance expérimentale $W.m^{-2}.sr^{-1}$	$E_{sc}$ expérimental	Lumimance modèle $W.m^{-2}.sr^{-1}$	$E_{sc}$ modèle
Composite n°2	$\varepsilon_s = 0.05$ $\theta_c = 65.9^\circ$	$44.07 \pm 0.03$	$0.91 \pm 0.01$	44.14	0.93
Composite n°3	$\varepsilon_s = 0.88$ $\theta_c = 65.9^\circ$	$43.27 \pm 0.03$	$0.95 \pm 0.01$	43.12	0.95

TABLEAU 5.1 – Confrontation entre les résultats expérimentaux et théoriques.  $\varepsilon_s$  : émissivité du substrat ;  $\theta_c$  : angle de contact en condensation ;  $E_{sc}$  : émissivité de l'ensemble {substrat + gouttes}

Ces valeurs permettent premièrement de confirmer la robustesse du modèle pour décrire l'émissivité d'une surface de condensation. De plus elles permettent de constater que cette dernière n'est que peu influencée par l'émissivité du substrat dès lors qu'un régime permanent de condensation est atteint. En revanche l'émissivité du substrat est d'une grande importance en début de condensation dans le cas des matériaux réfléchissants puisque de son évolution dépend l'amorce de la condensation et qu'elle engendre un régime transitoire pouvant avoir une influence non négligeable sur le volume d'eau condensé.

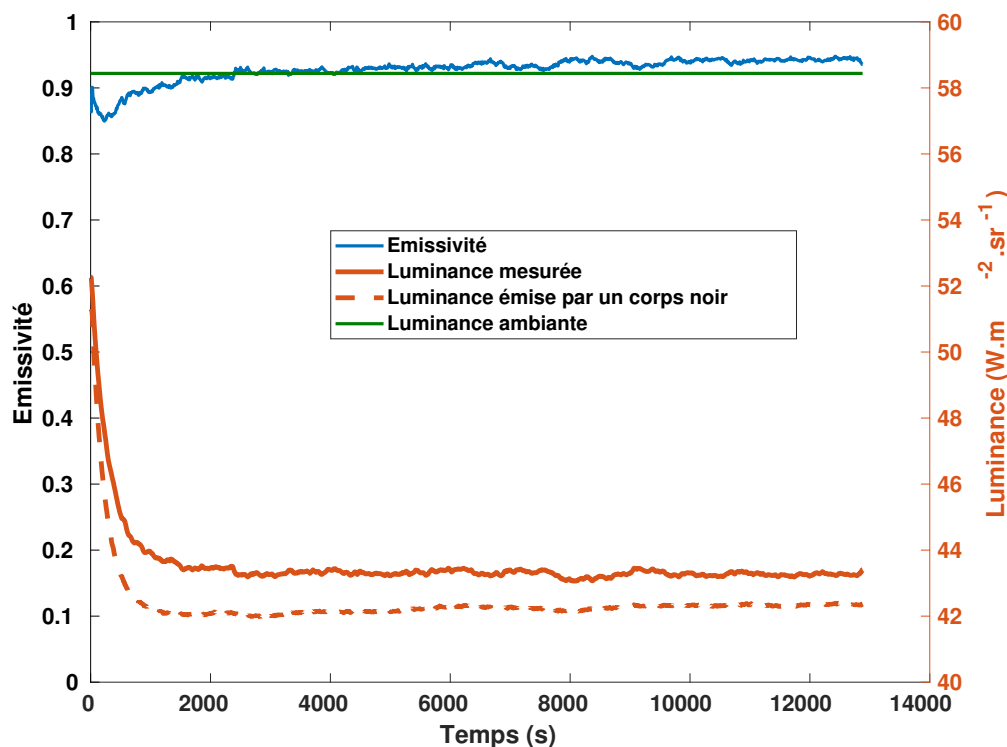


FIGURE 5.16 – Evolution de l'émissivité au cours de la condensation sur un substrat émissif. Substrat : Composite n°3.  $HR = 48\%$ ,  $T_a = 26^\circ\text{C}$ ,  $T_s = 6.7^\circ\text{C}$

## 5.4 Influence de l'émissivité sur le taux de condensation

Nous avons étudié dans les sections précédentes l'influence de l'émissivité du substrat sur l'émittance globale d'une surface de condensation et constaté qu'elle n'était pas significative en régime permanent de condensation mais cruciale en début de condensation. Le taux de condensation obtenu par refroidissement radiatif étant directement relié à cette émittance, nous utilisons le dispositif proposé dans le chapitre 4 pour le confirmer de manière quantitative.

Deux expériences sont réalisées dans les mêmes conditions de température et d'humidité relative. La première utilise un disque de 30 mm de diamètre de Composite n°2. La deuxième utilise un disque de 30 mm de diamètre de Composite n°3. Dans les deux expériences les disques sont positionnés sur le support et le protocole décrit dans la section 4.1 est appliqué. La température de la surface de condensation est mesurée grâce à un thermomètre infra rouge dont l'émissivité est réglée sur une valeur de 0.95.

### Condensation sur Composite n°3

La figure 5.17 montre l'évolution de la masse condensée sur le support dans l'expérience utilisant le Composite n°3 ainsi que l'évolution de la température de la surface de condensation. Concernant la masse on observe que celle-ci commence à augmenter dès l'instant  $t_0 = 0\text{ s}$ , pour atteindre un régime permanent vers  $t = 4000\text{ s}$  avec un taux de condensation  $\dot{M} = 3.95 \times 10^{-5}\text{ g.s}^{-1}$ . La température de la surface mesurée par le thermomètre infrarouge à l'instant initial  $t_0$  est de  $T_0 = 22.3^\circ\text{C}$ . Cette température diffère de la température réelle car l'émissivité du Composite n°3 diffère de l'émissivité de consigne du thermomètre infrarouge. Elle subit une augmentation rapide entre  $t_0$  et  $t_c = 1000\text{ s}$  puis diminue progressivement jusqu'à devenir stable

autour d'une valeur de  $T_c^\infty = 22.6^\circ C$ . On peut donc distinguer deux régimes :

1) Entre  $t_0 = 0$  s et  $t_c = 1000$  s la condensation débute sur le disque de Composite n°3, faisant augmenter la masse condensée sur le support et libérant de la chaleur latente. La température de la surface augmente.

2) Après  $t_c = 1000$  s des gouttes de condensation apparaissent sur les bords du support et participent à l'augmentation de masse du support. De plus elles modifient son émissivité et augmentent le transfert de chaleur par rayonnement. L'équilibre thermique du support s'en trouve modifié, et sa température diminue, entraînant une diminution de la température de surface du Composite n°3 jusqu'à  $T_c^\infty$ . Cette dernière correspond à la température réelle de la surface puisque son émissivité est de 0.95 (voir tableau 5.1). L'équilibre thermique est atteint et l'évolution de la masse condensée sur le support devient linéaire.

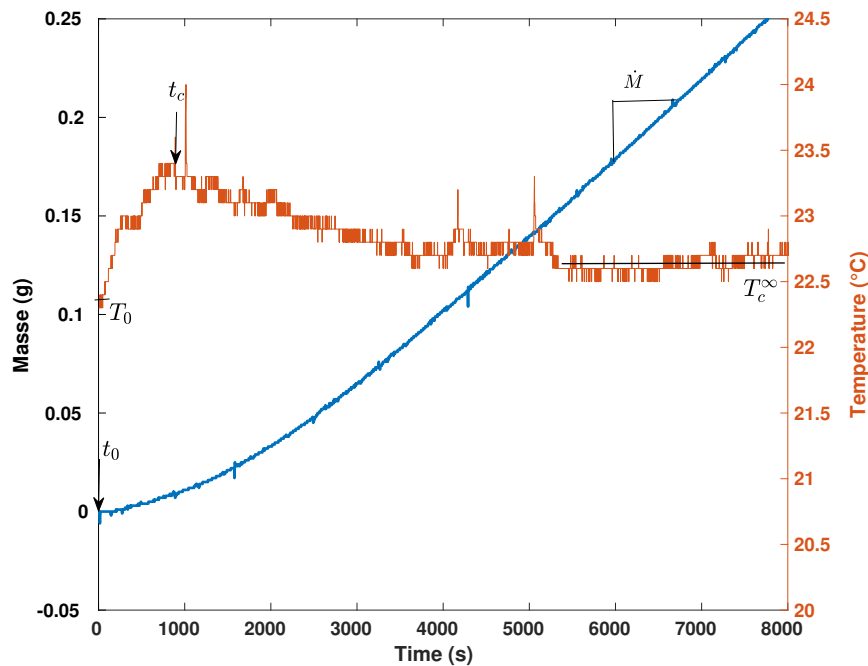


FIGURE 5.17 – Evolution de la masse condensée sur l'ensemble {support + disque de Composite n°3} et évolution de la température de surface. Substrat : Composite n°3;  $\dot{M}$  : taux de condensation sur l'ensemble {support + disque de Composite n°3};  $\varepsilon_s = 0.88$  : émissivité du substrat;  $T_a = 25.1^\circ C$ ;  $HR = 95\%$ ; Refroidissement radiatif

### Condensation sur Composite n°2

La figure 5.18 montre l'évolution de la masse condensée sur le support dans l'expérience utilisant le Composite n°3 ainsi que l'évolution de la température de la surface de condensation. Concernant la masse on observe que celle-ci augmente très peu dans les premiers instants de l'expérience. Une transition apparaît vers  $t_0 = 1000$  s, temps à partir duquel la masse augmente jusqu'à atteindre un régime permanent vers  $t = 4000$  s avec un taux de condensation  $\dot{M} = 4.13 \times 10^{-5} g.s^{-1}$ . La température de la surface mesurée par le thermomètre infrarouge à l'instant initial est de  $T_0 = 24^\circ C$  et reste constante jusqu'à  $t_a = 800$  s. Cette température diffère de la température réelle car l'émissivité du Composite n°3 diffère de l'émissivité de consigne du thermomètre infrarouge. Une transition s'effectue entre  $t_a = 800$  s et  $t_b = 1200$  s, la température mesurée chutant brutalement. En revanche aucune variation de masse n'est détectée. La température remonte ensuite rapidement jusqu'à  $t_c = 2000$  s puis diminue progressivement pour atteindre une valeur stable de  $T_c^\infty = 22.1^\circ C$ . On peut donc distinguer quatre régimes :

1) Entre  $t = 0$  s et  $t_a = 800$  s une très faible condensation apparaît sur le Composite n°2 augmentant très légèrement la masse condensée sur le support. La taille des gouttes condensées n'est néanmoins pas suffisante pour modifier l'émissivité de la surface de condensation, qui est égale à celle du Composite n°2.

2) Entre  $t_a = 800$  s et  $t_b = 1200$  s la taille des gouttes condensées devient suffisante pour augmenter l'émissivité de la surface de condensation. Cela augmente le flux radiatif échangé par cette dernière et diminue sa température. Il s'ensuit une réaction en chaîne, d'où la brutalité de la chute de température. De plus l'émissivité de la surface de condensation se rapproche de l'émissivité de consigne du thermomètre infrarouge et donne une lecture plus proche de la température réelle. La taille des gouttes condensées n'est néanmoins pas suffisante pour augmenter significativement la masse condensée sur le support. On définit le temps  $t_0 = (t_a + t_b)/2$  comme le temps initial de début de condensation.

3) Entre  $t_b = 1200$  s et  $t_c = 2000$  s on retrouve un comportement similaire à celui décrit pour le Composite n°3. La condensation des gouttes apporte de la chaleur latente au substrat, ce qui augmente la température de la surface jusqu'à une valeur maximale à  $t_c = 2000$  s.

4) Après  $t_c = 2000$  s la température de la surface diminue progressivement jusqu'à une valeur stable, ceci étant dû à la condensation de gouttes sur les côtés du support, tel qu'expliqué pour le cas de la condensation sur Composite n°3.

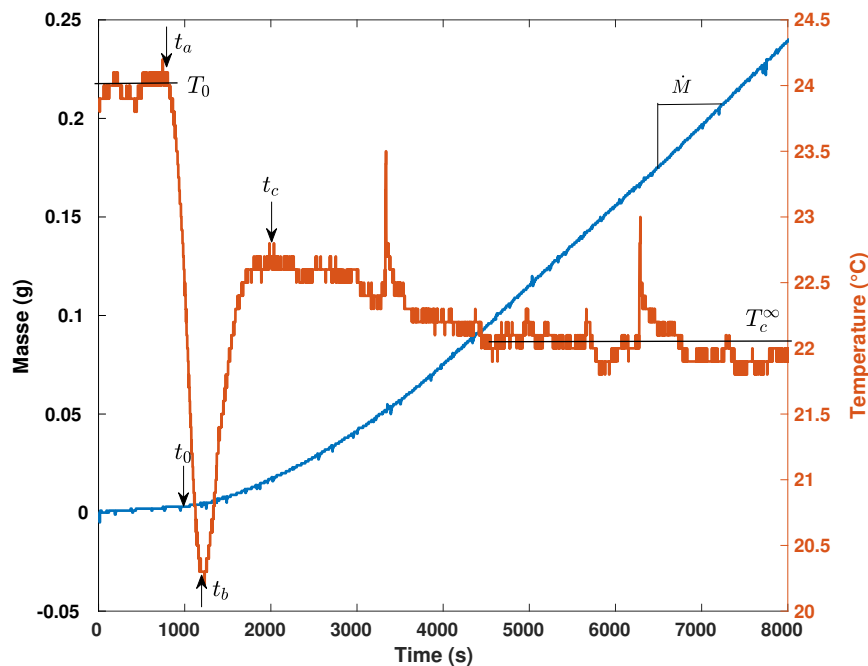


FIGURE 5.18 – Evolution de la masse condensée sur l'ensemble {support + disque de Composite n°2} et évolution de la température de surface. Substrat : Composite n°2;  $\dot{M}$  : taux de condensation sur l'ensemble {support + disque de Composite n°2};  $\varepsilon_s = 0.05$  : émissivité du substrat;  $T_a = 25.1^\circ\text{C}$ ;  $HR = 95\%$ ; Refroidissement radiatif;

#### Comparaison des courbes de masse

En affichant sur la même figure les courbes de masse des deux expériences, nous obtenons la figure 5.19. La courbe A correspond à la masse condensée sur l'ensemble {support + disque de Composite n°3} ( $\varepsilon = 0.88$ ), La courbe B correspond à la masse condensée sur l'ensemble {support + disque de Composite n°2} ( $\varepsilon = 0.05$ ).

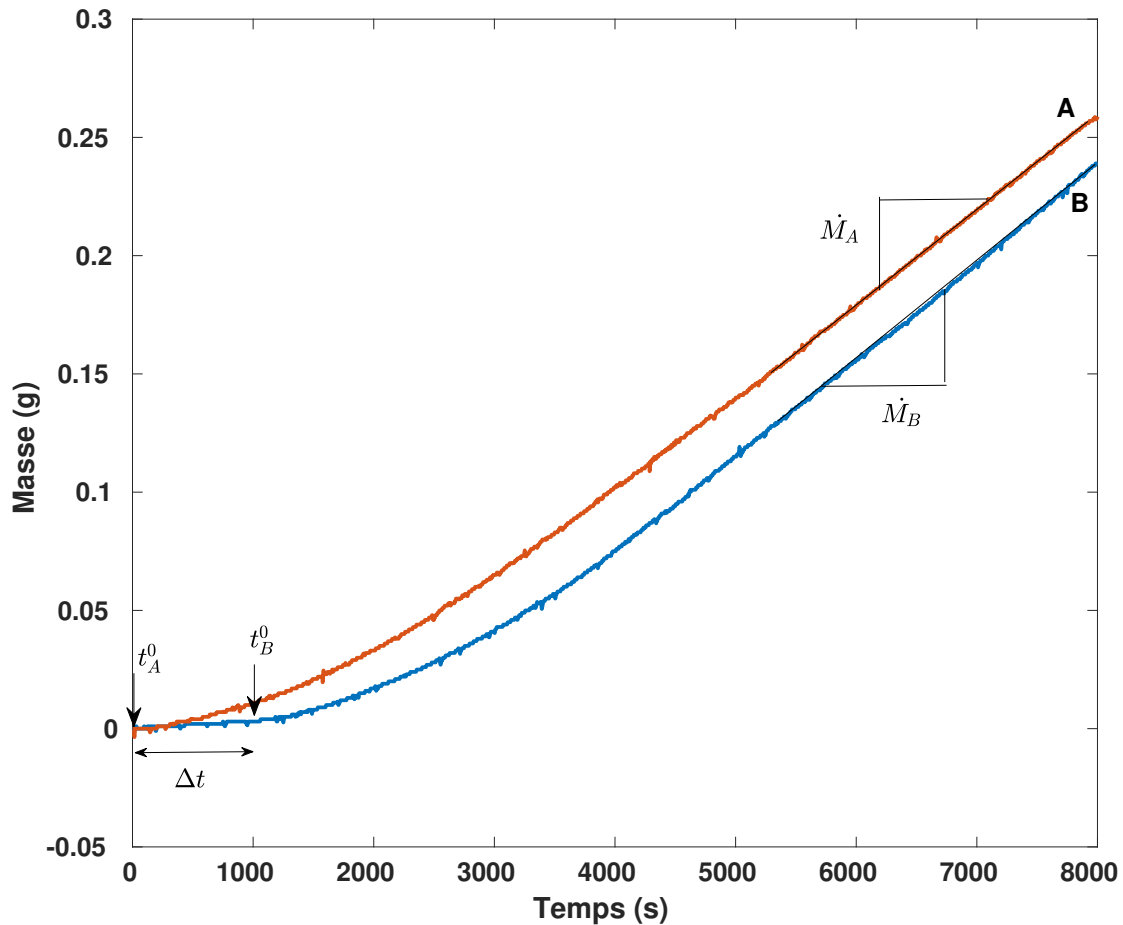


FIGURE 5.19 – Masse pesée en fonction du temps pour différentes émissivités du substrat. A : substrat Composite n°3 ( $\varepsilon = 0.88$ ) ; B : substrat Composite n°2 ( $\varepsilon = 0.05$ ) ; Refroidissement radiatif ;  $T_a = 25.1^\circ\text{C}$  ;  $HR = 95\%$  ;

Nous pouvons remarquer que l'augmentation de la masse condensée sur le support commence au temps  $t_A^0$  pour la courbe A et au temps  $t_B^0 = t_A^0 + \Delta t$  pour la courbe B. En régime permanent les taux de condensation sont néanmoins égaux avec  $\dot{M}_A = 3.95 \times 10^{-5} \text{g.s}^{-1}$  et  $\dot{M}_B = 4.13 \times 10^{-5} \text{g.s}^{-1}$

### Conclusion sur les expériences

L'analyse de la température de la surface de condensation nous permet d'expliquer la différence de comportement entre la condensation sur un substrat de forte émissivité (courbe A) et la condensation sur un substrat de faible émissivité (courbe B).

Pour la courbe A, le matériau du substrat posé sur le support est du Composite n°3, possédant une forte émissivité. Ainsi le flux radiatif net quittant le substrat est élevé et la différence de température entre le substrat et l'air est grande. Lorsque l'air humide entre dans la chambre de condensation à  $t_A^0$ , des gouttes se forment sur le substrat et grossissent rapidement. En effet une grande différence de température entre l'air et le substrat implique un taux de condensation élevé. L'émissivité de la surface de condensation est peu modifiée par la présence des gouttes puisque leurs émissivités respectives sont proches. Au fur et à mesure de la condensation un nouvel équilibre thermique est créé, résultant de la libération de chaleur latente par la condensation et

de la modification de l'émissivité de la surface de côté du support.

Pour la courbe B, le matériau du substrat posé sur le support est du Composite n° 2, de faible émissivité. Le flux radiatif net quittant le substrat est faible et la température de ce dernier proche de la température de l'air. Ainsi lorsque l'air humide arrive dans la chambre de condensation, le taux de condensation sur le substrat est très faible. Des gouttes nucléent néanmoins mais grossissent très lentement. L'évolution de la masse pesée est presque constante. Au bout d'un laps de temps  $\Delta t$  les gouttes présentes atteignent une taille suffisamment grande pour modifier l'émittance de la surface de condensation. Il s'ensuit une réaction en chaîne dans laquelle l'émissivité de la surface de condensation augmente, accroissant par la même le déficit radiatif, diminuant la température de la surface et augmentant le taux de condensation. Cette transition se termine lorsque l'émissivité de la surface de condensation devient stable à  $t_B^0$ . On se situe alors dans la même configuration qu'à l'instant  $t_A^0$  correspondant au début de la condensation sur le Composite n°3. L'évolution de la température et de la masse est ensuite en tout point similaire.

## 5.5 Conclusion sur la condensation en radiatif

Dans ce chapitre nous avons utilisé le dispositif développé dans le chapitre 4 pour réaliser une étude quantitative de la condensation sur des surfaces planes refroidies par échange radiatif.

En comparant la dynamique de croissance d'une assemblée de gouttes obtenue par un refroidissement radiatif à celle d'une assemblée de gouttes obtenue par refroidissement conductif, nous avons montré que la dynamique de croissance d'une assemblée de gouttes n'était pas influencée par la méthode de refroidissement de la surface de condensation.

En faisant varier l'émissivité d'un substrat tout en contrôlant ses propriétés de mouillage, nous avons étudié l'évolution de l'émissivité de l'ensemble substrat + assemblée de gouttes au cours de la condensation. Un résultat important est que l'émissivité du substrat joue un rôle crucial au début de la condensation, avant que l'aire couverte par les gouttes ne devienne constante. Ce régime transitoire peut être long et son impact sur le volume d'eau condensé peut être important. Un régime permanent est ensuite atteint dans lequel l'influence de l'émissivité du substrat est réduite.

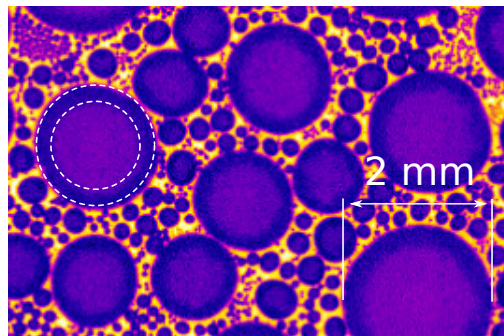


FIGURE 5.20 – Image d'une assemblée de gouttes condensées vue par une caméra thermique. Ligne pointillés : délimitation du halo.

Ces résultats amènent naturellement la question fondamentale des échanges radiatifs d'une goutte d'eau posée sur un substrat avec son environnement, en fonction de la taille de la goutte et de l'angle de contact. Nous avons proposé un modèle simplifié de ces échanges qui nous permet d'établir une expression pour l'émissivité moyenne d'une surface recouverte de gouttes d'eau condensées, et l'évolution de cette émissivité au cours de la condensation.

Enfin, l'étude par une caméra thermique de la luminance provenant d'une assemblée de gouttes condensée sur un substrat montre la complexité des propriétés radiatives de celle-ci. Le modèle simplifié proposé doit être raffiné en conséquence. Le cas du rayonnement émis et réfléchi

par une goutte en forme de calotte sphérique doit être abordé en considérant les réfractions du rayonnement par la goutte ainsi que la dépendance à la direction des propriétés radiatives de l'eau. En outre, l'analyse des images thermiques d'une assemblée de gouttes montre la présence d'un "halo" à l'intérieur de certaines gouttes. La figure 5.20 en montre une image. Celui-ci indique que la caméra thermique reçoit moins de luminance en provenance de cette zone de la goutte. Néanmoins les origines de ce phénomène ne sont pas bien comprises. En ce qui concerne l'émissivité d'une assemblée de gouttes, il serait particulièrement intéressant de déterminer si ce halo provient d'un effet optique ou d'un effet thermique.





# Conclusion

La collecte d'eau de rosée au moyen de condenseurs refroidis par échange radiatif présente des rendements relativement faibles (0,3 à 0,4 litre/m<sup>2</sup> /nuit). Les deux principales causes sont d'une part la faible émissivité des condenseurs et d'autre part l'accrochage des gouttes de rosée dû aux forces de tensions superficielles. Au petit matin, ces gouttes s'évaporent avant même d'être collectées.

Notre travail sur la production passive d'eau de rosée par refroidissement radiatif et sur la collecte de gouttes de condensation a permis d'apporter plusieurs éléments qui peuvent permettre d'améliorer l'efficacité de ce procédé.

Sur le plan de la **collecte par gravité**, nous avons proposé une nouvelle surface permettant d'améliorer la collecte passive des gouttes condensées en diminuant le temps nécessaire au décrochage des gouttes. Un simple traitement par sablage crée sur la surface une rugosité aléatoire de l'ordre de quelques microns. Nous avons montré que le décrochage des gouttes de condensation s'effectue plus rapidement sur la surface traitée par sablage que sur la même surface non traitée, diminuant le volume d'eau restant sur la plaque et augmentant le volume d'eau collecté. De plus, la reproductibilité de la collecte de l'eau est améliorée, en raison de la stabilité des sites de nucléation créés par le sablage. Nous avons quantifié l'effet des gouttes du bord supérieur de la plaque, dont la croissance est plus rapide que celle des gouttes du milieu de la plaque, et qui se détachent donc plus vite. Une augmentation de 30 % du volume de collecte est obtenue en combinant sablage et effets de bord.

Il faut souligner que dans ces expériences effectuées au laboratoire, et comme dans la plupart des travaux actuels portant sur la condensation, la surface de condensation était refroidie par contact. Les condenseurs passifs de rosée sont quant à eux refroidis, à l'extérieur, par échange radiatif avec l'atmosphère. Ceci a motivé la mise au point d'un nouveau dispositif expérimental permettant de **produire de la rosée en laboratoire par refroidissement radiatif**. Pour cela, nous avons entièrement conçu un prototype permettant de réaliser des échanges radiatifs entre un petit objet et une source froide. Nous avons caractérisé expérimentalement le refroidissement obtenu. La modélisation des échanges thermiques et leur calcul numérique a validé le caractère essentiellement radiatif du refroidissement. Puis, en utilisant ce dispositif dans un environnement humide, nous avons obtenu la condensation de gouttes d'eau sur des objets de géométries variées. Un résultat qualitatif particulièrement intéressant concerne la condensation rendue possible même sur des géométries très difficiles à refroidir par contact (ailettes).

Enfin, nous avons utilisé ce dispositif pour réaliser une étude quantitative de la **condensation sur des surfaces planes refroidies par échange radiatif**. Nous avons fait varier l'émissivité de la surface de condensation, tout en essayant de contrôler ses propriétés de mouillage. Un résultat important est que l'émissivité des gouttes d'eau domine l'état permanent de la condensation, l'influence de l'émissivité du substrat devenant alors marginale. Cependant l'émissivité du substrat joue un rôle crucial au début de la condensation, avant que l'aire couverte par les gouttes ne devienne constante. Ce transitoire peut être long et son influence sur le rendement final peut

être substantielle. Ces résultats amènent naturellement la question fondamentale des échanges radiatifs d'une goutte d'eau posée sur un substrat avec son environnement, en fonction de la taille de la goutte et de l'angle de contact. Nous avons proposé un modèle simplifié de ces échanges qui nous permet d'établir une expression pour l'émissivité moyenne d'une surface recouverte de gouttes d'eau condensées, et l'évolution de cette émissivité au cours de la condensation.

Ce travail ouvre plusieurs perspectives.

Le **dispositif de refroidissement radiatif** peut être amélioré. Une limitation de ce dispositif est sa petite taille : une version à plus grande échelle permettrait d'insérer des objets de taille de l'ordre de quelques dizaines de centimètres. Concernant les propriétés radiatives des surfaces à étudier, il serait très intéressant de tester des métamatériaux et des réactions chimiques atmosphériques liées à l'apparition de la rosée. Enfin, la condensation par froid radiatif sur des géométries complexes, dont nous avons montré la faisabilité, doit être poursuivie de manière quantitative (notamment sur des pointes et aiguilles).

La question des **échanges radiatifs entre une goutte condensée et son environnement** est une question complexe en raison de la géométrie de la goutte (lentille sphérique), qui nécessite de connaître les valeurs directionnelles des propriétés radiatives de l'eau, et la réfraction du rayonnement. Le modèle simplifié que nous avons proposé, en réduisant la goutte à un cylindre, ne tient pas compte de cette géométrie. Une modélisation plus poussée paraît nécessaire.

Concernant les **observations par caméra thermique**, plusieurs questions ont été soulevées dans ce travail qui pourraient être résolues en approfondissant la compréhension des images thermiques. Une voie de recherche très intéressante concerne notamment l'observation éventuelle de la convection thermocapillaire dans les gouttes pendant leur condensation.

# Annexe A

## Diagrame de l'air humide

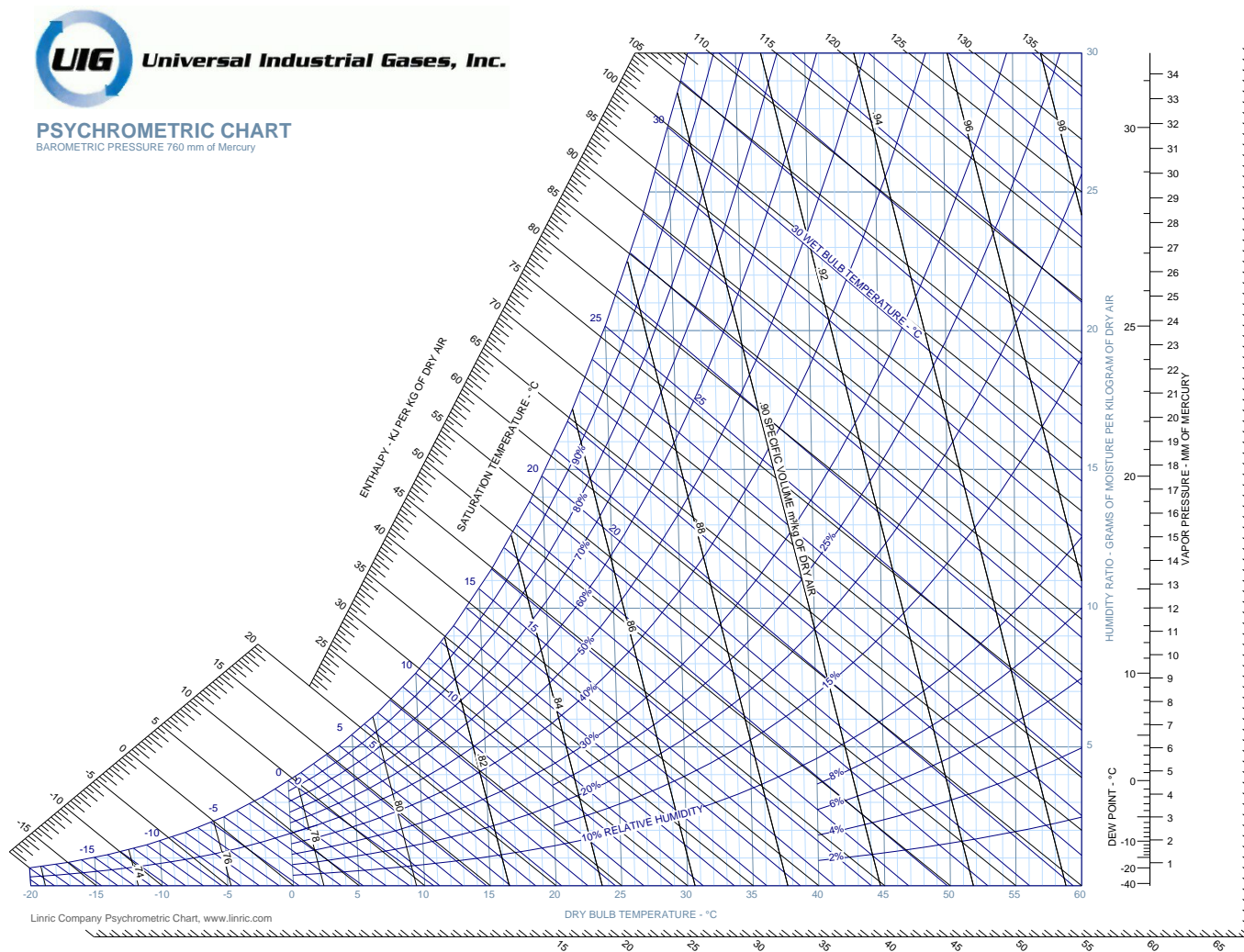


FIGURE A.1 – Diagrame de l'air humide.



## Annexe B

### Table d'émissivités



## Table of Total Emissivity cont'd

## METALS

Material	Temp °F (°C)	ε-Emissivity	Material	Temp °F (°C)	ε-Emissivity	Material	Temp °F (°C)	ε-Emissivity
Titanium			Tungsten			Uranium Oxide	1880 (1027)	.79
Alloy C110M,			Unoxidized	77 (25)	.02	Zinc		
Polished	300-1200 (149-649)	.08-.19	Unoxidized	212 (100)	.03	Bright, Galvanized	100 (38)	.23
* Oxidized at			Unoxidized	932 (500)	.07	Commercial 99.1%	500 (260)	.05
538°C (1000°F)	200-800 (93-427)	.51-.61	Unoxidized	1832 (1000)	.15	Galvanized	100 (38)	.28
Alloy Ti-95A,			Unoxidized	2732 (1500)	.23	Oxidized	500-1000 (260-538)	.11
Oxid. at			Unoxidized	3632 (2000)	.28	Polished	100 (38)	.02
538°C (1000°F)	200-800 (93-427)	.35-.48	Filament (Aged)	100 (38)	.03	Polished	500 (260)	.03
Anodized onto SS	200-600 (93-316)	.96-.82	Filament (Aged)	1000 (538)	.11	Polished	1000 (538)	.04
			Filament (Aged)	5000 (2760)	.35	Polished	2000 (1093)	.06

## NON-METALS

Material	Temp °F (°C)	ε-Emissivity	Material	Temp °F (°C)	ε-Emissivity	Material	Temp °F (°C)	ε-Emissivity
Adobe	68 (20)	.90	Granite	70 (21)	.45	Paints, Oil		
Asbestos			Gravel	100 (38)	.28	All colors	200 (93)	.92-.96
Board	100 (38)	.96	Gypsum	68 (20)	.80-.90	Black	200 (93)	.92
Cement	32-392 (0-200)	.96	Ice, Smooth	32 (0)	.97	Black Gloss	70 (21)	.90
Cement, Red	2500 (1371)	.67	Ice, Rough	32 (0)	.98	Camouflage Green	125 (52)	.85
Cement, White	2500 (1371)	.65	Lacquer			Flat Black	80 (27)	.88
Cloth	199 (93)	.90	Black	200 (93)	.96	Flat White	80 (27)	.91
Paper	100-700 (38-371)	.93	Blue, on Al Foil	100 (38)	.78	Gray-Green	70 (21)	.95
Slate	68 (20)	.97	Clear, on Al Foil (2 coats)	200 (93)	.08 (.09)	Green	200 (93)	.95
Asphalt, pavement	100 (38)	.93	Clear, on Bright Cu	200 (93)	.66	Lamp Black	209 (98)	.96
Asphalt, tar paper	68 (20)	.93	Clear, on Tarnished Cu	200 (93)	.64	Red	200 (93)	.95
Basalt	68 (20)	.72	Red, on Al Foil (2 coats)	100 (38)	.61 (.74)	White	200 (93)	.94
Brick			White	200 (93)	.95	Quartz, Rough, Fused	70 (21)	.93
Red, rough	70 (21)	.93	White, on Al Foil (2 coats)	100 (38)	.69 (.88)	Glass, 1.98 mm	540 (282)	.90
Gault Cream	2500-5000 (1371-2760)	.26-.30	Yellow, on Al Foil (2 coats)	100 (38)	.57 (.79)	Glass, 1.98 mm	1540 (838)	.41
Fire Clay	2500 (1371)	.75	Lime Mortar	100-500 (38-260)	.90-.92	Glass, 6.88 mm	540 (282)	.93
Light Buff	1000 (538)	.80	Limestone	100 (38)	.95	Glass, 6.88 mm	1540 (838)	.47
Lime Clay	2500 (1371)	.43	Marble, White	100 (38)	.95	Opaque	570 (299)	.92
Fire Brick	1832 (1000)	.75-.80	* Smooth, White	100 (38)	.56	Opaque	1540 (838)	.68
Magnesite, Refractory	1832 (1000)	.38	* Polished Gray	100 (38)	.75	Red Lead	212 (100)	.93
Gray Brick	2012 (1100)	.75	Mica	100 (38)	.75	Rubber, Hard	74 (23)	.94
Silica, Glazed	2000 (1093)	.88	Oil on Nickel			Rubber, Soft, Gray	76 (24)	.86
Silica, Unglazed	2000 (1093)	.80	0.001 Film	72 (22)	.27	Sand	68 (20)	.76
Sandlime	2500-5000 (1371-2760)	.59-.63	0.002 "	72 (22)	.46	Sandstone	100 (38)	.67
Carborundum	1850 (1010)	.92	0.005 "	72 (22)	.72	Sandstone, Red	100 (38)	.60-.83
Ceramic			Thick "	72 (22)	.82	Sawdust	68 (20)	.75
Alumina on Inconel	800-2000 (427-1093)	.69-.45	Oil, Linseed			Shale	68 (20)	.69
Earthenware, Glazed	70 (21)	.90	On Al Foil, uncoated	250 (121)	.09	Silica, Glazed	1832 (1000)	.85
Earthenware, Matte	70 (21)	.93	On Al Foil, 1 coat	250 (121)	.56	Silica, Unglazed	2012 (1100)	.75
Greens No. 5210-2C	200-750 (93-399)	.89-.82	On Al Foil, 2 coats	250 (121)	.51	Silicon Carbide	300-1200 (149-649)	.83-.96
Coating No. C20A	200-750 (93-399)	.73-.67	On Polished Iron, .001 Film	100 (38)	.22	Silk Cloth	68 (20)	.78
Porcelain	72 (22)	.92	On Polished Iron, .002 Film	100 (38)	.45	Slate	100 (38)	.67-.80
White Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	200 (93)	.90	On Polished Iron, .004 Film	100 (38)	.65	Snow, Fine Particles	20 (-7)	.82
Zirconia on Inconel	800-2000 (427-1093)	.62-.45	On Polished Iron, Thick Film	100 (38)	.83	Snow, Granular	18 (-8)	.89
Clay	68 (20)	.39	Paints			Soil		
* Fired	158 (70)	.91	Blue, Cu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	75 (24)	.94	Surface	100 (38)	.38
* Shale	68 (20)	.69	Black, CuO	75 (24)	.96	Black Loam	68 (20)	.66
* Tiles, Light Red	2500-5000 (1371-2760)	.32-.34	Green, Cu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	75 (24)	.92	Plowed Field	68 (20)	.38
* Tiles, Red	2500-5000 (1371-2760)	.40-.51	Red, Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	75 (24)	.91	Soot		
* Tiles,			White, Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	75 (24)	.94	Acetylene	75 (24)	.97
Dark Purple	2500-5000 (1371-2760)	.78	White, Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	75 (24)	.90	Camphor	75 (24)	.94
Concrete			White, ZnO	75 (24)	.95	Candle	250 (121)	.95
Rough	32-2000 (0-1093)	.94	White, MgCO <sub>3</sub>	75 (24)	.91	Coal	68 (20)	.95
Tiles, Natural	2500-5000 (1371-2760)	.63-.62	White, ZrO <sub>2</sub>	75 (24)	.95	Stonework	100 (38)	.93
* Brown	2500-5000 (1371-2760)	.87-.83	White, ThO <sub>2</sub>	75 (24)	.90	Water	100 (38)	.67
* Black	2500-5000 (1371-2760)	.94-.91	White, MgO	75 (24)	.91	Waterglass	68 (20)	.96
Cotton Cloth	68 (20)	.77	White, PbCO <sub>3</sub>	75 (24)	.93	Wood	Low	.80-.90
Dolomite Lime	68 (20)	.41	Yellow, PbO	75 (24)	.90	Beech Planed	158 (70)	.94
Emery Corundum	176 (80)	.86	Yellow, PbCrO <sub>4</sub>	75 (24)	.93	Oak, Planed	100 (38)	.91
Glass			Paints, Aluminium	100 (38)	.27-.67	Spruce, Sanded	100 (38)	.89
Convex D	212 (100)	.80	10% Al	100 (38)	.52			
Convex D	600 (316)	.80	26% Al	100 (38)	.30			
Convex D	932 (500)	.76	Dow XP-310	200 (93)	.22			
Nonex	212 (100)	.82	Paints, Bronze	Low	.34-.80			
Nonex	600 (316)	.82	Gum Varnish (2 coats)	70 (21)	.53			
Nonex	932 (500)	.78	Gum Varnish (3 coats)	70 (21)	.50			
Smooth	32-200 (0-93)	.92-.94	Cellulose Binder (2 coats)	70 (21)	.34			





## Annexe C

# Calcul des propriétés optiques du double vitrage

Le double vitrage est constitué de deux films parallèles de polypropylène de  $15 \mu\text{m}$  d'épaisseur, espacés de 13 mm et d'un diamètre de 8 cm. Leurs propriétés monochromatiques sont connues entre  $2.5 \mu\text{m}$  et  $25 \mu\text{m}$ . (voir figures).

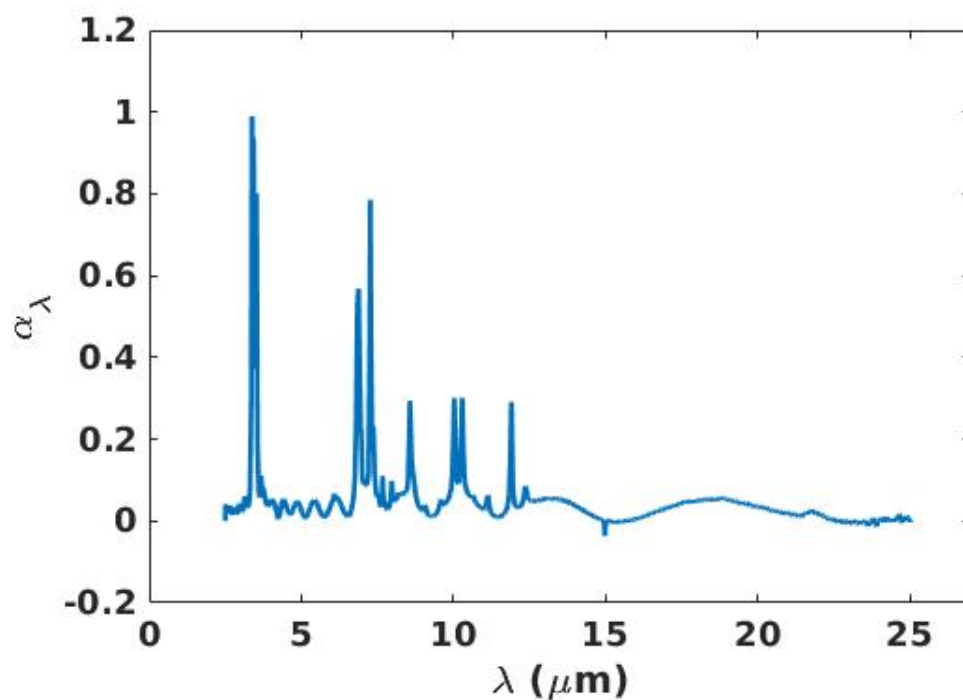


FIGURE C.1 – Absorptivité monochromatique pour un film de polypropylène de  $15\mu\text{m}$  d'épaisseur.

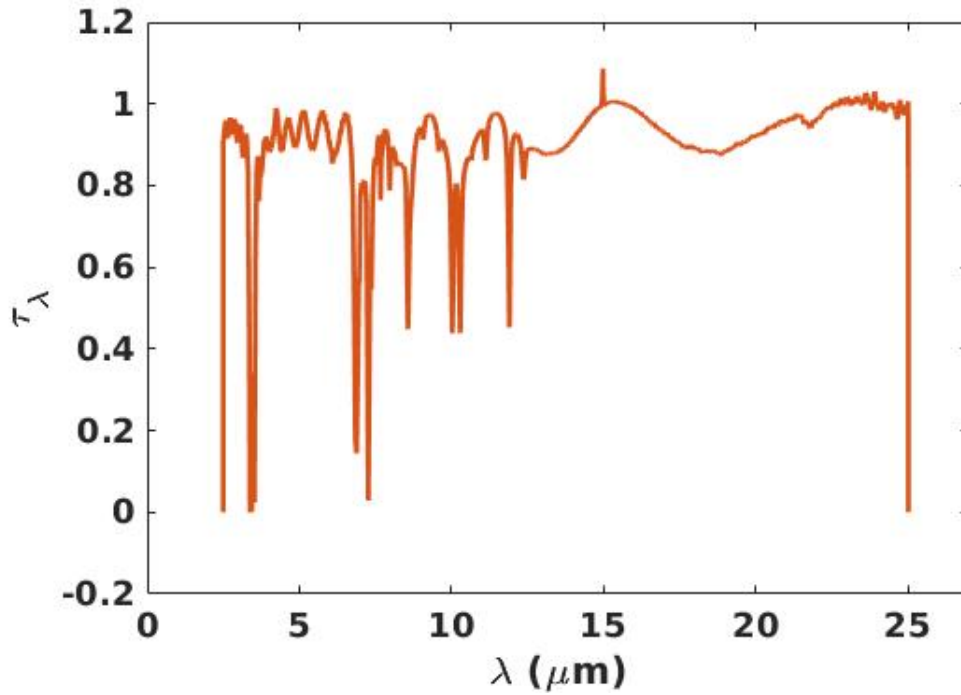


FIGURE C.2 – Transmittivité monochromatique pour un film de polypropylène de  $15\mu\text{m}$  d'épaisseur.

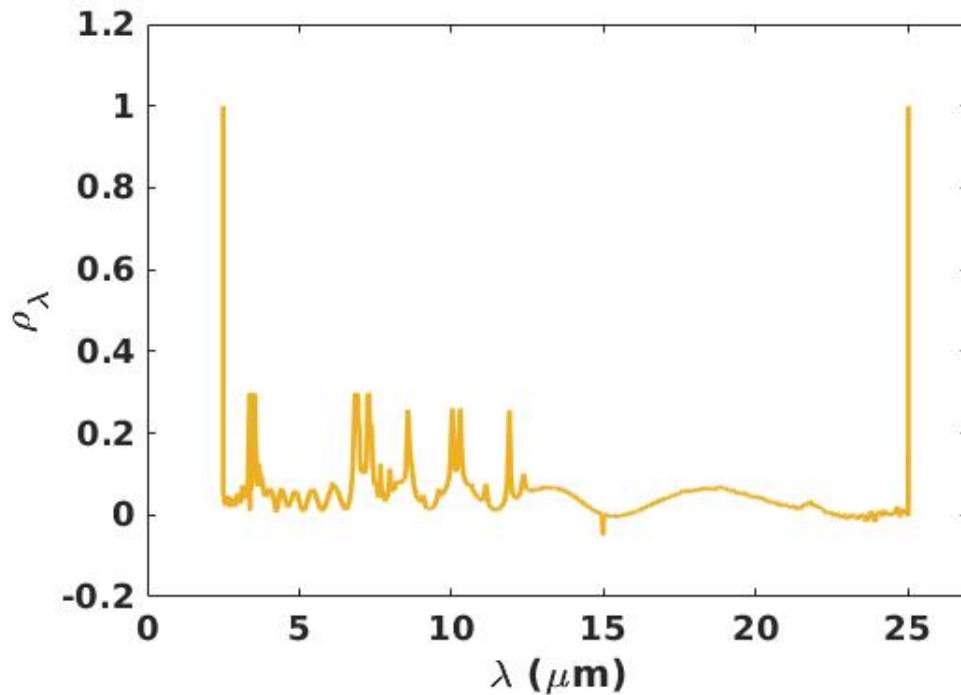


FIGURE C.3 – Reflectivité monochromatique pour un film de polypropylène de  $15\mu\text{m}$  d'épaisseur.

### Flux et hypothèses

La répartition des flux est montrée sur la figure C.4.  $\varphi^i$  est la densité de flux incidente au double vitrage.  $T\varphi^i$  est la part du rayonnement incident transmise par le double vitrage,  $R\varphi^i$  est la part du rayonnement incident réfléchi par le double vitrage et  $A\varphi^i$  est la part du rayonnement absorbée par le double vitrage et transformée en énergie interne. Enfin  $\varphi^e$  est la densité de flux

émise par le double vitrage.

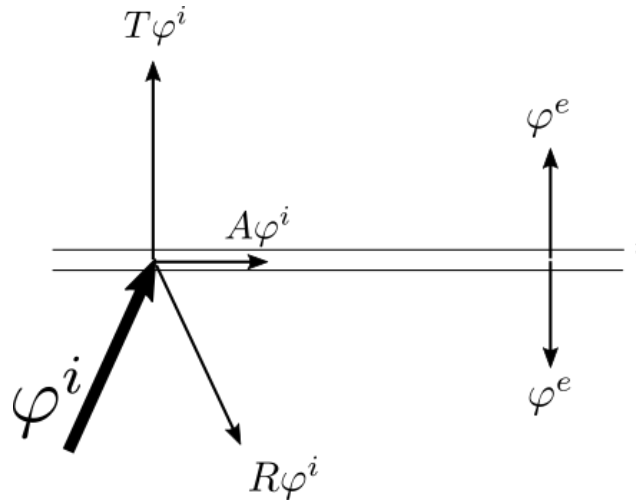


FIGURE C.4 – Schéma simplifié du double vitrage.  $\varphi^i$  : densité de flux incident à la face inférieure.  $T$  : Coefficient de transmission.  $R$  : Coefficient de réflexion.  $A$  : Coefficient d'absorption.  $\varphi^e$  : densité de flux émise par le double vitrage.

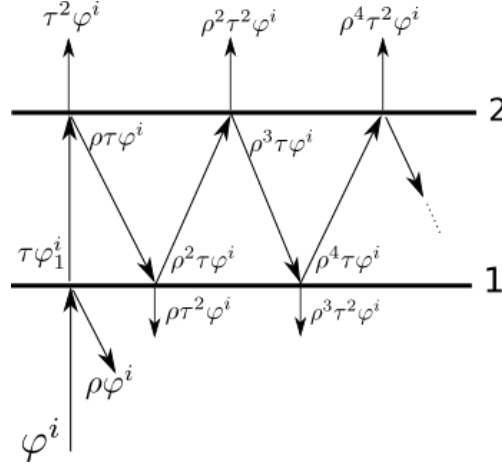
Certaines hypothèses sont faites :

- Les films sont considérés infiniment longs et d'épaisseur nulle.
- Les densités de flux incidentes et émises sont considérées comme isotropes et homogènes.
- Les propriétés des deux films sont identiques.
- L'air est considéré comme étant totalement transparent.
- On considère que les deux films sont à la même température.

Les grandeurs en jeu sont des grandeurs monochromatiques, néanmoins  $\lambda$  est volontairement omis pour simplifier les notations.

Comme il y a deux interfaces, les films 1 et 2, les propriétés d'absorption, de réflexion et de transmission du double vitrage  $A$ ,  $R$  et  $T$  ne sont pas égales aux propriétés individuelles de chaque film  $\alpha$ ,  $\rho$ ,  $\tau$ . On utilisera donc des majuscules pour les facteurs concernant le double vitrage et des minuscules pour les facteurs concernant les films individuels.

#### Détermination du facteur de transmission $T$ du double vitrage.


 FIGURE C.5 – Trajet du flux incident inférieur  $\varphi^i$ .

On appellera  $\varphi^s = T\varphi^i$  le flux sortant de la surface supérieure du film 2 et correspondant à la part du flux incident transmise par le double vitrage.

Pour passer de  $\varphi^i$  à  $\varphi^s$  plusieurs étapes sont nécessaires :

- Premièrement le flux incident rencontre le film 1. Une partie du rayonnement  $\rho\varphi^i$  est réfléchi, une partie  $\alpha\varphi^i$  est absorbée et transformée en énergie interne et une partie  $\tau\varphi^i$  est transmise par le film.

- La partie transmise  $\tau\varphi^i$  continue son chemin et rencontre le film 2. Encore une fois une part du rayonnement  $\rho\tau\varphi^i$  est réfléchi, une part  $\alpha\tau\varphi^i$  est absorbée par le film 2 et une part  $\tau^2\varphi^i$  est transmise.

- Enfin la part réfléchi par le film 2  $\rho\tau\varphi^i$  est renvoyée vers le film 1, sur lequel une part est transmise, une part absorbée et une part réfléchi. La part réfléchi est renvoyée vers le film 2 et le même processus recommence à l'infini. Ainsi comme le montre la figure C.5 une part du rayonnement réfléchi  $\rho\tau\varphi^i$  est, suite à des réflexions multiples, transmise par le film 2.

En sommant chaque rayonnement transmis par le film 2, a donc accès au flux transmis par le double vitrage :

$$\varphi^s = \tau^2\varphi^i \times (1 + \rho^2 + \rho^4 + \dots + \rho^{2n-2}) \quad (\text{C.1})$$

$$\varphi^s = \frac{\tau^2\varphi^i}{1 + \rho} \times (1 + \rho + \rho^2 + \rho^3 + \dots + \rho^{2n-1}) \quad (\text{C.2})$$

$$\varphi^s = \frac{\tau^2\varphi^i}{1 + \rho} \times \frac{1 - \rho^{2n}}{1 - \rho} \quad (\text{C.3})$$

$$\varphi^s = \frac{\tau^2\varphi^i}{1 - \rho^2} \times \lim_{n \rightarrow +\infty} (1 - \rho^{2n}) \quad (\text{C.4})$$

$$\varphi^s = \frac{\tau^2\varphi^i}{1 - \rho^2} \quad (\text{C.5})$$

Enfin, on a accès au facteur de transmission :

$$T = \frac{\varphi^s}{\varphi^i} = \frac{\tau^2}{1 - \rho^2} \quad (\text{C.6})$$

Et en repassant avec des notations monochromatiques on a :

$$T_\lambda = \frac{\varphi_\lambda^s}{\varphi_\lambda^i} = \frac{\tau_\lambda^2}{1 - \rho_\lambda^2} \quad (\text{C.7})$$

**Détermination du facteur de réflexion R du double vitrage.**

On appellera  $\varphi^r = R\varphi^i$  le flux sortant de la surface inférieure du film 1 et correspondant à la part du flux incident transmise par le double vitrage.

Pour passer de  $\varphi^i$  à  $\varphi^r$  plusieurs étapes sont nécessaires :

- Premièrement le flux incident rencontre le film 1. Une partie du rayonnement  $\rho\varphi^i$  est réfléchi, une partie  $\alpha\varphi^i$  est absorbée et transformée en énergie interne et une partie  $\tau\varphi^i$  est transmise par le film.

- La partie transmise  $\tau\varphi^i$  continue son chemin et rencontre le film 2. Une part du rayonnement  $\rho\tau\varphi^i$  est réfléchi, une part  $\alpha\tau\varphi^i$  est absorbée par le film 2 et une part  $\tau^2\varphi^i$  est transmise.

- Enfin la part réfléchi par le film 2  $\rho\tau\varphi^i$  est renvoyée vers le film 1, sur lequel une part est transmise, une part absorbée et une part réfléchi. Ici c'est la part transmise par le film 1 qui nous intéresse.

En sommant la part réfléchi du flux incident ainsi que les part transmise à la suite des multiples réflexions par le film 1, on obtient le flux réfléchi par le double vitrage :

$$\varphi^r = \rho\varphi^i + \tau^2\varphi^i \times (\rho + \rho^3 + \rho^5 + \dots + \rho^{2n-1}) \quad (\text{C.8})$$

$$\varphi^r = \rho\varphi^i + \rho\tau^2\varphi^i \times (1 + \rho^2 + \rho^4 + \dots + \rho^{2n-2}) \quad (\text{C.9})$$

$$\varphi^r = \rho\varphi^i + \frac{\rho\tau^2\varphi^i}{1 - \rho^2} \times \lim_{n \rightarrow +\infty} (1 - \rho^{2n}) \quad (\text{C.10})$$

$$\varphi^r = \varphi^i \left( \rho + \frac{\rho\tau^2}{1 - \rho^2} \right) \quad (\text{C.11})$$

Enfin on a accès au facteur de réflexion :

$$R = \frac{\varphi^r}{\varphi^i} = \rho + \frac{\rho\tau^2}{1 - \rho^2} \quad (\text{C.12})$$

Et en repassant en notations monochromatiques :

$$R_\lambda = \frac{\varphi_\lambda^r}{\varphi_\lambda^i} = \rho_\lambda \left( 1 + \frac{\tau_\lambda^2}{1 - \rho_\lambda^2} \right) \quad (\text{C.13})$$

**Détermination du facteur d'émission E du double vitrage.**

L'énergie émise par le double vitrage l'est par sa face supérieure ainsi que par sa face inférieure. On a ainsi  $\varphi^{es}$  l'énergie émise par la face supérieure et  $\varphi^{ei}$  l'énergie émise par la face inférieure. Les film 1 et 2 étant identiques et à la même température, on a par symétrie  $\varphi^{es} = \varphi^{ei} = \varphi^e$ .

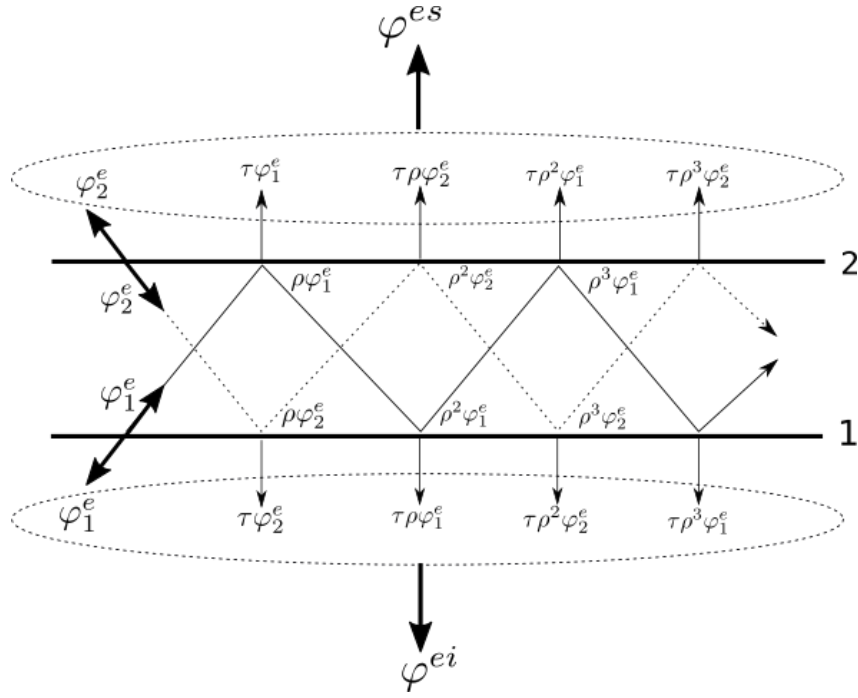


FIGURE C.6 – Flux émis par le double vitrage.  $\varphi_1^e$  : flux émis par le film 1.  $\varphi_2^e$  flux émis par le film 2.

Le flux émis est composé :

- Du flux émis par la face concernée (inférieure ou supérieure).  $\varphi_1^e$  pour le film 1,  $\varphi_2^e$  pour le film 2.
- De la portion de flux émis par le film opposé, transmise par le film de premier plan.
- Des réflexions résiduelles entre les films, transmises par le film de premier plan.

Sachant que le flux émis par le film 1 est égal à celui émis par le film 2, on a  $\varphi_1^e = \varphi_2^e = \varphi_f^e$  avec  $\varphi_f^e$  le flux émis par un film à la température T.

On a ainsi :

$$\varphi^e = \varphi_f^e + \tau\varphi_f^e + \tau\rho\varphi_f^e + \tau\rho^2\varphi_f^e + \tau\rho^3\varphi_f^e + \dots + \tau\rho^n\varphi_f^e \quad (\text{C.14})$$

$$\varphi^e = \varphi_f^e + \tau\varphi_f^e \times (1 + \rho + \rho^2 + \dots + \rho^{n-1}) \quad (\text{C.15})$$

$$\varphi^e = \varphi_f^e + \frac{\tau\varphi_f^e}{1-\rho} \times \lim_{n \rightarrow +\infty} (1 - \rho^n) \quad (\text{C.16})$$

$$\varphi^e = \varphi_f^e + \frac{\tau\varphi_f^e}{1-\rho} \quad (\text{C.17})$$

$$\varphi^e = \varphi_f^e \left(1 + \frac{\tau}{1-\rho}\right) \quad (\text{C.18})$$

En ramenant à une notation monochromatique on a :

$$\varphi_\lambda^e = \varphi_{f\lambda}^e \left(1 + \frac{\tau_\lambda}{1-\rho_\lambda}\right) \quad (\text{C.19})$$

Enfin  $\varphi_{f\lambda}^e$  est la densité de flux monochromatique isotrope émise dans toutes les directions de l'hémisphère, donc  $\varphi_{f\lambda}^e = \varepsilon_\lambda M_\lambda^0$  avec  $M_\lambda^0$  l'émittance monochromatique d'un corps noir à la même température. On a donc

$$\varphi_{\lambda}^e = \varepsilon_{\lambda} M_{\lambda}^0 \left(1 + \frac{\tau_{\lambda}}{1 - \rho_{\lambda}}\right) \quad (\text{C.20})$$

On peut définir un facteur d'émission  $E = \frac{\varphi_{\lambda}^e}{\varphi_{\lambda CN}^e}$  qui compare l'énergie émise par le double vitrage avec l'énergie qui aurait été émise par un corps noir à la même température, avec  $\varphi_{\lambda CN}^e = M_{\lambda}^0$  l'énergie émise par le corps noir. On a ainsi l'émissivité du double vitrage

$$E_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} \left(1 + \frac{\tau_{\lambda}}{1 - \rho_{\lambda}}\right) \quad (\text{C.21})$$

### Détermination du facteur d'absorption $A$ du double vitrage.

La part du flux incident absorbé par le double vitrage  $A\varphi^i$  peut être obtenue en sommant chaque flux absorbé par les deux films. Ainsi en revenant à la figure C.5 on a

$$A\varphi^i = \alpha\varphi^i + \alpha\tau\varphi^i + \alpha\rho\tau\varphi^i + \alpha\rho^2\tau\varphi^i + \dots + \alpha\rho^n\tau\varphi^i \quad (\text{C.22})$$

De la même manière que précédemment on obtient assez rapidement

$$A_{\lambda} = \alpha_{\lambda} \left(1 + \frac{\tau_{\lambda}}{1 - \rho_{\lambda}}\right) \quad (\text{C.23})$$

D'après la loi de Kirchoff et pour des rayonnements diffus,  $\alpha_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda}$ . On a donc aussi

$$A_{\lambda} = E_{\lambda} \quad (\text{C.24})$$

Et la loi de Kirchoff est aussi vérifiée à l'échelle du double vitrage.

### Modèle du double vitrage

Ayant calculé les facteurs d'absorption  $A$ , de réflexion  $R$  et de transmission  $T$  pour le double vitrage on peut maintenant le considérer comme un matériaux ayant les propriétés radiatives suivantes :

- Absorbance :  $A_{\lambda} = \alpha_{\lambda} \left(1 + \frac{\tau_{\lambda}}{1 - \rho_{\lambda}}\right)$
- Emissivité :  $E_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} \left(1 + \frac{\tau_{\lambda}}{1 - \rho_{\lambda}}\right)$
- Transmittance :  $T_{\lambda} = \frac{\tau_{\lambda}^2}{1 - \rho_{\lambda}^2}$
- Reflectance :  $R_{\lambda} = \rho_{\lambda} \left(1 + \frac{\tau_{\lambda}^2}{1 - \rho_{\lambda}^2}\right)$

La loi de Kirchoff étant vérifiée :

$$A_{\lambda} = E_{\lambda} \quad (\text{C.25})$$

Et la conservation de l'énergie aussi :

$$A_{\lambda} + R_{\lambda} + T_{\lambda} = 1 \quad (\text{C.26})$$



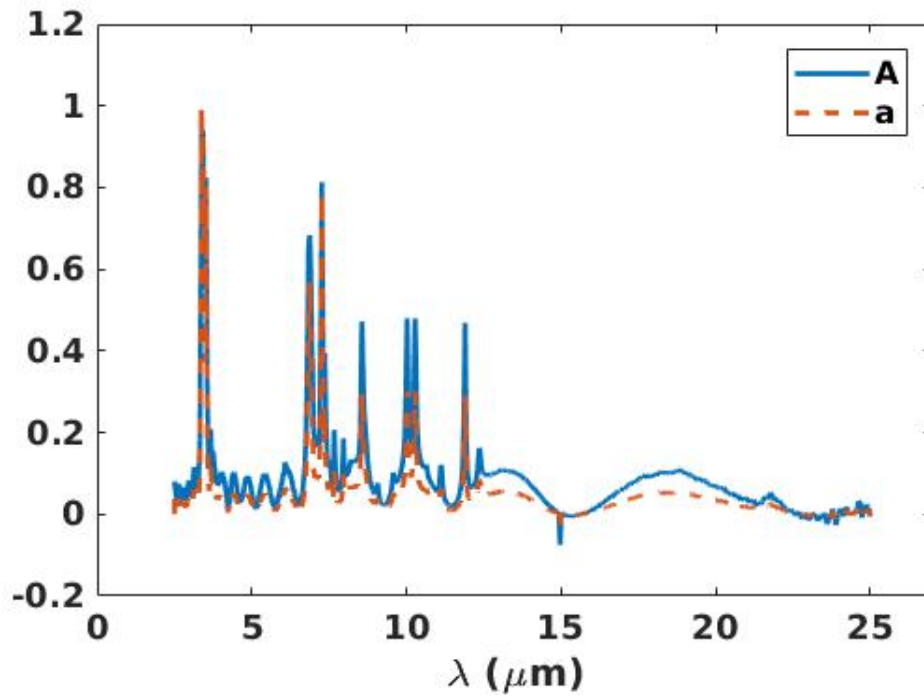


FIGURE C.7 – Facteur d'absorption monochromatique pour le double vitrage.

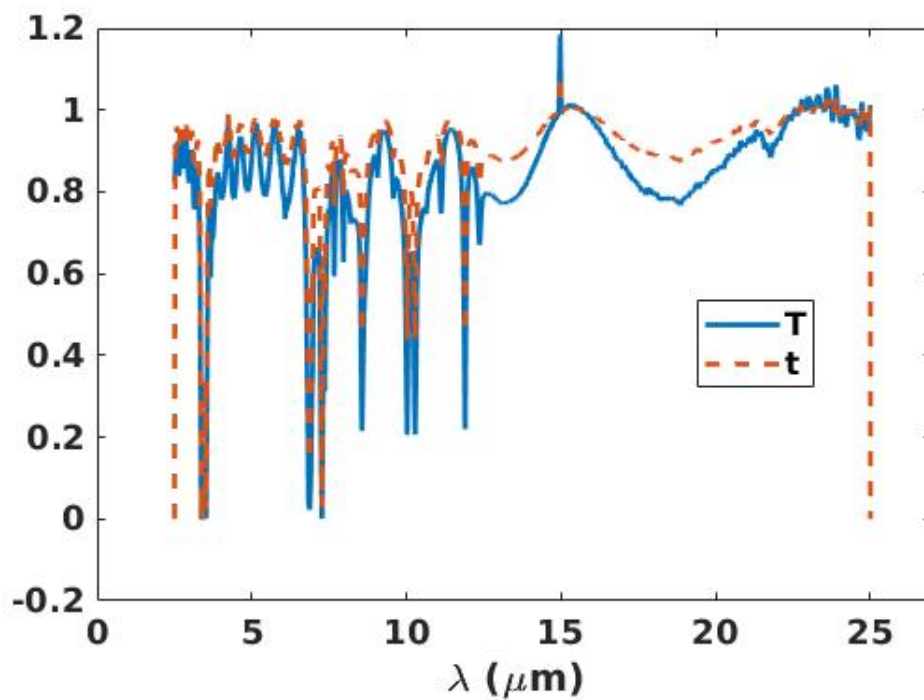


FIGURE C.8 – Facteur de transmission monochromatique pour le double vitrage.

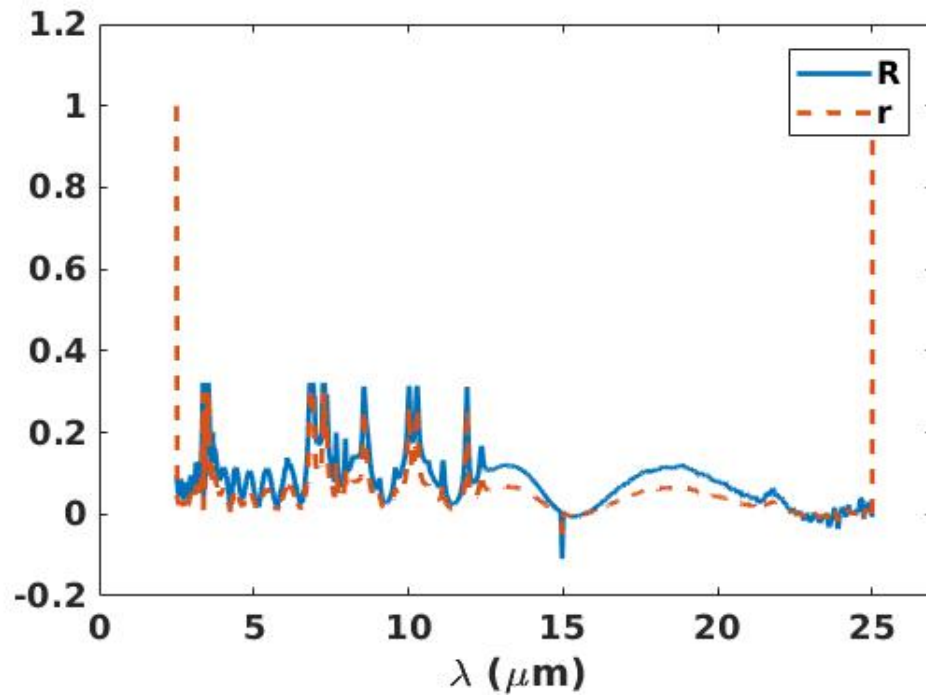


FIGURE C.9 – Facteur de réflexion monochromatique pour le double vitrage.



## Annexe D

### Calcul des facteurs de forme

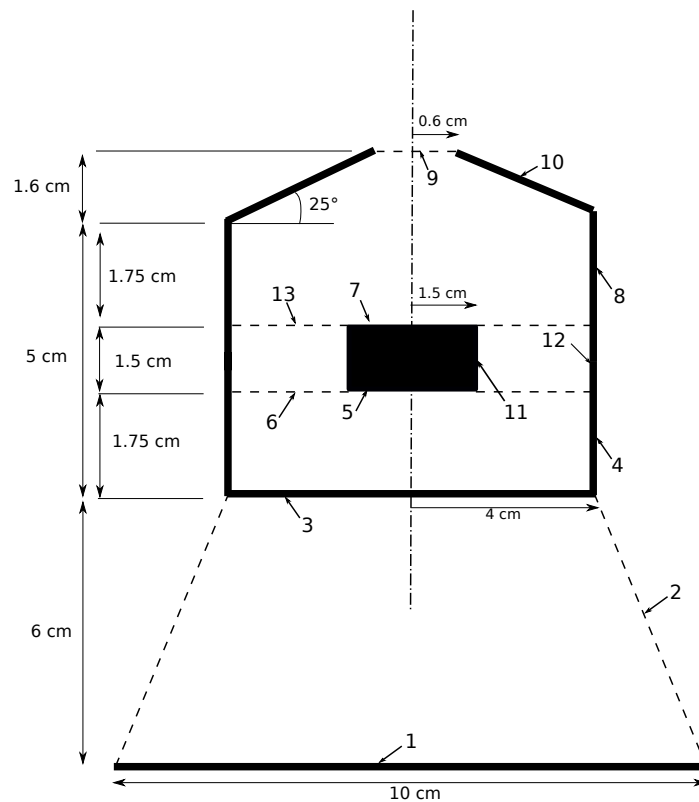


FIGURE D.1 – Schéma de la chambre

- 1 : Réservoir de glace (carré).
- 2 : Limite virtuelle vers l'environnement externe.
- 3 : Double vitrage.
- 4 : Partie inférieure verticale du réflecteur.
- 5 : Surface inférieure du support (carré).
- 6 : Limite virtuelle séparant la partie inférieure de la partie supérieure.
- 7 : Surface supérieure du support.
- 8 : Partie supérieure verticale du réflecteur.
- 9 : Limite virtuelle vers l'environnement extérieur.
- 10 : Réflecteur.
- 11 : Face latérale du support.
- 13 : Limite virtuelle.

12 : Réflecteur.

## Calcul des surfaces

### Calcul de S1

$$S_1 = L * D = 0.1 * 0.1 = 0.01 \text{ m}^2$$

### Calcul de S3

$$S_3 = \pi R_3^2 = \pi * 0.04^2 = 5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

### Calcul de S5

$$S_5 = \pi R_5^2 = \pi * 0.015^2 = 7.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2$$

### Calcul de S4

$$S_4 = 2\pi R_3 \times 0.0175 = 4.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

### Calcul de S6

$$S_6 = S_3 - S_5 = 4.3 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

### Calcul de S7

$$S_7 = S_5 = 7.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2.$$

### Calcul de S8

$$S_8 = S_4 = 4.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

### Calcul de S9

$$S_9 = \pi R_9^2 = 1.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2$$

### Calcul de S10

$$S_{10} = \pi(R_3 + R_9)h_{10}/\sin(25^\circ) = 5.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

### Calcul de S13

$$S_{13} = S_6 = 4.3 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

### Calcul de S11

$$S_{11} = 2\pi R_5 * 0.015 = 1.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

### Calcul de S12

$$S_{11} = 2\pi R_3 * 0.015 = 3.8 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

## Facteur de forme F13

On est dans le cas d'un disque et d'un rectangle parallèles positionnés sur le même axe. Pour un disque de rayon unitaire et  $2.0 \leq L \leq 10$ ,  $2.0 \leq B \leq 10$  et  $0.1 \leq D \leq 2.0$  avec  $L$  la largeur du rectangle,  $B$  la longueur du rectangle et  $D$  la distance entre le rectangle et le disque, on a [2] :

$$F_{13} = \frac{3.2718(1 + D^{1.6491})^{0.2834}}{(D^{1.5138} + L^{0.495} B^{0.495})^{2.0417}} \quad (\text{D.1})$$

Ici

$$R = 0.04m$$

$$D = 0.06m$$

$$L = B = 0.1m$$

En normalisant pour avoir un rayon unitaire on a :

$$R^* = R/R = 1$$

$$D^* = D/R = 1.5$$

$$L^* = B^* = L/R = 2.5$$

$$\rightarrow F_{13} = 0.22$$

### Facteur de forme F31

$$F_{31} = \frac{S_1}{S_3} F_{13}$$

$$\rightarrow F_{31} = 0.44$$

### Facteur de forme F32

$$F_{31} + F_{32} + F_{33} = 1$$

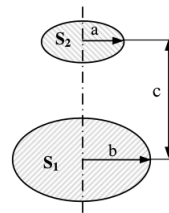
$$F_{33} = 0 \text{ donc}$$

$$F_{32} = 1 - F_{31}$$

$$\rightarrow F_{32} = 0.56$$

### Facteur de forme F35

On est dans le cas de deux disques parallèles concentriques.



$$X = \frac{a}{c}; Y = \frac{c}{b}$$

$$Z = 1 + (1 + X^2)Y^2$$

$$F_{12} = \frac{1}{2} \left[ Z - \sqrt{Z^2 - 4X^2Y^2} \right]$$

Ici  $S_1 = S_3$  et  $S_2 = S_5$ ,  $a = 1.5cm$ ,  $b = 4cm$  et  $c = 1.75cm$ .

$$\rightarrow F_{35} = 0.12$$

### Facteur de forme F53

$$F_{53} = \frac{S_3}{S_5} F_{35}$$

$$\rightarrow F_{53} = 0.82$$

### Facteur de forme F54

$$F_{54} + F_{53} + F_{56} + F_{55} = 1 \text{ et } F_{55} = F_{56} = 0$$

Donc

$$F_{54} = 1 - F_{53}$$

$$\rightarrow F_{54} = 0.18$$

### Facteur de forme F45

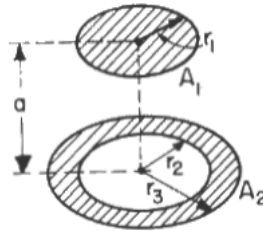
$$F_{45} = \frac{S_5}{S_4} F_{54}$$

$$\rightarrow F_{45} = 0.03$$

### Facteur de forme F36

On est dans la configuration d'un disque et d'un annulus coaxiaux parallèles.

On a [66] [54] :



$$F_{12} = \frac{1}{2} \left[ \frac{r_3^2 - r_2^2}{r_1^2} - \sqrt{\left(1 + \frac{r_3^2 + a^2}{r_1^2}\right)^2 - 4 \frac{r_3^2}{r_1^2}} + \sqrt{\left(1 + \frac{r_2^2 + a^2}{r_1^2}\right)^2 - 4 \frac{r_2^2}{r_1^2}} \right] \quad (\text{D.2})$$

Ici on a

$$r_1 = 0.04 \text{ m}$$

$$r_2 = 0.015 \text{ m}$$

$$r_3 = 0.04 \text{ m}$$

$$a = 0.0175 \text{ m}$$

$$\rightarrow F_{36} = 0.53$$

**Facteur de forme F63**

$$F_{63} = \frac{S_3}{S_6} F_{36}$$

$$\rightarrow F_{63} = 0.62$$

**Facteur de forme F34**

$$F_{33} + F_{34} + F_{35} + F_{36} = 1 \text{ et } F_{33} = 0$$

Donc

$$F_{34} = 1 - F_{35} - F_{36}$$

$$\rightarrow F_{34} = 0.35$$

**Facteur de forme F43**

$$F_{43} = \frac{S_3}{S_4} F_{34}$$

$$\rightarrow F_{43} = 0.39$$

**Facteur de forme F44**

On est dans le cas d'un cylindre avec lui même.

On a [66] :

$$F_{44} = 1 - \frac{1}{2} \left( \sqrt{4 + \frac{h^2}{r^2}} - \frac{h}{r} \right) \quad (\text{D.3})$$

Avec  $h = 0.0175 \text{ m}$  et  $r = 0.04 \text{ m}$ .

$$\rightarrow F_{44} = 0.2$$

**Facteur de forme F46**

$$F_{43} + F_{44} + F_{45} + F_{46} = 1$$

Donc

$$F_{46} = 1 - F_{43} - F_{44} - F_{45}$$

$$\rightarrow F_{46} = 0.38$$

**Facteur de forme F64**

$$F_{64} = \frac{S_4}{S_6} F_{46}$$

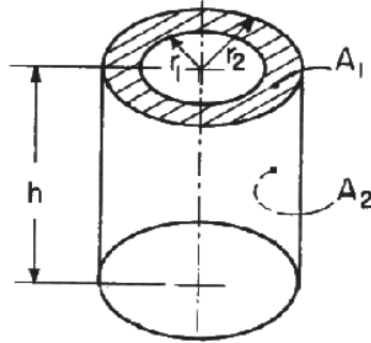


$$\rightarrow F_{64} = 0.39$$

### Facteur de forme F138

On est dans le cas d'un annulaire échangeant avec l'intérieur d'un cylindre vertical.

On a [66] :



$$F_{12} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \left( \frac{1}{r_2^2 - r_1^2} \right) \left( h\sqrt{4r_2^2 + h^2} - \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + h^2)^2 - (2r_1r_2)^2} \right) \right] \quad (D.4)$$

Ici  $r_1 = 0.015 \text{ m}$ ,  $r_2 = 0.04 \text{ m}$  et  $h = 0.0175 \text{ m}$ .

$$\rightarrow F_{138} = 0.38$$

### Facteur de forme F813

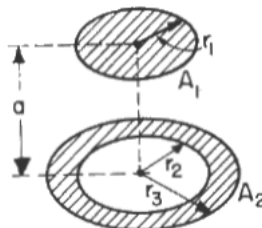
$$F_{813} = \frac{S_{13}}{S_8} F_{138}$$

$$\rightarrow F_{813} = 0.37.$$

### Facteur de forme F913

On est dans la configuration d'un disque et d'un annulus coaxiaux parallèles.

On a [66] [54] :



$$F_{12} = \frac{1}{2} \left[ \frac{r_3^2 - r_2^2}{r_1^2} - \sqrt{\left(1 + \frac{r_3^2 + a^2}{r_1^2}\right)^2 - 4 \frac{r_3^2}{r_1^2}} + \sqrt{\left(1 + \frac{r_2^2 + a^2}{r_1^2}\right)^2 - 4 \frac{r_2^2}{r_1^2}} \right] \quad (\text{D.5})$$

Ici on a

$$r_1 = 0.006 \text{ m}$$

$$r_2 = 0.015 \text{ m}$$

$$r_3 = 0.04 \text{ m}$$

$$a = 0.041 \text{ m}$$

$$\rightarrow F_{913} = 0.42$$

### Facteur de forme F139

$$F_{139} = \frac{S_9}{S_{13}} F_{913}$$

$$\rightarrow F_{139} = 0.01$$

### Facteur de forme F1310

$$F_{1313} + F_{137} + F_{138} + F_{139} + F_{1310} = 1 \text{ et } F_{1313} = F_{137} = 0$$

Donc

$$F_{1310} = 1 - F_{138} - F_{139}$$

$$\rightarrow F_{1310} = 0.61$$

### Facteur de forme F1013

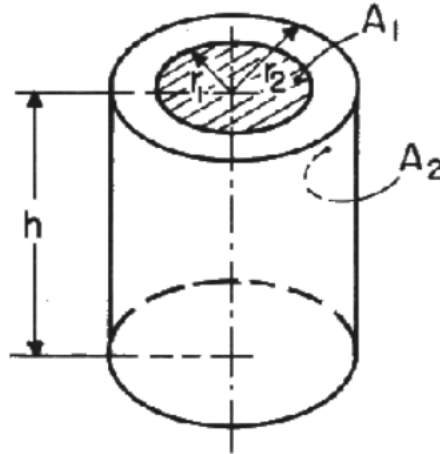
$$F_{1013} = \frac{S_{13}}{S_{10}} F_{1310}$$

$$\rightarrow F_{1013} = 0.41$$

### Facteur de forme F78

On est dans le cas d'un disque et d'un cylindre vertical coaxiaux.

On a [66] :



$$F_{12} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{r_2^2 + h^2}{r_1^2} + \sqrt{\left( 1 + \frac{r_2^2 + h^2}{r_1^2} \right)^2 - 4 \frac{r_2^2}{r_1^2}} \right] \quad (\text{D.6})$$

Ici on a

$$r_1 = 0.015 \text{ m}$$

$$r_2 = 0.04 \text{ m}$$

$$h = 0.0175 \text{ m}$$

$$\rightarrow F_{78} = 0.18$$

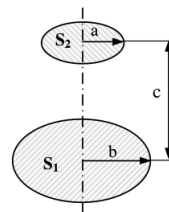
### Facteur de forme F87

$$F_{87} = \frac{S_7}{S_8} F_{78}$$

$$\rightarrow F_{87} = 0.03.$$

### Facteur de forme F79

On est dans le cas de deux disques parallèles concentriques.



$$X = \frac{a}{c}; Y = \frac{c}{b}$$

$$Z = 1 + (1 + X^2)Y^2$$

$$F_{12} = \frac{1}{2} \left[ Z - \sqrt{Z^2 - 4X^2Y^2} \right]$$

Ici  $a = 0.006 \text{ m}$ ,  $b = 0.015 \text{ m}$  et  $c = 0.0335 \text{ m}$ .

$$\rightarrow F_{79} = 0.026$$

### Facteur de forme F97

$$F_{97} = \frac{S_7}{S_9} F_{79}$$

$$\rightarrow F_{97} = 0.16.$$

### Facteur de forme F710

$$F_{713} + F_{77} + F_{78} + F_{79} + F_{710} = 1 \text{ et } F_{713} = F_{77} = 0$$

Donc

$$F_{710} = 1 - F_{78} - F_{79}$$

$$\rightarrow F_{710} = 0.79$$

### Facteur de forme F107

$$F_{107} = \frac{S_7}{S_{10}} F_{710}$$

$$\rightarrow F_{107} = 0.1$$

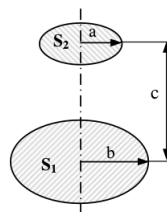
### Facteur de forme F88

$$F_{88} = F_{44}$$

$$\rightarrow F_{44} = 0.2$$

### Facteur de forme F910

On va calculer le facteur de forme  $F_{910_b}$  entre 9 et la base du cône formé par 10 (nommée 10<sub>b</sub>). On est donc dans le cas de deux disques parallèles coaxiaux :



$$X = \frac{a}{c}; Y = \frac{c}{b}$$

$$Z = 1 + (1 + X^2)Y^2$$

$$F_{12} = \frac{1}{2} \left[ Z - \sqrt{Z^2 - 4X^2Y^2} \right]$$

Ici  $a = 0.006 \text{ m}$ ,  $b = 0.04 \text{ m}$  et  $c = 0.016 \text{ m}$ .

D'où  $F_{10,9} = 0.02$  et par réciprocité  $F_{910_b} = 0.86$ .

Ainsi dans l'enceinte 9-10-10b on a :

$$F_{99} + F_{910} + F_{910_b} = 1$$

Or  $F_{99} = 0$  donc  $F_{910} = 1 - F_{910_b}$ .

$$\rightarrow F_{910} = 0.14.$$

### Facteur de forme F109

$$F_{109} = \frac{S_9}{S_{10}} F_{910}$$

$$\rightarrow F_{109} = 0.003$$

### Facteur de forme F98

$$F_{913} + F_{97} + F_{98} + F_{99} + F_{910} = 1 \text{ et } F_{99} = 0.$$

Donc

$$F_{98} = 1 - F_{913} - F_{97} - F_{910}$$

$$\rightarrow F_{98} = 0.28$$

### Facteur de forme F89

$$F_{89} = \frac{S_9}{S_8} F_{98}$$

$$\rightarrow F_{89} = 0.007$$

### Facteur de forme F810

$$F_{813} + F_{87} + F_{88} + F_{89} + F_{810} = 1$$

Donc

$$F_{810} = 1 - F_{813} - F_{87} - F_{88} - F_{89}$$

$$\rightarrow F_{810} = 0.39.$$

### Facteur de forme F108

$$F_{108} = \frac{S_8}{S_{10}} F_{810}$$

$$\rightarrow F_{108} = 0.3$$

**Facteur de forme F1010**

$$F_{1013} + F_{107} + F_{108} + F_{109} + F_{1010} = 1$$

Donc

$$F_{1010} = 1 - F_{1013} - F_{107} - F_{108} - F_{109}$$

$$\rightarrow F_{1010} = 0.2.$$

**Facteur de forme F1112**

$$F_{1111} + F_{1112} + F_{1113} + F_{116} = 1 \text{ avec } F_{1111} = 0$$

Donc

$$F_{1112} = 1 - F_{1113} - F_{116}$$

$$\rightarrow F_{1112} = 0.5.$$

**Facteur de forme F1211**

$$F_{1211} = \frac{S_{11}}{S_{12}} F_{1112}$$

$$\rightarrow F_{1211} = 0.18.$$

**Facteur de forme F1113**

Par symétrie à 11-6 :

$$\rightarrow F_{1113} = 0.25.$$

**Facteur de forme F1311**

Par symétrie à 6-11 :

$$\rightarrow F_{1311} = 0.08.$$

**Facteur de forme F116**

$$F_{116} = \frac{S_6}{S_{11}} F_{611}$$

$$\rightarrow F_{116} = 0.25$$

### Facteur de forme F611

$$F_{66} + F_{611} + F_{612} + F_{613} = 1 \text{ or } F_{66} = 0$$

Donc

$$F_{611} = 1 - F_{612} - F_{613}$$

$$\rightarrow F_{611} = 0.08.$$

### Facteur de forme F1212

$$F_{126} + F_{1211} + F_{1213} + F_{1212} = 1$$

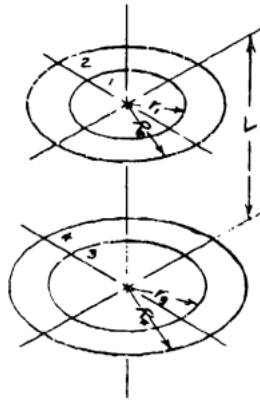
Donc

$$F_{1212} = 1 - F_{126} - F_{1211} - F_{1213}$$

$$\rightarrow F_{1212} = 0.06.$$

### Facteur de forme F613

On est dans le cas de deux annulus se regardants :



- 1 inner disc contained by top annulus
- 2 top annulus
- 3 inner disc contained by bottom annulus
- 4 bottom annulus
- r inner radius of annulus
- R outer radius of annulus
- L distance between annuli
- $R_2 > r_1$  ,  $R_4 > r_3$

$$F_{24} = \left( \frac{R^2}{R^2 - r^2} \right) \left[ \sqrt{\left( 1 + \frac{r^2 + L^2}{R^2} \right)^2 - 4 \left( \frac{r}{R} \right)^2} - \frac{L}{2R} \left( \sqrt{4 + \frac{L^2}{R^2}} + \sqrt{4 \frac{r^2}{R^2} + \frac{L^2}{R^2}} \right) \right] \quad (D.7)$$

Avec ici :

$$R = 0.04 \text{ m} ; r = 0.015 \text{ m} ; L = 0.015 \text{ m}.$$

$$\rightarrow F_{613} = 0.58$$

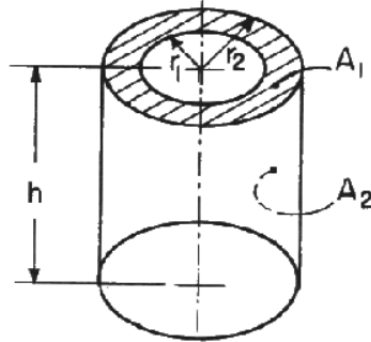
### Facteur de forme F136

$$\rightarrow F_{136} = 0.58$$

**Facteur de forme F612**

On est dans le cas d'un annulaire échangeant avec l'intérieur d'un cylindre vertical.

On a [66] :



$$F_{12} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \left( \frac{1}{r_2^2 - r_1^2} \right) \left( h \sqrt{4r_2^2 + h^2} - \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + h^2)^2 - (2r_1 r_2)^2} \right) \right] \quad (\text{D.8})$$

Ici  $r_1 = 0.015 \text{ m}$ ,  $r_2 = 0.04 \text{ m}$  et  $h = 0.015 \text{ m}$ .

$$\rightarrow F_{612} = 0.34$$

**Facteur de forme F126**

$$F_{126} = \frac{S_6}{S_{12}} F_{612}$$

$$\rightarrow F_{126} = 0.38$$

**Facteur de forme F1312**

Par symétrie avec 6-12

$$\rightarrow F_{1312} = 0.34$$

**Facteur de forme F1213**

Par symétrie avec 12-6

$$\rightarrow F_{1213} = 0.38$$





# Annexe E

## Indice complexe de l'eau

TABLEAU E.1 – Autogenerated table from .csv file.

$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$	$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$
5000	2	1,3030	0,0011	3900	2,5640	1,2470	0,0023
4950	2,0200	1,3010	0,0009	3890	2,5710	1,2460	0,0023
4900	2,0410	1,3010	0,0007	3880	2,5770	1,2430	0,0023
4850	2,0620	1,3000	0,0006	3870	2,5840	1,2410	0,0024
4800	2,0830	1,2980	0,0005	3860	2,5910	1,2400	0,0024
4750	2,1050	1,2980	0,0005	3850	2,5970	1,2380	0,0025
4700	2,1280	1,2960	0,0004	3840	2,6040	1,2350	0,0026
4650	2,1510	1,2950	0,0004	3830	2,6110	1,2320	0,0027
4600	2,1740	1,2940	0,0003	3820	2,6180	1,2300	0,0030
4550	2,1980	1,2930	0,0003	3810	2,6250	1,2270	0,0033
4500	2,2220	1,2910	0,0003	3800	2,6320	1,2240	0,0040
4450	2,2470	1,2890	0,0004	3790	2,6390	1,2210	0,0044
4400	2,2730	1,2870	0,0004	3780	2,6460	1,2180	0,0048
4350	2,2990	1,2850	0,0005	3770	2,6530	1,2140	0,0054
4300	2,3260	1,2820	0,0005	3760	2,6600	1,2100	0,0063
4250	2,3530	1,2800	0,0007	3750	2,6670	1,2050	0,0073
4200	2,3810	1,2770	0,0008	3740	2,6740	1,2000	0,0086
4150	2,4100	1,2740	0,0010	3730	2,6810	1,1950	0,0105
4100	2,4390	1,2700	0,0012	3720	2,6880	1,1910	0,0127
4050	2,4690	1,2650	0,0016	3710	2,6950	1,1850	0,0145
4000	2,5000	1,2610	0,0019	3700	2,7030	1,1790	0,0164
3990	2,5060	1,2600	0,0020	3690	2,7100	1,1720	0,0186
3980	2,5130	1,2590	0,0020	3680	2,7170	1,1660	0,0205
3970	2,5190	1,2570	0,0021	3670	2,7250	1,1570	0,0282
3960	2,5250	1,2560	0,0021	3660	2,7320	1,1490	0,0380
3950	2,5320	1,2550	0,0021	3650	2,7400	1,1440	0,0462
3940	2,5380	1,2540	0,0021	3640	2,7470	1,1390	0,0548
3930	2,5450	1,2520	0,0022	3630	2,7550	1,1380	0,0649
3920	2,5510	1,2500	0,0022	3620	2,7620	1,1380	0,0744
3910	2,5580	1,2490	0,0022	3610	2,7700	1,1390	0,0836

## ANNEXE E. INDICE COMPLEXE DE L'EAU

$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$	$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$
3600	2,7780	1,1410	0,0927	3100	3,2260	1,4740	0,0716
3590	2,7860	1,1440	0,1020	3090	3,2360	1,4720	0,0653
3580	2793	1,1490	0,1120	3080	3,2470	1,4670	0,0600
3570	2,8010	1,1540	0,1210	3070	3,2570	1,4640	0,0550
3560	2,8090	1,1580	0,1310	3060	3,2680	1,4610	0,0504
3550	2,8170	1,1610	0,1420	3050	3,2790	1,4570	0,0462
3540	2,8250	1,1650	0,1540	3040	3,2890	1,4540	0,0422
3530	2,8330	1,1710	0,1670	3030	3,3000	1,4510	0,0385
3520	2,8410	1,1770	0,1800	3020	3,3110	1,4480	0,0348
3510	2,8490	1,1830	0,1940	3010	3,3220	1,4440	0,0315
3500	2,8570	1,1910	0,2060	3000	3,3330	1,4410	0,0297
3490	2,8650	1,1990	0,2180	2990	3,3440	1,4370	0,0279
3480	2,8740	1,2120	0,2290	2980	3,3560	1,4340	0,0262
3470	2,8820	1,2200	0,2390	2970	3,3670	1,4310	0,0250
3460	2,8900	1,2330	0,2490	2960	3,3780	1,4270	0,0229
3450	2,8990	1,2460	0,2580	2950	3,3900	1,4250	0,0210
3440	2,9070	1,2580	0,2650	2940	3,4010	1,4210	0,0193
3430	2,9150	1,2710	0,2710	2930	3,4130	1,4180	0,0177
3420	2,9240	1,2820	0,2760	2920	3,4250	1,4150	0,0163
3410	2,9330	1,2930	0,2800	2910	3,4360	1,4130	0,0151
3400	2,9410	1,3050	0,2810	2900	3,4480	1,4100	0,0138
3390	2,9500	1,3170	0,2820	2890	3,4600	1,4070	0,0128
3380	2,9590	1,3290	0,2820	2880	3,4720	1,4050	0,0118
3370	2,9670	1,3420	0,2790	2870	3484	1,4030	0,0110
3360	2,9760	1,3530	0,2760	2860	3497	1,4000	0,0101
3350	2,9850	1,3640	0,2720	2850	3,5090	1,3980	0,0094
3340	2,9940	1,3760	0,2670	2840	3,5210	1,3960	0,0087
3330	3,0030	1,3860	0,2620	2830	3,5340	1,3940	0,0081
3320	3,0120	1,3980	0,2550	2820	3,5460	1,3920	0,0074
3310	3,0210	1,4070	0,2500	2810	3,5590	1,3900	0,0068
3300	3,0300	1,4170	0,2430	2800	3,5710	1,3880	0,0063
3290	3,0400	1,4260	0,2360	2790	3,5840	1,3870	0,0058
3280	3,0490	1,4340	0,2280	2780	3,5970	1,3850	0,0054
3270	3,0580	1,4420	0,2200	2770	3,6100	1,3830	0,0051
3260	3,0670	1,4500	0,2120	2760	3,6230	1,3820	0,0047
3250	3,0770	1,4570	0,2040	2750	3,6360	1,3790	0,0045
3240	3,0860	1,4650	0,1950	2740	3,6500	1,3780	0,0042
3230	3,0960	1,4710	0,1830	2730	3,6630	1,3770	0,0041
3220	3,1060	1,4760	0,1730	2720	3,6760	1,3750	0,0039
3210	3,1150	1,4800	0,1630	2710	3,6900	1,3740	0,0038
3200	3,1250	1,4830	0,1530	2700	3,7040	1,3720	0,0036
3190	3,1350	1,4860	0,1440	2690	3,7170	1,3710	0,0036
3180	3,1450	1,4870	0,1340	2680	3,7310	1,3700	0,0035
3170	3,1550	1,4870	0,1250	2670	3,7450	1,3690	0,0034
3160	3,1650	1,4870	0,1170	2660	3,7590	1,3670	0,0034
3150	3,1750	1,4860	0,1100	2650	3,7740	1,3660	0,0034
3140	3,1850	1,4850	0,0994	2640	3,7880	1,3650	0,0034
3130	3,1950	1,4820	0,0920	2630	3,8020	1,3630	0,0034
3120	3,2050	1,4790	0,0855	2620	3,8170	1,3610	0,0034
3110	3,2150	1,4770	0,0785	2610	3,8310	1,3610	0,0035

$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$	$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$
2600	3,8460	1,3600	0,0035	2100	4,7620	1,3250	0,0155
2590	3,8610	1,3580	0,0036	2090	4,7850	1,3250	0,0153
2580	3,8760	1,3580	0,0037	2080	4,8080	1,3250	0,0151
2570	3,8910	1,3570	0,0038	2070	4,8310	1,3250	0,0148
2560	3,9060	1,3550	0,0039	2060	4,8540	1,3250	0,0146
2550	3,9220	1,3540	0,0040	2050	4,8780	1,3240	0,0143
2540	3,9370	1,3530	0,0041	2040	4,9020	1,3240	0,0140
2530	3,9530	1,3520	0,0042	2030	4,9260	1,3230	0,0137
2520	3,9680	1,3510	0,0043	2020	4,9500	1,3220	0,0133
2510	3,9840	1,3500	0,0045	2010	4,9750	1,3220	0,0129
2500	4	1,3490	0,0047	2000	5	1,3210	0,0126
2490	4,0160	1,3480	0,0048	1990	5,0250	1,3200	0,0122
2480	4,0320	1,3480	0,0049	1980	5,0510	1,3190	0,0118
2470	4,0490	1,3470	0,0051	1970	5,0760	1,3180	0,0115
2460	4,0650	1,3460	0,0053	1960	5,1020	1,3180	0,0110
2450	4,0820	1,3450	0,0055	1950	5,1280	1,3170	0,0108
2440	4,0980	1,3440	0,0057	1940	5,1550	1,3160	0,0105
2430	4,1150	1,3440	0,0059	1930	5,1810	1,3140	0,0103
2420	4,1320	1,3430	0,0061	1920	5,2080	1,3130	0,0101
2410	4,1490	1,3420	0,0063	1910	5,2360	1,3110	0,0100
2400	4,1670	1,3410	0,0065	1900	5,2630	1,3100	0,0099
2390	4,1840	1,3400	0,0067	1890	5,2910	1,3080	0,0099
2380	4,2020	1,3400	0,0070	1880	5,3190	1,3060	0,0100
2370	4,2190	1,3380	0,0072	1870	5,3480	1,3040	0,0100
2360	4,2370	1,3370	0,0075	1860	5,3760	1,3020	0,0102
2350	4,2550	1,3370	0,0078	1850	5,4050	1,2990	0,0104
2340	4,2740	1,3350	0,0081	1840	5,4350	1,2970	0,0107
2330	4,2920	1,3340	0,0083	1830	5,4640	1,2940	0,0110
2320	4,3100	1,3340	0,0086	1820	5,4950	1,2910	0,0115
2310	4,3290	1,3330	0,0090	1810	5,5250	1,2880	0,0120
2300	4,3480	1,3320	0,0093	1800	5,5560	1,2850	0,0128
2290	4,3670	1,3320	0,0097	1790	5,5870	1,2820	0,0138
2280	4,3860	1,3310	0,0100	1780	5,6180	1,2780	0,0150
2270	4,4050	1,3300	0,0104	1770	5,6500	1,2750	0,0166
2260	4,4250	1,3300	0,0108	1760	5,6820	1,2710	0,0185
2250	4,4440	1,3300	0,0112	1750	5,7140	1,2670	0,0205
2240	4,4640	1,3290	0,0117	1740	5,7470	1,2620	0,0242
2230	4,4840	1,3290	0,0122	1730	5,7800	1,2560	0,0293
2220	4,5050	1,3290	0,0126	1720	5,8140	1,2510	0,0332
2210	4,5250	1,3280	0,0131	1710	5,8480	1,2470	0,0429
2200	4,5450	1,3280	0,0136	1700	5,8820	1,2420	0,0544
2190	4,5660	1,3270	0,0140	1690	5,9170	1,2410	0,0688
2180	4,5870	1,3270	0,0145	1680	5,9520	1,2410	0,0840
2170	4,6080	1,3270	0,0149	1670	5,9880	1,2470	0,1021
2160	4,6300	1,3270	0,0152	1660	6,0240	1,2650	0,1170
2150	4,6510	1,3270	0,0154	1650	6,0610	1,2890	0,1300
2140	4,6730	1,3260	0,0156	1640	6,0980	1,3110	0,1320
2130	4,6950	1,3260	0,0157	1630	6,1350	1,3320	0,1240
2120	4,7170	1,3260	0,0157	1620	6,1730	1,3490	0,1060
2110	4,7390	1,3250	0,0157	1610	6,2110	1,3540	0,0880

## ANNEXE E. INDICE COMPLEXE DE L'EAU

$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$	$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$
1590	6,2890	1,3540	0,0618	1110	9,0090	1,2590	0,0405
1580	6,3290	1,3500	0,0535	1100	9,0910	1,2560	0,0411
1570	6,3690	1,3450	0,0484	1090	9,1740	1,2530	0,0417
1560	6,4100	1,3410	0,0447	1080	9,2590	1,2490	0,0424
1550	6,4520	1,3370	0,0420	1070	9,3460	1,2460	0,0434
1540	6,4940	1,3330	0,0398	1060	9,4340	1,2420	0,0443
1530	6,5360	1,3300	0,0383	1050	9,5240	1,2380	0,0453
1520	6,5790	1,3260	0,0373	1040	9,6150	1,2340	0,0467
1510	6,6230	1,3240	0,0370	1030	9,7090	1,2300	0,0481
1500	6,6670	1,3220	0,0366	1020	9,8040	1,2240	0,0497
1490	6,7110	1,3200	0,0363	1010	9,9010	1,2200	0,0515
1480	6,7570	1,3190	0,0360	1000	10	1,2140	0,0534
1470	6,8030	1,3180	0,0357	990	10,1010	1,2080	0,0557
1460	6,8490	1,3170	0,0355	980	10,2040	1,2020	0,0589
1450	6,8970	1,3160	0,0352	970	10,3090	1,1940	0,0622
1440	6,9440	1,3150	0,0350	960	10,4170	1,1890	0,0661
1430	6,9930	1,3140	0,0347	950	10,5260	1,1810	0,0707
1420	7,0420	1,3130	0,0346	940	10,6380	1,1740	0,0764
1410	7,0920	1,3110	0,0343	930	10,7530	1,1680	0,0828
1400	7,1430	1,3100	0,0342	920	10,8700	1,1620	0,0898
1390	7,1940	1,3090	0,0342	910	10,9890	1,1560	0,0973
1380	7,2460	1,3080	0,0342	900	11,1110	1,1490	0,1070
1370	7,2990	1,3070	0,0343	890	11,2360	1,1430	0,1180
1360	7,3530	1,3060	0,0342	880	11,3640	1,1390	0,1300
1350	7,4070	1,3050	0,0342	870	11,4940	1,1350	0,1440
1340	7,4630	1,3030	0,0342	860	11,6280	1,1320	0,1590
1330	7,5190	1,3020	0,0342	850	11,7650	1,1320	0,1760
1320	7,5760	1,3010	0,0342	840	11,9050	1,1310	0,1920
1310	7,6340	1,3000	0,0344	830	12,0480	1,1320	0,2080
1300	7,6920	1,2980	0,0345	820	12,1950	1,1300	0,2260
1290	7,7520	1,2960	0,0346	810	12,3460	1,1300	0,2430
1280	7,8130	1,2950	0,0349	800	12,5000	1,1340	0,2600
1270	7,8740	1,2940	0,0351	790	12,6580	1,1380	0,2770
1260	7,9370	1,2930	0,0351	780	12,8210	1,1420	0,2920
1250	8	1,2910	0,0351	770	12,9870	1,1570	0,3050
1240	8,0650	1,2880	0,0352	760	13,1580	1,1710	0,3170
1230	8,1300	1,2860	0,0356	750	13,3330	1,1820	0,3280
1220	8,1970	1,2850	0,0359	740	13,5140	1,1890	0,3380
1210	8,2640	1,2830	0,0361	730	13,6990	1,2010	0,3470
1200	8,3330	1,2810	0,0362	720	13,8890	1,2130	0,3560
1190	8,4030	1,2790	0,0366	710	14,0850	1,2230	0,3650
1180	8,4750	1,2760	0,0370	700	14,2860	1,2360	0,3730
1170	8,5470	1,2740	0,0374	690	14,4930	1,2490	0,3790
1160	8,6210	1,2710	0,0378	680	14,7060	1,2640	0,3860
1150	8,6960	1,2690	0,0383	670	14,9250	1,2770	0,3920
1140	8,7720	1,2670	0,0387	660	15,1520	1,2890	0,3970
1130	8,8500	1,2640	0,0392	650	15,3850	1,3030	0,4030
1120	8,9290	1,2610	0,0398	640	15,6250	1,3130	0,4080

$\nu$ $cm^{-1}$	$\lambda$ $m^{-6}$	$n$	$k$
610	16,3930	1,3480	0,4200
600	16,6670	1,3610	0,4230
590	16 949	1,3720	0,4250
580	17,2410	1,3850	0,4270
570	17,5440	1,3960	0,4280
560	17,8570	1,4070	0,4270
550	18,1820	1,4190	0,4270
540	18,5190	1,4310	0,4260
530	18,8680	1,4410	0,4250
520	19,2310	1,4510	0,4230
510	19,6080	1,4620	0,4210
500	20	1,4700	0,4180
490	20,4080	1,4800	0,4150
480	20,8330	1,4880	0,4110
470	21,2770	1,4960	0,4080
460	21,7390	1,5040	0,4040
450	22,2220	1,5100	0,4010
440	22,7270	1,5150	0,3970
430	23,2560	1,5210	0,3940
420	23,8100	1,5270	0,3900
410	24,3900	1,5320	0,3860
400	25	1,5370	0,3820
390	25,6410	1,5410	0,3770
380	26,3160	1,5450	0,3720
370	27,0270	1,5490	0,3680
360	27,7780	1,5520	0,3630
350	28,5710	1,5520	0,3590
340	29,4120	1,5520	0,3560
330	30,3030	1,5500	0,3520
320	31,2500	1,5460	0,3530
310	32,2580	1,5430	0,3570
300	33,3330	1,5410	0,3610
290	34,4830	1,5390	0,3680
280	35,7140	1,5370	0,3750
270	37,0370	1,5340	0,3850
260	38,4620	1,5320	0,3980
250	40	1,5290	0,4140
240	41,6670	1,5250	0,4360
230	43,4780	1,5280	0,4690
220	45,4550	1,5420	0,5050
210	47,6190	1,5670	0,5390
200	50	1,6000	0,5710



## Annexe F

# Roughness-enhanced collection of condensed droplets



<b>EPJ manuscript No.</b> (will be inserted by the editor)
---

## Roughness-enhanced collection of condensed droplets

Joachim Trosseille<sup>1</sup>, Anne Mongruel<sup>1</sup>, Laurent Royon<sup>2</sup>, Marie-Gabrielle Medici<sup>3</sup>, Daniel Beysens<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, CNRS PSL-ESPCI Sorbonne Université Sorbonne Paris Cité, 10 rue Vauquelin, 75005, Paris

<sup>2</sup> Laboratoire des Energies de Demain, Sorbonne Paris Cité, UMR 8236CNRS, 75013, Paris

<sup>3</sup> Institut de Physique de Nice, CNRS Université de Nice Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice, France

<sup>4</sup> OPUR, 2 rue Verderet, 75016 Paris, France

Received: date / Revised version: date

**Abstract.** Gravity shedding of droplets is limited by droplet pinning, a major limitation for low condensation processes and in particular passive dew harvesting in its use as an alternative source of water. We present experiments showing that, paradoxically, a simple surface treatment increasing roughness (sand-blasting) favors droplet shedding compared to the original substrate, provided that sand-blasting does not increase too much the surface roughness. Sand-blasting ensure the high density of nucleation sites and enhance the coalescences events at a sub-micron scale, thus lowering the lag-time to obtain drop sliding during condensation. Early nucleation indeed overcompensates the delay increase due to roughness. Edges of the substrate, where drops grow faster, also improve water collection, thank to the early sliding of edge drops that behave as natural wipers. Combining the effects of sand blasting and edges increase significantly the rate of collection of dew condensation on a substrate at a given time, gains of about 30% can be commonly obtained.

**PACS.** XX.XX.XX No PACS code given

### 1 Introduction

In many regions of the world, dew water could serve as an additional water source, supplementing rain and fog water collection [1–3]. This can be particularly useful when precipitation is low or lacking. Unlike fog-catching nets specially designed to gather fog droplets, dew condensers harvest the water vapor present in the air, when cooled below the dew point by radiative exchange with the atmosphere. Maximum yield, obtained with surfaces tilted at 30° from horizontal and exposed to a clear sky, is on the order of 0.7 L/m<sup>2</sup> (*i.e.* 0.7 mm) per night [3]. However, the collection of water droplet by gravity-induced drainage is limited by the pinning forces on the contact line. As a consequence, these non-collected drops evaporate in the morning when the first rays of the sun appear. Many studies have been devoted to reduce the pinning of condensed droplets by using various substrates ([4–6]). As shown by Lee *et al.* [5], drainage of water at the lower edge of the condensing surface has to be considered when comparing the collection rate with the condensation rate. In a recent work, our team used micro-grooved surfaces to provoke long range drop coalescences, leading to the speed-up of droplet growth and their early shedding by gravity [7]. The present study is concerned with a simple and inexpensive technique, sand blasting, to obtain

randomly microstructured surfaces that promote efficient drop collection.

### 2 Experimental

#### 2.1 Condensation and water collection experiments

Water collection experiments are performed in a temperature and humidity-controlled environmental chamber (Weiss WKL 100) at ambient pressure. The setup, already described in [7], is shown in fig. 1. The condensing device is installed in the chamber where air is maintained at a temperature  $T_a = 30^\circ\text{C}$  and at relative humidity  $RH = 70\%$ . The dew point for these conditions is  $T_{dew} = 24.1^\circ\text{C}$ . The substrate under study is stuck with a small layer of thermal grease on a 173x173x5 mm<sup>3</sup> stainless steel plate, itself screwed and stuck on an electrolytic copper plate of 5 mm thickness in contact with a 100mm x 100m wide Peltier cooling element. The substrate surface is cooled below the dew point at a temperature  $T_s = 23.5^\circ\text{C}$ . At time  $t = 0\text{s}$ , the humidity  $RH$  is set to its prescribed value in the environmental chamber, the substrate being cooled to the temperature  $T_s$  beforehand. This value is measured by a thermocouple taped on the substrate and linked to a data acquisition software. Temperature is found to be uniform on the substrate except close to the edges where it rises

by  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Water condensation occurs at a constant rate, measured on a smooth reference surface. The substrate is set in vertical position, so that water droplets slide down the plate by gravity when gravity forces are greater than pinning forces. A  $7.2\text{ cm}$  long tissue was used to absorb and weigh drops sliding at the lower edge of the plate. This tissue has to be placed very precisely at a sub-millimetric distance ( $\approx 0.3\text{ mm}$ ) from the lower edge of the plate. The tissue rests on a balance within  $1\text{ mg}$  accuracy. Two cameras are placed in the environmental chamber. The first camera (Pixelink) observes a large view of the condensing plate in order to study large scale drop motions. The second camera (TheImagingSource) visualizes with a high magnification the growth dynamics of drops on a reference surface (see sect. 3.2) taped on the substrate under study, and thus subjected to the same ambient conditions. The condensation rate is measured by the drop radius evolution, shown to be proportional to the condensed volume (see sect. 3.2) on this reference material. The calculation is made during post-processing by an image processing code.

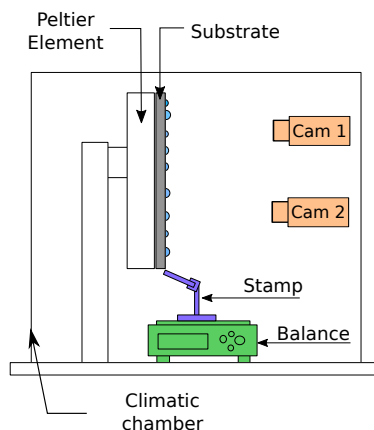


Fig. 1. Schematic of the condensation set-up in environmental chamber. Side view of the substrate in vertical position.

Condensation experiments are also performed under optical microscopy in order to observe qualitatively the early stages of condensation on the different substrates. In addition, an infra-red camera (FLIR A655SC,  $640 \times 480$  pixel,  $50\text{ Hz}$ ,  $7.5\text{--}14\text{ }\mu\text{m}$ ) was used to observe with a high contrast the condensation dynamics and droplet shedding on both substrates. For the later visualisations (microscopy and infra-red camera), the condensation was driven at ambient room temperature and humidity.

## 2.2 Rough surfaces

The surfaces under study are Duralumin alloy plates of dimensions  $173\text{ mm} \times 173\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ , with a thermal conductivity  $\lambda_{dural} = 160\text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$  [8]. Two plates

with different roughnesses are used. The first plate, considered as "smooth", is a simple laminated Duralumin plate with no specific treatment. The second plate, denoted as "rough", is textured by sand blasting, a technique that consists in impacting the surface with a flux of silica beads under pressure. The grains are directed perpendicular to the surface, explode at the impact and form a circular crater whose depth and width depend on the impact pressure. The advantages of this technique are (i) the possibility of creating a controlled random roughness and (ii) the simplicity of the method to treat large surfaces. Roughness is here characterized by the arithmetic roughness  $R_a$  and is measured by an optical profilometer. In the experiment presented here, the surface is treated with  $25\text{ }\mu\text{m}$  diameter silica beads impacting the surface with a pressure of  $2\text{ bar}$ . Figure 2 shows optical profilometer images of the surface before and after sand-blasting. It appears that the Duralumin plate without treatment already shows some asperities, although it is considered as "smooth" in comparison with the treated surface. As a matter of fact, the profilometer analysis shows an arithmetic roughness  $R_a = 0,46\text{ }\mu\text{m}$  for the non-treated plate, to be compared with  $R_a = 2\text{ }\mu\text{m}$  for the treated plate.

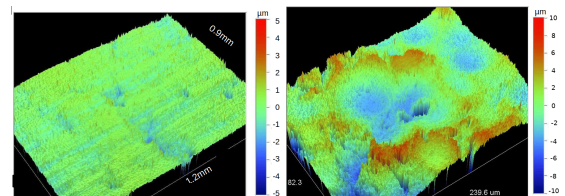


Fig. 2. Profilometer images of the surface of a Duralumin plate before (left) and after (right) sand-blasting.

## 2.3 Wetting and contact angle hysteresis on a rough surface

The wetting behavior of a sessile droplet is usually described by a unique contact angle with the surface, the latter being only dependent on the nature of the liquid, the surface and the surrounding gas. This is only valid for ideally homogeneous surfaces. In practice, surfaces present some chemical or topographical heterogeneities that make the contact angle vary between two limiting angles, the advancing and the receding angle [9]. The difference between advancing and receding contact angles (hysteresis) is responsible for the pinning of drops. The relation between hysteresis and roughness has been examined theoretically, independently of the tilted angle, through the problem of the pinning of the triple line on one single defect and on a randomly dispersed assembly of defects [9–11], and on periodically spaced micro-pillars [12].

The influence of roughness on the pinning of a single drop deposited on an inclined plane has been studied experimentally for an arithmetic roughness ranging from  $0.1$

nm to 35  $\mu\text{m}$ , showing that pinning forces increase with roughness [13,14]. Combining roughness and hydrophobicity, drops are in the Cassie-Baxter state, leading to a weaker pinning on the top of the roughness [15,16]. Numerical simulation by the Lattice-Boltzmann method of droplets on inclined surfaces with various patterning show an increase of contact angle hysteresis with increasing roughness [17]. A discussion on the pinning characteristics of an inclined rough surface for condensed droplets is given in sect. 6.

Table 1 presents the advancing  $\theta_a$  and receding  $\theta_r$  contact angles of drops on the rough and smooth Duralumin substrates, the corresponding contact angle hysteresis  $\cos\theta_r - \cos\theta_a$  which enters in the contact line pinning force (eq. (4)), and a mean contact angle defined as  $\theta_m = (\theta_a + \theta_r)/2$ . Advancing and receding contact angles are measured using the syringe method. The latter consists in adding or removing water from an horizontal sessile drop until the contact line moves. The size of drops used for the contact angle measurements is 3 mm. From table 1 the additional roughness induced by sand-blasting seems not to have an important influence on the contact angles of droplets.

	Smooth	Rough	Reference
$\theta_a$ ( $^\circ$ )	$97.5 \pm 3.7$	$94.5 \pm 3.1$	$87.2 \pm 0.3$
$\theta_r$ ( $^\circ$ )	$27.7 \pm 1.0$	$20.1 \pm 1.8$	$31.8 \pm 2.9$
$\cos\theta_r - \cos\theta_a$	$1.016 \pm 0.072$	$1.018 \pm 0.066$	$0.801 \pm 0.032$
$\theta_m$ ( $^\circ$ )	62.6	57.3	59.5
$\varepsilon^2$	0.63	0.75	0.53
$\theta_m$ ( $^\circ$ ) from eq. (1)	66.6	45	84.6

**Table 1.** Advancing ( $\theta_a$ ) and receding ( $\theta_r$ ) angles of water droplets on different substrates and the corresponding contact angle hysteresis and mean contact angle  $\theta_m$ . The surface coverage  $\varepsilon^2$  is obtained from condensation experiments in stage (iii) under the same experimental conditions.

### 3 Dropwise condensation on a smooth surface

The fundamental growth laws for the droplet condensation on simple substrates, where the droplets grow as spherical caps with the same constant contact angle, have been identified in the 90s (for a review, see [3] and references therein). These laws are briefly recalled in this section, and then used to define a reference for the condensation rate in our experiments.

#### 3.1 Droplet nucleation and growth

Dropwise condensation of water droplets on a smooth surface (such as a silicon wafer) has been shown to follow 3 stages [3]. i) Drops nucleate and grow independently as spherical caps whose contact perimeter radius (measured

in the plane of the substrate) is  $R_i$ . The drop surface coverage is defined as  $\varepsilon^2 = \pi \sum R_i^2 / S_T$ , where  $S_T$  is the surface area of the condensation substrate. In this stage where  $\varepsilon^2$  is low, the water vapor concentration profile around an isolated droplet is hemispherical. The time evolution of the drop radius,  $R(t)$ , follows the power law  $R(t) \sim t^{1/2}$ . ii) As the drop radius increases, it becomes comparable to the thickness of the water vapor concentration boundary layer. The water vapor concentration profiles thus overlap, resulting in a mean concentration profile directed perpendicularly to the surface. The drop radius now follows the power law  $R \sim t^{1/3}$ . iii) Finally, the drop interdistance decreases such as drops touch each other and coalesce, which leads to an acceleration of the mean drop growth. The growth of the drop assembly becomes self-similar: the mean Sauter radius, defined as  $\langle R \rangle = \sum R_i^3 / \sum R_i^2$ , follows the scaling law  $\langle R \rangle \sim t$ . Another effect of self-similarity is that the surface coverage becomes a constant. It is related to the mean contact angle  $\theta_m$  as follows [18]:

$$\varepsilon^2 = 1 - \theta_m / 180 \quad (1)$$

During stages (ii) and (iii), the drop pattern can be considered as a water film (the equivalent film) with average thickness  $h$  equal to the volume of condensed water per unit area of the substrate [19]. Denoting  $V_i$  the volume of an individual drop,  $h$  is defined as  $h = (\sum V_i) / S_T$ . The film thickness  $h$  is thus related to the mean radius  $\langle R \rangle$  and to the contact angle  $\theta$  as:

$$h = \langle R \rangle f(\theta) \varepsilon^2 \quad (2)$$

The volume  $V_i$  of a spherical cap with drop contact perimeter radius  $R_i$  is calculated as  $V_i = \pi f(\theta) R_i^3$  where  $f(\theta)$  is a function of the contact angle:

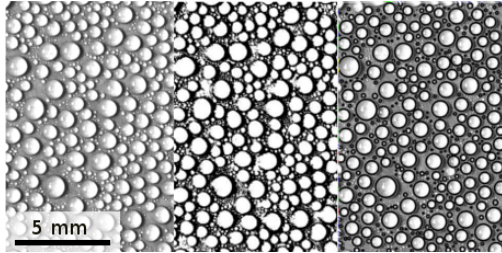
$$f(\theta) = \frac{2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta}{3\sin^3\theta} \quad (3)$$

It follows from eq. (2) that the film thickness  $h(t)$  varies linearly with time during stage (iii), leading to a constant condensation rate  $\dot{h} = dh/dt$ .

#### 3.2 Condensation rate

In order to assess the condensation rate of each experiment, the condensation process is observed on a reference surface subjected to the same experimental conditions as the substrate under study. This surface is an adhesive foil of polyvinyl chloride (PVC) of 0.14 mm thickness stuck on the substrate. The contact angles of water droplets measured on this smooth and hydrophobic surface are reported in table 1. The evolution of a droplet pattern during condensation on the reference surface is recorded by a camera. The images are processed with a drop contour recognition code as shown in fig. 3 in order to measure the radius  $R_i$  of each individual droplets on the images. The smallest radius that can be detected with this procedure is of 5 pixels ( $\sim 125\mu\text{m}$  for typical experiments). From the measured radii  $R_i$ , the mean Sauter radius  $\langle R \rangle$

and the surface coverage  $\epsilon^2$  can be obtained, together with the volume of water per unit surface,  $h$ , calculated as  $\pi f(\theta) \sum R_i^3 / S_T$ . The contact angle used for the calculation of  $f(\theta)$  comes from the detection of the surface coverage injected into eq. (1).



**Fig. 3.** From left to right : visualization of the drops on the reference surface, image processing and drop contour recognition.

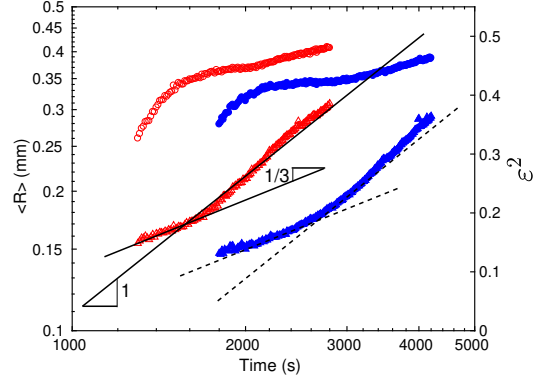
Figure 4 shows the evolution of the mean radius on the reference surface placed in the environmental chamber in a vertical and an horizontal positions, respectively. For both positions, the growth dynamics is characterized by a stage  $\langle R \rangle \sim t^{1/3}$  followed by a stage  $\langle R \rangle \sim t$ . Interestingly, fig. 4 shows that the condensation rate obtained for the horizontal surface is lower than for the vertical position. This observation can be explained by differences in the thickness of the concentration boundary layer. Considering natural convection, the thermal and concentration boundary layers are thicker near a cold horizontal plate than near a cold vertical plate under the same conditions [20, 21]. A thicker boundary layer will induce a smaller vapor concentration gradient and hence, a smaller condensation rate, leading to a faster transition from 1/3 to 1 power law. In the linear regime, a condensation rate  $\dot{h} = dh/dt$  is obtained, with a value of  $\dot{h} = 4,35 \cdot 10^{-5} \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$  for the vertical position, and  $\dot{h} = 2,65 \cdot 10^{-5} \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$  for the horizontal position.

## 4 Dropwise condensation on Duralumin plates

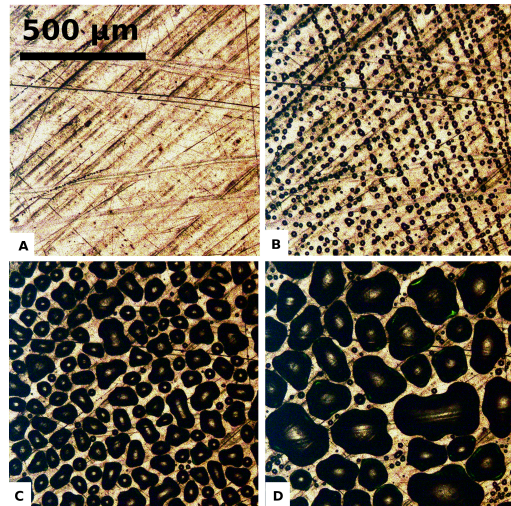
### 4.1 Drop nucleation and early growth

**Smooth Duralumin.** Figure 5(A) shows that at a microscopic scale, smooth Duralumin exhibits scratches and impurities on which nucleation preferentially occurs, as shown in fig.5(B). Then, drop surface coverage increases and coalescences start. Figure 5(C) shows that drops are non spherical due to pinning of contact line on substrate defects. In fig.5(D), surface coverage and eq. (1) lead to  $\theta_m = 46^\circ$ . In [18], such pinning-induced shapes are also observed, however for somewhat smaller angles ( $\theta_m \cong 20^\circ$ ).

**Rough Duralumin.** For the rough surface, fig.6 shows that condensation starts from homogeneously distributed nu-

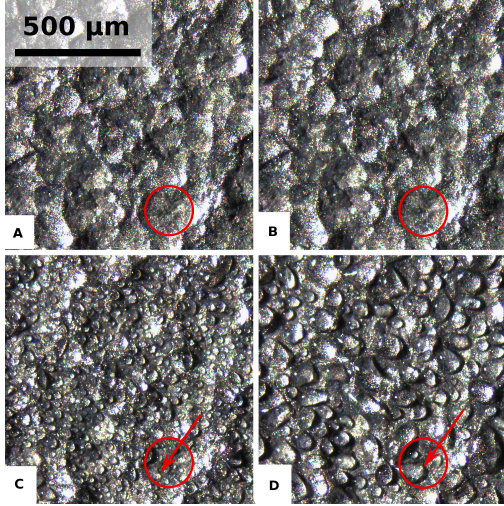


**Fig. 4.** Evolution of ( $\Delta$ ) mean radius  $\langle R \rangle$  and ( $\circ$ ) surface coverage  $\epsilon^2$  on the reference : in vertical (open symbols) and horizontal (filled symbols) position. Experimental conditions : RH = 70 % ;  $T_{ext} = 30^\circ \text{C}$  ;  $T_s = 21.9^\circ \text{C}$ ,



**Fig. 5.** Optical microscopy observations of condensation pattern on smooth Duralumin (RH = 50 % ;  $T_a = 28^\circ \text{C}$ ,  $T_s = 1.8^\circ \text{C}$ ) at different times. A :  $t = 0 \text{ s}$  ; B :  $t = 245 \text{ s}$  ; C :  $t = 485 \text{ s}$  ; D :  $t = 725 \text{ s}$ .

cleation sites on the surface. Sand-blasting indeed produces sub-micrometric roughness in the craters on which drops nucleate as can be seen on fig.6. Coalescences rapidly take place and drops grow further until reaching a size larger than the roughness size, with a smaller radius and a much higher contact angle than on the smooth substrate, as shown in fig. 6(D).



**Fig. 6.** Optical microscopy observations of condensation pattern on rough Duralumin ( $RH = 47\%$ ;  $T_a = 26^\circ C$ ,  $T_s = 1.6^\circ C$ ) at different times. A :  $t = 0$  s ; B :  $t = 245$  s ; C :  $t = 485$  s ; D :  $t = 725$  s. The circle highlights a crater and the arrow shows drop nucleation and growth inside the crater.

#### 4.2 Later growth

Observations at a larger scale and later in the condensation process are shown in fig.7. In these experiments, rough and smooth Duralumin plates are placed side by side in the vertical position in the environmental chamber and thus benefit of exactly the same environmental conditions (temperature, RH). They are simultaneously observed with the IR camera at two different times after the beginning of condensation. On the IR images, droplets appear with distinct contours.

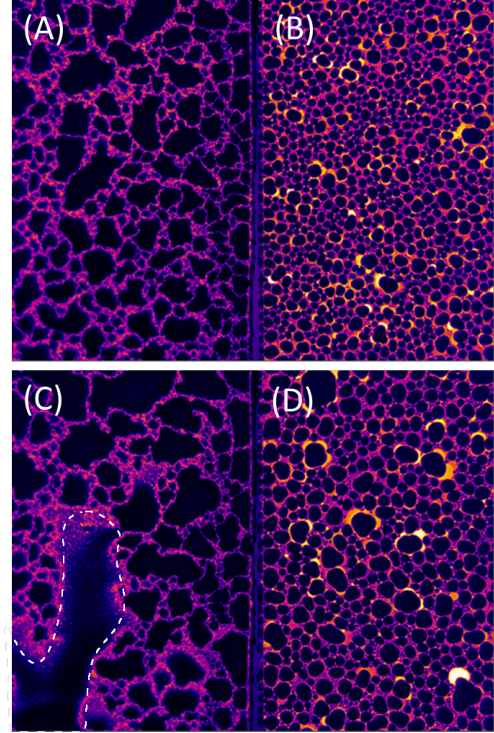
On the rough Duralumin, as shown in fig. 7(A) and (C), drops display complicated shapes, indicating that the relaxation of the contact line after coalescence events is impeded by the presence of defects ([18,22]). This situation corresponds to a large surface coverage,  $\epsilon^2 \cong 0.75$ , and a low contact angle,  $\theta_m \cong 45^\circ$ .

On the smooth plate (fig. 7(B) and (D)), less defects are present and the relaxation of drops is more effective, leading to more spherical drops. From the surface coverage  $\epsilon^2 \cong 0.63$ , one obtains  $\theta_m \cong 66^\circ$ .

For the two surfaces, the value of  $\theta_m$  obtained in condensation experiments (from the surface coverage and eq. (1)) is very close to the value of  $\theta_m$  obtained as  $(\theta_a + \theta_r)/2$ . The use of eq. (1), which has been established for smooth surfaces of various contact angles, can thus be extended to a surface with a random roughness.

### 5 Water collection by gravity

On the images taken at a later time (fig. 7(C) and (D)), the drops have grown further. On the rough surface, one



**Fig. 7.** Observation with an infra-red camera of condensation pattern ( $RH = 45\%$ ;  $T_a = 26^\circ C$ ,  $T_s = 7.4^\circ C$ ) on rough (left) vs. smooth (right) Duralumin plates, at  $t = 3310$  s (A) and (B) and  $t = 4490$  s. (C) and (D). Size of the portion :  $40 \times 30$  mm. The dashed line in (C) corresponds to a shedding drop.

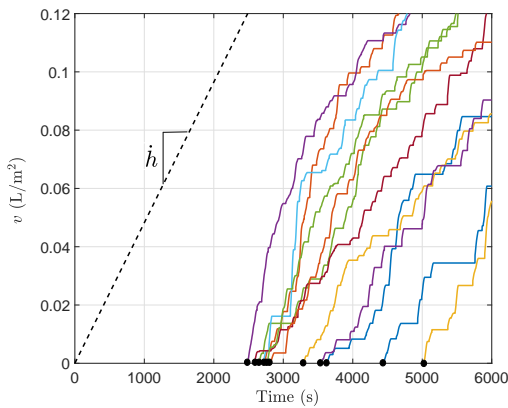
of the drop has reached its critical size for detachment and has slid down the surface, whereas on the smooth surface all the drops are still too small to detach.

#### 5.1 Comparison between smooth and rough surfaces

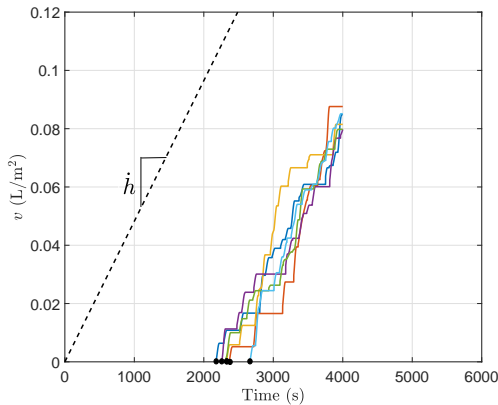
Figures 8 and 9 show the results of water collection from the smooth and rough Duralumin plates, respectively. The amount of water flowing down the surface and collected by the tissue is measured by the balance during 6000 s at a rate of one measurement per second. The collection area is the area situated above the collection device. The collected water volume per unit surface,  $v$ , is expressed in  $L/m^2$  (mm). The evolution of  $v$  is depicted as a continuous line. The dashed line represents the film thickness  $h(t)$  which is measured by drop visualization on the reference surface under the same conditions. After averaging on each set of experiment, the condensation rate  $\dot{h}$  measured on the reference surface is found to be  $\dot{h} \cong 4, 8 \cdot 10^{-5} \pm 0, 7 \cdot 10^{-5}$   $mm s^{-1}$  for both sets of experiments in fig. 8 and 9. Note that  $v$  is the *collected* volume per unit area at the substrat

basis, not to be confused with  $h$  the volume condensed on the substrat.

On the collector, water collection does not start at  $t = 0$ s, but at a later time  $t_c$  when the first drop sliding on the tissue is recorded by the balance. This collection time is represented on the graphs by the black dots on the horizontal axis. Associated with the collection time  $t_c$ , comes a film thickness  $h_c = \dot{h}t_c$  that is lost. It is thus important to lower  $h_c$ , and thus  $t_c$ , in order to increase the collected volume of water.



**Fig. 8.** Water volume (per unit surface) collected at the lower edge of the smooth Duralumin as a function of time :  $T_a = 30^\circ\text{C}$ ,  $HR = 70\%$ ,  $T_s = 23.5^\circ\text{C}$ . Dashed line : condensed film thickness on the reference surface with  $\dot{h} \cong 4,8.10^{-5} \pm 0,7.10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$



**Fig. 9.** Water volume (per unit surface) collected at the lower edge of the rough Duralumin :  $T_a = 30^\circ\text{C}$ ,  $HR = 70\%$ ,  $T_s = 23.5^\circ\text{C}$ . Dashed line : condensed film thickness on the reference surface with  $\dot{h} \cong 4,8.10^{-5} \pm 0,7.10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$

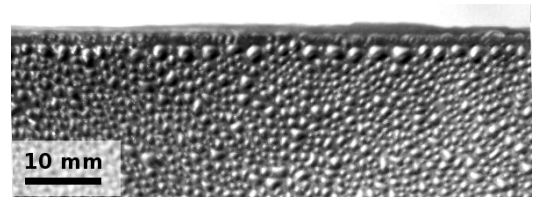
For the smooth Duralumin, collection times can vary on a large range from  $t_c = 2500$  s to  $t_c = 5000$  s. In contrast, on the rough Duralumin, collection time are comprised within a much shorter range, from  $t_c = 2100$  s to  $t_c = 2700$  s. We explain this striking difference by the distribution of defects on either surfaces. Water nucleation on smooth Duralumin is very sensitive to contamination by fat, dust or mineral deposition from ambient air. Surface defects created by sand blasting, in contrast, induces more homogeneous and more stable distribution than uncontrolled contaminations, leading to more reproducible results.

It has to be noted that the collected volume  $v$  does not evolve continuously. Rather, it rises by steps of different heights, each step corresponding to at least one drop recorded by the balance. For both smooth and rough Duralumin, the averaged collection rate  $dv/dt$  agrees well with the condensation rate  $\dot{h}$  on the reference, indicating that a steady state is reached. As expected, the condensation rate is essentially not modified by the properties of the condensing surface, *e.g.* its roughness.

In the experiments presented in fig. 8 and 9, the droplets situated at the upper edge of the plate have been suppressed using a piece of absorbant tissue placed above it. In the following, we discuss the role of edge effects on water collection.

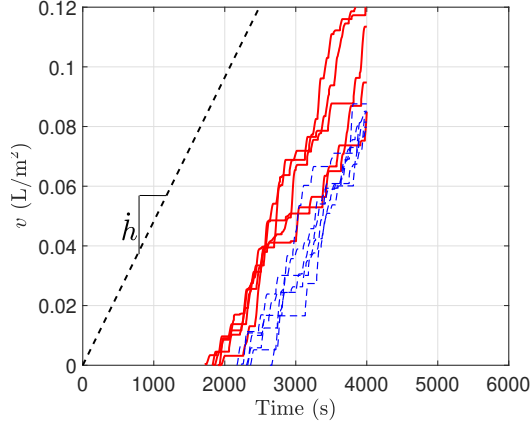
## 5.2 Influence of edge effects

Edge effects can play an important role in the collection of dew water [19]. Having less neighboring drops to compete with for the incorporation of water vapor, edge drops grow faster than drops situated in the middle of the substrate. Figure 10 shows the difference in size between edge drops and drops situated just below. Edge drops can exhibit a growth 2 to 5 time faster than drops not at edges, which make them detach sooner. Being situated at the top of the condensing surface, they collect during their runoff all drops being on their way and act as natural wipers.



**Fig. 10.** Edge effects (larger drops) on top of the plate. (Rough Duralumin,  $t = 1710$  s.  $\dot{h} \cong 4,8.10^{-5} \pm 0,7.10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$ )

Edge effects are controlled by using a piece of absorbing tissue placed on the upper edge of the substrate. Figure 11 shows the evolution of the water collected by the balance for experiments with and without edge effects on the rough surface. With edge effects, the collection time is shortened by 500 s when compared with the collection



**Fig. 11.** Water volume (per unit surface) collected from the rough Duralumin :  $T_a = 30^\circ\text{C}$ ,  $RH = 70\%$ ,  $T_s = 23.5^\circ\text{C}$ . Continuous lines : with edge effects. Interrupted lines : no edge effects. Dashed line : condensed film thickness on the reference surface with  $\dot{h} \cong 4, 8.10^{-5} \pm 0, 7.10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$

time without edge effects. This delay has an influence on the total amount of collected water. With edge effects the water volume that remains stuck on the surface before the collection time  $t_c = 1900$  s is reached, is equal to  $h_c \cong 0,092$  mm. When the edge effects are suppressed, the lost volume is  $h_c \cong 0.11$  mm at  $t_c = 2300$  s, which represents a gain of about 17 %. Hence, the edge drops act as efficient wipers that lower the collection time, and eventually increase the total collected water amount.

## 6 Droplet shedding by gravity

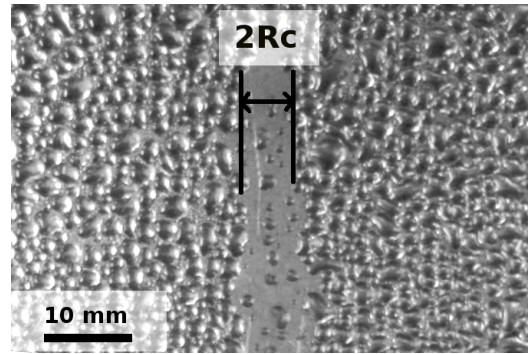
A drop starts sliding on an inclined plane when its weight exceeds the pinning forces of the three phase contact line. The critical radius for detachment,  $R_c$ , corresponds to the balance of gravity forces and pinning forces in the plane of the substrate. We use here the expression proposed by ElSherbini *et al.* [23] :

$$R_c = l_c \left( \frac{k}{\pi f(\theta)} \right)^{1/2} \left( \frac{\cos\theta_r - \cos\theta_a}{\sin\alpha} \right)^{1/2} \quad (4)$$

In eq. (4),  $l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$  is the capillary length, with  $\sigma \cong 0.072$  N/m the water surface tension and  $\rho \cong 996$   $\text{kg.m}^{-3}$  the water density, taken at  $20^\circ\text{C}$  [8],  $\alpha$  is the tilt angle of the surface with respect to horizontal (in our case,  $\alpha = 90^\circ$ ), and  $k = 48/\pi^3 \approx 1.548$  is a shape factor. Following [23], the contact angle used in eq. (3) for the calculation of the function  $f(\theta)$  is  $\theta_m = (\theta_a + \theta_r)/2$ .

### 6.1 Critical radius measurements

It is difficult to determine from the video a precise sliding drop critical radius. Actually, we have observed that drop sliding occurs following a coalescence event, that takes place within a few milliseconds and is detected by the camera only by chance. Its radius is thus measured with a poor accuracy. An estimation of the radius of the sliding drop is however possible by considering the width of the trace left by the water flow, as shown in fig. 12 where a picture was taken just after the sliding of a drop.

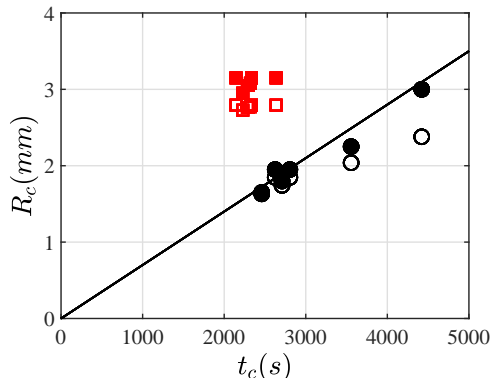


**Fig. 12.** First sliding drop on the smooth Duralumin plate at  $t_c = 4470$ s.  $\dot{h} = 4, 8.10^{-5} \pm 0, 7.10^{-5} \text{ mm.s}^{-1}$ .

Figure 13 reports the critical radius as measured by this method on smooth and rough Duralumin, as a function of the collection times  $t_c$ . We stress that while the presence of roughness does not affect the condensation rate, it has a significant influence on the critical radius for sliding. First, it can be seen in fig. 13 that on the rough Duralumin, the drops reach faster a larger critical radius than on the smooth Duralumin. The surface topology induced by sand-blasting thus promotes a faster growth of larger drops. As shown by the visualizations in sect. 4.1, this effect can be attributed to the creation of many nucleation sites. Another observation from fig. 13 is that sliding drops are larger on the rough substrate than on the smooth substrate, in agreement with the fact that roughness increases pinning forces.

As mentioned earlier, a wide range of critical time, and hence, of critical radius is obtained on the smooth plate. The corresponding critical radii vary linearly with critical time, in agreement with the growth law  $\langle R \rangle \sim t$  (see sect. 3). The slope of the linear regression is  $\cong 7.10^{-4}$  mm/s. Using eq. (2), the value of  $\langle R \rangle$  are found to be  $\cong 3.2$  times smaller than the values of  $R_c$  at the same time.

However, these critical radius measurements can not be well understood from the small difference in contact angle hysteresis between rough and smooth Duralumin. Indeed, with the values of table 1, eq. (4) yields a critical radius of  $R_c \approx 3.51$  mm for the smooth Duralumin, and of  $R_c \approx 3.29$  mm for the rough Duralumin, overestimating in both cases the measured values. Moreover, eq. (4) does



**Fig. 13.** Critical radius for sliding as a function of collection times, for smooth Duralumin (circles) and rough Duralumin (squares). Full symbols : measured critical radii. Open symbols : calculated critical radii using eq. (4), (5) and (6). Continuous line: linear regression.

not explain the wide range of values of  $R_c$  and  $t_c$  measured for the smooth Duralumin.

A first discrepancy between the model eq. (4) and experiments comes from the fact that the contact angle hysteresis has been measured by the syringe method for a small drop resting on an horizontal plate. Experimental [24] and numerical studies [25,26] show that contact angles  $\theta_{min}$  at the rear (resp.  $\theta_{max}$  at the front) of a drop at critical condition (sliding drop) on a tilted surface can be different from the advancing and receding angles measured on the same horizontal surface. As suggested by ElSherbini *et al.* [23], the difference between the two measurements is influenced by the value of the Bond number, defined as:

$$Bo = \frac{\rho g (2R_c)^2 \sin \alpha}{\sigma} \quad (5)$$

The values of Bond numbers of the critical drops in fig. 13 range from 1.5 to 5.4. A minimum contact angle,  $\theta_{min}$  corresponding to the value of the receding angle at critical conditions, can be correlated to  $Bo$  [23]:

$$\frac{\theta_{min}}{\theta_a} = 0.01Bo^2 - 0.155Bo + 0.97 \quad (6)$$

Using this value of  $\theta_{min}$  instead of  $\theta_r$  in eq. (4) yields a better agreement between the calculated and the measured critical radius, as depicted in fig. 13 (empty symbols). Strikingly, the agreement between the model and the experiments is even obtained for the rough Duralumin, despite complicated shape of the drops.

Another limit of the model leading to eq. (4) is that it relies on a static equilibrium of forces on the drop [23]. In the case of condensation on an inclined plane, however, experiments show that sliding always occurs just after a coalescence event, that is, during a dynamical phenomenon. When drops rearrange to reach their equilibrium state after coalescence, the relaxation of the contact line lowers

the pinning forces. Gao *et al.* [27] have evidenced the fact that the surface tension forces are always larger on a static drop than on a moving drop (except if surface defects are distinct and large, which is not the case here). Coalescence events have thus an important impact on the contact line depinning.

## 7 Conclusions

The above study shows that drops slide sooner on a plate when treated by sand-blasting as compared to the corresponding smooth, untreated plate, decreasing the water volume stuck on the plate and therefore increasing the collected volume. The roughness obtained by sand-blasting, consisting of stable topological defects on the surface, increases the number and quality of nucleation sites, thus improving the reproducibility of the water collection. Although enhanced roughness increases the critical radius for sliding, the latter is obtained sooner than on the smooth surface, because of early drop nucleation. It eventually results in a reduction of the sliding time when compared to the smooth surface.

Edge drops on the upper edge of the substrate, growing faster and thus sliding sooner, also increase the collection rate by acting as natural wipers. Combining sand-blasting and edge effects can thus increase substantially the passive collection by gravity from a substrate. Gains in water collection of about 30% when compared to the same smooth substrate are obtained thanks to these simple techniques.

## References

1. D. Beysens, I. Milimouk, *Pour des ressources alternatives en eau*, *Sécheresse* **11**, 281-288 (2000).
2. M. Tomaszkiwicz, M. Abou Najm, D. Beysens, I. Alameddine, M. El-Fadel, *Dew as a sustainable non-conventional water resource: a critical review*, *Environmental Reviews* **23**, 425-442 (2015).
3. D. Beysens, *Dew Water*, River Publishers, Aalborg (2018).
4. Y. Jin, L. Zhang, P. Wang, *Atmospheric Water Harvesting : Role of surface Wettability and Edge Effect*, *Global Challenges* **1**, 1700019 (2017).
5. A. Lee, M-W. Moon, H. Lim, W-D. Kim, H-Y. Kim, *Water harvest via dewing*, *Langmuir* **28**, 10183-10191 (2012).
6. S. Anand, A.T. Paxson, J.D. Smith, R. Dhimman, K.K. Varanasi, *Droplet condensation and growth on nanotextured surfaces impregnated with an immiscible liquid*, *Bull. Am. Phys. Soc.* **57** <http://meetings.aps.org/link/BAPS.2012.MAR.X50.11> (2012).
7. P-B Bintein, H. Lhuissier, A. Mongruel, L. Royon, D. Beysens, *Grooves accelerate dew shedding*, *Phys. Rev. Letters* **122**, 098005 (2019).
8. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 79th ed., edited by D.R.Lide (1998).
9. P.G. de Gennes, *Wetting : statics and dynamics*, *Rev. Modern Physics* **57-3**, 827-863, (1985).
10. J.F. Joanny, P.G. DeGennes, *A model for contact angle hysteresis*, *J. Chem. Phys.* **81-1**, 552-562 (1984).



Please give a shorter version with: \authorrunning and \titlerunning prior to \maketitle

9

11. M.E.R. Shanahan, *Capillary movement of nearly axisymmetric sessile drops*, J. Appl. Phys. **23** 321-327 (1990).
12. A.L. Dubov, J. Teisseire, E. Barthel, *Elastic instability and contact angles on hydrophobic surfaces with periodic textures*, EPL **97**, 26003 (2012).
13. J.J. Bikerman, *Sliding of drops from surfaces of different roughnesses*, J. Colloid Sci. **5**, 349-359 (1950).
14. C.W. Extrand, A.N.Gent, *Retention of liquid drops by solid surfaces*, J. Colloid Interface Sci. **138-2**, 431-442 (1990).
15. M. Miwa, A. Nakajima, A. Fujishima, K. Hashimoto, T. Watanabe, *Effects of the surface roughness on sliding angles of water droplets on superhydrophobic surfaces*, Langmuir **16**, 5754-5760 (2000).
16. M. Reyssat, D. Quéré, *Contact angle hysteresis generated by strong dilute defects*, J. Phys. Chem B **113**, 3906-3909 (2009).
17. J. Hyvöluoma, A. Koponen, P. Raiskinmäki, J. Timonen, *Droplets on inclined rough surfaces*, Eur. Phys. J. E **23**, 289-293 (2007).
18. H. Zhao, D. Beysens, *From droplet growth to film growth on an heterogeneous surface : condensation associated with a wettability gradient*, Langmuir **11**, 627-634 (1995).
19. M.-G. Medici, A. Mongruel, L. Royon, D. Beysens, *Edge effects on water droplet condensation*, Phys. Rev. E **90**, 062403 (2014).
20. S.W. Churchill, H.H.S. Chu, *Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate*, Int. J. Heat Mass Transfer **18**, 1323-1329 (1975).
21. E. Radziemska, W.M. Lewandowski, *Heat transfer by natural convection from an isothermal downward-facing round plate in unlimited space*, Applied Energy **68**, 347366 (2001).
22. R. Narhe, D. Beysens, *Contact line dynamics in drop coalescence and spreading*, Langmuir **20** 1213-1221, (2004).
23. A.I. ElSherbini, A.M. Jacobi, *Retention forces and contact angles for critical liquid drops on non-horizontal surfaces*, J. Colloid Interface Sci **299**, 841-849 (2006).
24. B. Krasovitski, A. Marmur, *Drops Down the Hill: Theoretical Study of Limiting Contact Angles and the Hysteresis Range on a Tilted Plate*, Langmuir **21**, 3881-3885 (2005).
25. R.A. Brown, F.M. Orr Jr., L.E. Scriven, *Static drop on an inclined plate : Analysis by the Finite Element Method*, J. Coll. Interf. Science **73-1**, 76-87 (1980).
26. F. Milinazzo, M. Shinbrot, *A numerical study of a drop on a vertical wall*, J. Colloid Interface Sci **121-1**, 254-264 (1988).
27. N. Gao, F. Geyer, D.W. Pilat, S. Wooh, D. Vollmer, H.-J. Butt, R. Berger, *How drops start sliding over solid surfaces*, Nature Physics DOI:10.1038/NPHYS4305 (2017).

## Annexe G

# Formulation Matlab de l'équation de la chaleur

La formulation par Matlab d'une équation aux dérivées partielles est de la forme :

$$m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + d \frac{\partial u}{\partial t} - \nabla \cdot (c \nabla u) + au = f \quad (\text{G.1})$$

(4.11) doit donc être modifiée :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + r \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{G.2})$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( r \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{G.3})$$

$$\nabla \cdot (r \nabla T) = 0 \quad (\text{G.4})$$

Donc dans (G.1) on a  $m=0$  ;  $d=0$  ;  $c=r$  ;  $a=0$  ;  $f=0$  .

Les conditions aux limites de type Neumann doivent être de la forme :

$$\vec{n} \cdot (c \nabla u) + qu = g \quad (\text{G.5})$$

$c$  étant égal au coefficient du même nom dans (3).

Donc on modifie nos conditions aux limites :

— En  $r = 0$  :  $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$  ;

— En  $r = R$  :  $c \frac{\partial T}{\partial r} = g$

— En  $z = 0$  :  $c \frac{\partial T}{\partial z} = g$

— En  $z = e$  :  $c \frac{\partial T}{\partial z} = g$

Avec

$$c = r ; q = 0 \quad (\text{G.6})$$

et

$$g = -\frac{r}{\lambda} [h(T - T_\infty) - \varepsilon \varphi_{In} + \varepsilon \sigma T^4 - La_w(p_v(T_\infty) - p_s(T))] \quad (\text{G.7})$$



## Annexe H

### Calcul des radiosités

Dans cette annexe les calculs de radiosités des surfaces de la figure H.1 sont explicités. L'indice  $\lambda$  a été omis pour simplifier les notations, les grandeurs considérées sont néanmoins monochromatiques. Seuls les radiosités et densités de flux incident utiles au calcul sont exprimées.

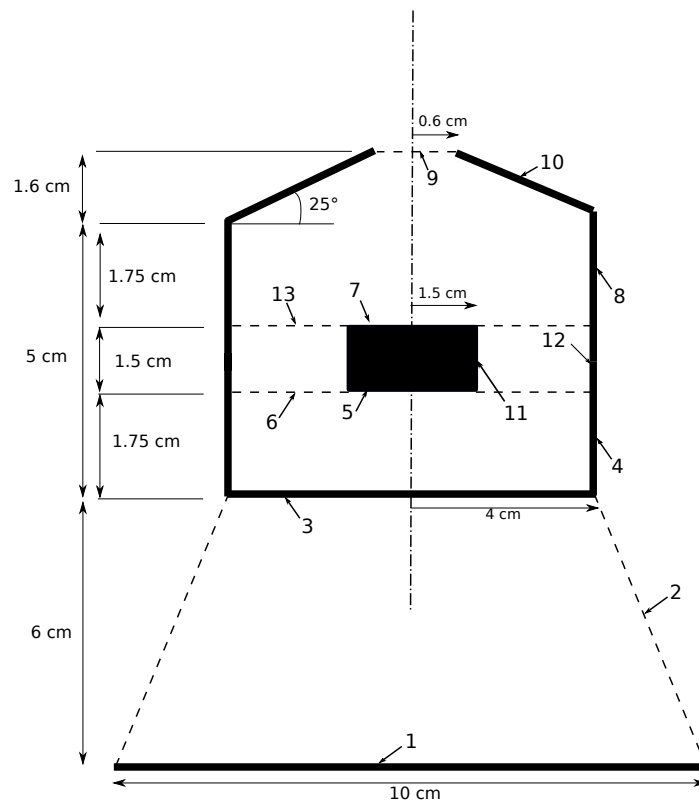


FIGURE H.1 – Schéma technique de la chambre de condensation. 1 : source froide (carrée); 2 : environnement externe; 3 : Double vitrage; 4 : réflecteur; 5 : surface inférieure du support; 6 : limite virtuelle; 7 : surface supérieure du support; 8 : réflecteur; 9 : environnement externe; 10 : réflecteur; 11 : face latérale du support; 12 : réflecteur; 13 : limite virtuelle.

#### Enceinte 1-2-3 → Flux incident à 3

Il s'agit ici de calculer le flux incident à 3 en provenance de 1 et 2.

On a :

$$J_1 = \varphi_1^e + r_1(F_{11}J_1 + F_{12}J_2 + F_{13}J_3)$$

$$\begin{aligned} J_2 &= \varphi_2^e + r_2(F_{21}J_1 + F_{22}J_2 + F_{23}J_3) \\ J_3 &= \varphi_3^e + r_3(F_{31}J_1 + F_{32}J_2 + F_{33}J_3) \end{aligned}$$

Or  $r_1 = r_2 = 0$  puisque 1 et 2 sont des corps noirs et  $F_{33} = 0$  puisque 3 est plate. Donc le système revient à

$$\begin{aligned} J_1 &= \varphi_1^e \\ J_2 &= \varphi_2^e \\ J_3 &= \varphi_3^e + r_3(F_{31}J_1 + F_{32}J_2) \end{aligned}$$

Le calcul de  $J_3$  n'est pas nécessaire puisque l'on cherche seulement à avoir le flux incident à 3. Il vient

$$\varphi_3^i = F_{31}J_1 + F_{32}J_2 + F_{33}J_3$$

Or  $F_{33} = 0$  donc

$$\varphi_3^i = F_{31}\varphi_1^e + F_{32}\varphi_2^e$$

Et en remplaçant les flux émis par leur valeur avec une émissivité égale à 1 (CN)

$$\rightarrow \varphi_3^i = F_{31}M_{T_1}^0 + F_{32}M_{T_2}^0$$

### Flux transmis par 3

On cherche ici à connaître la densité de flux émis par la face supérieure de 3  $\varphi_{3s}^e$  en direction de l'enceinte 3-4-5-6, en prenant en compte son émission propre et la part transmise du flux incident. On a donc :

$$\varphi_{3s}^e = T\varphi_{3i}^i + EM_{T_3}^0 \quad (\text{H.1})$$

avec  $T$  le facteur de transmission et  $E$  le facteur d'émission du double vitrage 3, calculés dans la section 4.1.  $M_{T_3}^0$  correspond au rayonnement émis par un corps noir à la température  $T_3$ .  $\varphi_{3i}^i$  est la densité de flux incident à la face inférieure de 3, calculé dans le paragraphe précédent.

### Enceinte 3-4-5-6

L'intérêt ici est de pouvoir calculer la densité de flux incident à 5 et la densité de flux incident à 6. Le calcul des radiosités nous donne le système suivant :

$$\begin{aligned} J_3 &= \varphi_3^e + r_3(F_{33}J_3 + F_{34}J_4 + F_{35}J_5 + F_{36}J_{6i}) \\ J_4 &= \varphi_4^e + r_4(F_{43}J_3 + F_{44}J_4 + F_{45}J_5 + F_{46}J_{6i}) \\ J_5 &= \varphi_5^e + r_5(F_{53}J_3 + F_{54}J_4 + F_{55}J_5 + F_{56}J_{6i}) \\ J_{6i} &= \varphi_{6i}^e + r_6(F_{63}J_3 + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i}) \end{aligned}$$

avec  $J_{6i}$  la radiosité de la face inférieure de 6, du côté enceinte 3-4-5-6 et  $\varphi_{6i}^e$  la densité de flux émis par la face inférieure de 6 côté enceinte 3-4-5-6.

Les densités de flux incidents se calculent par :

$$\begin{aligned}\varphi_5^i &= F_{53}J_3 + F_{54}J_4 + F_{55}J_5 + F_{56}J_{6i} \\ \varphi_{6i}^i &= F_{63}J_3 + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i}\end{aligned}$$

Les inconnues sont les radiosités et la densité de flux émis par 6  $\varphi_{6i}^e$ . Ce dernier correspond à la densité de flux incident à la surface supérieure de 6 et provenant de l'enceinte 6-11-12-13. On a donc (voir paragraphe suivant) :

$$\varphi_{6i}^e = \varphi_{6s}^i = F_{66}J_{6s} + F_{611}J_{11} + F_{612}J_{12} + F_{613}J_{13i}$$

Et

$$J_{6i} = r_6(F_{63}J_3 + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i}) + F_{66}J_{6s} + F_{611}J_{11} + F_{612}J_{12} + F_{613}J_{13i}$$

### Enceinte 6-11-12-13

L'intérêt ici est de pouvoir calculer la densité de flux incident à 11, à 6 et à 13. Le calcul des radiosités donne le système suivant :

$$\begin{aligned}J_{6s} &= \varphi_{6s}^e + r_6(F_{66}J_{6s} + F_{611}J_{11} + F_{612}J_{12} + F_{613}J_{13i}) \\ J_{11} &= \varphi_{11}^e + r_{11}(F_{1111}J_{11} + F_{1116}J_{6s} + F_{1112}J_{12} + F_{1113}J_{13i}) \\ J_{12} &= \varphi_{12}^e + r_{12}(F_{1212}J_{12} + F_{126}J_{6s} + F_{1211}J_{11} + F_{1213}J_{13i}) \\ J_{13i} &= \varphi_{13i}^e + r_{13}(F_{1313}J_{13i} + F_{136}J_{6s} + F_{1312}J_{12} + F_{1311}J_{11})\end{aligned}$$

avec  $J_{6s}$  la radiosité de la face supérieure de 6, du côté enceinte 6-11-12-13 et  $\varphi_{6s}^e$  la densité de flux émis par la face supérieure de 6 côté enceinte 6-11-12-13. De même avec  $J_{13i}$  la radiosité de la face inférieure de 13, du côté enceinte 6-11-12-13 et  $\varphi_{13i}^e$  la densité de flux émis par la face inférieure de 13 côté enceinte 6-11-12-13.

Les densités de flux incidents se calculent par :

$$\begin{aligned}\varphi_{11}^i &= F_{116}J_{6s} + F_{1111}J_{11} + F_{1112}J_{12} + F_{1113}J_{13i} \\ \varphi_{6s}^i &= F_{66}J_{6s} + F_{611}J_{11} + F_{612}J_{12} + F_{613}J_{13i} \\ \varphi_{13i}^i &= F_{136}J_{6s} + F_{1311}J_{11} + F_{1312}J_{12} + F_{1313}J_{13i}\end{aligned}$$

Les inconnues sont les radiosités, la densité de flux émis par 6  $\varphi_{6s}^e$  et la densité de flux émis par 13  $\varphi_{13i}^e$ . Ces derniers correspondent aux densités de flux incident à 6 dans l'enceinte 3-4-5-6 et incident à 13 dans l'enceinte 13-7-8-9-10. On a donc (voir paragraphes précédent et suivant) :

$$\begin{aligned}\varphi_{6s}^e = \varphi_{6i}^i &= F_{63}J_3 + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i} \\ \varphi_{13i}^e = \varphi_{13s}^i &= F_{1313}J_{13s} + F_{137}J_7 + F_{138}J_8 + F_{139}J_9 + F_{1310}J_{10}\end{aligned}$$

et

$$J_{6s} = F_{63}J_3 + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i} + r_6(F_{66}J_{6s} + F_{611}J_{11} + F_{612}J_{12} + F_{613}J_{13i})$$

$$J_{13i} = F_{1313}J_{13s} + F_{137}J_7 + F_{138}J_8 + F_{139}J_9 + F_{1310}J_{10} + r_{13}(F_{1313}J_{13i} + F_{136}J_{6s} + F_{1312}J_{12} + F_{1311}J_{11})$$

### Enceinte 13-7-8-9-10

L'intérêt ici est de pouvoir calculer la densité de flux incident à 7 et la densité de flux incident à 13. Les calcul des radiosités nous donne le système suivant :

$$\begin{aligned} J_{13s} &= \varphi_{13s}^e + r_{13}(F_{1313}J_{13s} + F_{137}J_7 + F_{138}J_8 + F_{139}J_9 + F_{1310}J_{10}) \\ J_7 &= \varphi_7^e + r_7(F_{713}J_{13s} + F_{77}J_7 + F_{78}J_8 + F_{79}J_9 + F_{710}J_{10}) \\ J_8 &= \varphi_8^e + r_8(F_{813}J_{13s} + F_{87}J_7 + F_{88}J_8 + F_{89}J_9 + F_{810}J_{10}) \\ J_9 &= \varphi_9^e + r_9(F_{913}J_{13s} + F_{97}J_7 + F_{98}J_8 + F_{99}J_9 + F_{910}J_{10}) \\ J_{10} &= \varphi_{10}^e + r_{10}(F_{1013}J_{13s} + F_{107}J_7 + F_{108}J_8 + F_{109}J_9 + F_{1010}J_{10}) \end{aligned}$$

avec  $J_{13s}$  la radiosité de la face supérieure de 13, du côté enceinte 13-7-8-9-10 et  $\varphi_{13s}^e$  la densité de flux émis par la face supérieure de 13 côté enceinte 13-7-8-9-10.

Les densités de flux incidents se calculent par :

$$\begin{aligned} \varphi_{13s}^i &= F_{1313}J_{13s} + F_{137}J_7 + F_{138}J_8 + F_{139}J_9 + F_{1310}J_{10} \\ \varphi_7^i &= F_{713}J_{13s} + F_{77}J_7 + F_{78}J_8 + F_{79}J_9 + F_{710}J_{10} \end{aligned}$$

Les inconnues sont les radiosités et la densité de flux émis par 13  $\varphi_{13s}^e$ . Ce dernier correspond à la densité de flux incident à 13 dans l'enceinte 6-11-12-13. On a donc (voir paragraphe précédent) :

$$\varphi_{13s}^e = \varphi_{13i}^i = F_{136}J_{6s} + F_{1311}J_{11} + F_{1312}J_{12} + F_{1313}J_{13i}$$

Et

$$J_{13s} = F_{136}J_{6s} + F_{1311}J_{11} + F_{1312}J_{12} + F_{1313}J_{13i} + r_{13}(F_{1313}J_{13s} + F_{137}J_7 + F_{138}J_8 + F_{139}J_9 + F_{1310}J_{10})$$

### Calcul des radiosités

En exprimant les radiosités de chaque surface en fonction des autres et des densités de flux émis, on obtient 9 équations avec 9 inconnues :

$$\begin{aligned} J_3 &= \varphi_3^e + r_3(F_{33}J_3 + F_{34}J_4 + F_{35}J_5 + F_{36}J_{6i}) \\ J_4 &= \varphi_4^e + r_4(F_{43}J_3 + F_{44}J_4 + F_{45}J_5 + F_{46}J_{6i}) \\ J_5 &= \varphi_5^e + r_5(F_{53}J_3 + F_{54}J_4 + F_{55}J_5 + F_{56}J_{6i}) \\ J_{6i} &= r_6(F_{63}J_3 + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i}) + F_{66}J_{6s} + F_{611}J_{11} + F_{612}J_{12} + F_{613}J_{13i} \\ J_{6s} &= F_{63}J_3 + F_{64}J_4 + F_{65}J_5 + F_{66}J_{6i} + r_6(F_{66}J_{6s} + F_{611}J_{11} + F_{612}J_{12} + F_{613}J_{13i}) \\ J_7 &= \varphi_7^e + r_7(F_{713}J_{13s} + F_{77}J_7 + F_{78}J_8 + F_{79}J_9 + F_{710}J_{10}) \\ J_8 &= \varphi_8^e + r_8(F_{813}J_{13s} + F_{87}J_7 + F_{88}J_8 + F_{89}J_9 + F_{810}J_{10}) \\ J_9 &= \varphi_9^e + r_9(F_{913}J_{13s} + F_{97}J_7 + F_{98}J_8 + F_{99}J_9 + F_{910}J_{10}) \\ J_{10} &= \varphi_{10}^e + r_{10}(F_{1013}J_{13s} + F_{107}J_7 + F_{108}J_8 + F_{109}J_9 + F_{1010}J_{10}) \\ J_{11} &= \varphi_{11}^e + r_{11}(F_{1111}J_{11} + F_{116}J_{6s} + F_{1112}J_{12} + F_{1113}J_{13i}) \\ J_{12} &= \varphi_{12}^e + r_{12}(F_{1212}J_{12} + F_{126}J_{6s} + F_{1211}J_{11} + F_{1213}J_{13i}) \\ J_{13i} &= F_{1313}J_{13s} + F_{137}J_7 + F_{138}J_8 + F_{139}J_9 + F_{1310}J_{10} + r_{13}(F_{1313}J_{13i} + F_{136}J_{6s} + F_{1312}J_{12} + F_{1311}J_{11}) \\ J_{13s} &= F_{136}J_{6s} + F_{1311}J_{11} + F_{1312}J_{12} + F_{1313}J_{13i} + r_{13}(F_{1313}J_{13s} + F_{137}J_7 + F_{138}J_8 + F_{139}J_9 + F_{1310}J_{10}) \end{aligned}$$

Que l'on peut simplifier en notant que

- $F_{33} = 0$
- $F_{55} = 0$
- $F_{56} = 0$
- $r_6 = 0$
- $F_{66} = 0$
- $F_{65} = 0$
- $F_{77} = 0$
- $F_{713} = 0$
- $F_{1313} = 0$
- $F_{137} = 0$
- $F_{1111} = 0$
- $r_{13} = 0$
- $r_9 = 0$

On a donc

$$\begin{aligned} J_3 &= \varphi_3^e + r_3(F_{34}J_4 + F_{35}J_5 + F_{36}J_{6i}) \\ J_4 &= \varphi_4^e + r_4(F_{43}J_3 + F_{44}J_4 + F_{45}J_5 + F_{46}J_{6i}) \\ J_5 &= \varphi_5^e + r_5(F_{53}J_3 + F_{54}J_4) \\ J_{6i} &= F_{611}J_{11} + F_{612}J_{12} + F_{613}J_{13i} \\ J_{6s} &= F_{63}J_3 + F_{64}J_4 \\ J_7 &= \varphi_7^e + r_7(F_{78}J_8 + F_{79}J_9 + F_{710}J_{10}) \\ J_8 &= \varphi_8^e + r_8(F_{813}J_{13s} + F_{87}J_7 + F_{88}J_8 + F_{89}J_9 + F_{810}J_{10}) \\ J_9 &= \varphi_9^e \\ J_{10} &= \varphi_{10}^e + r_{10}(F_{1013}J_{13s} + F_{107}J_7 + F_{108}J_8 + F_{109}J_9 + F_{1010}J_{10}) \\ J_{11} &= \varphi_{11}^e + r_{11}(F_{116}J_{6s} + F_{1112}J_{12} + F_{1113}J_{13i}) \\ J_{12} &= \varphi_{12}^e + r_{12}(F_{1212}J_{12} + F_{126}J_{6s} + F_{1211}J_{11} + F_{1213}J_{13i}) \\ J_{13i} &= F_{138}J_8 + F_{139}J_9 + F_{1310}J_{10} \\ J_{13s} &= F_{136}J_{6s} + F_{1311}J_{11} + F_{1312}J_{12} \end{aligned}$$





## Annexe I

# Calcul de l'épaisseur du sommet d'une goutte

On cherche à calculer l'épaisseur du sommet d'une goutte d'angle  $\theta$  et de rayon  $R$ . La figure I.1 montre un schéma géométrique d'une goutte posée sur un substrat. La zone bleue représente la goutte.

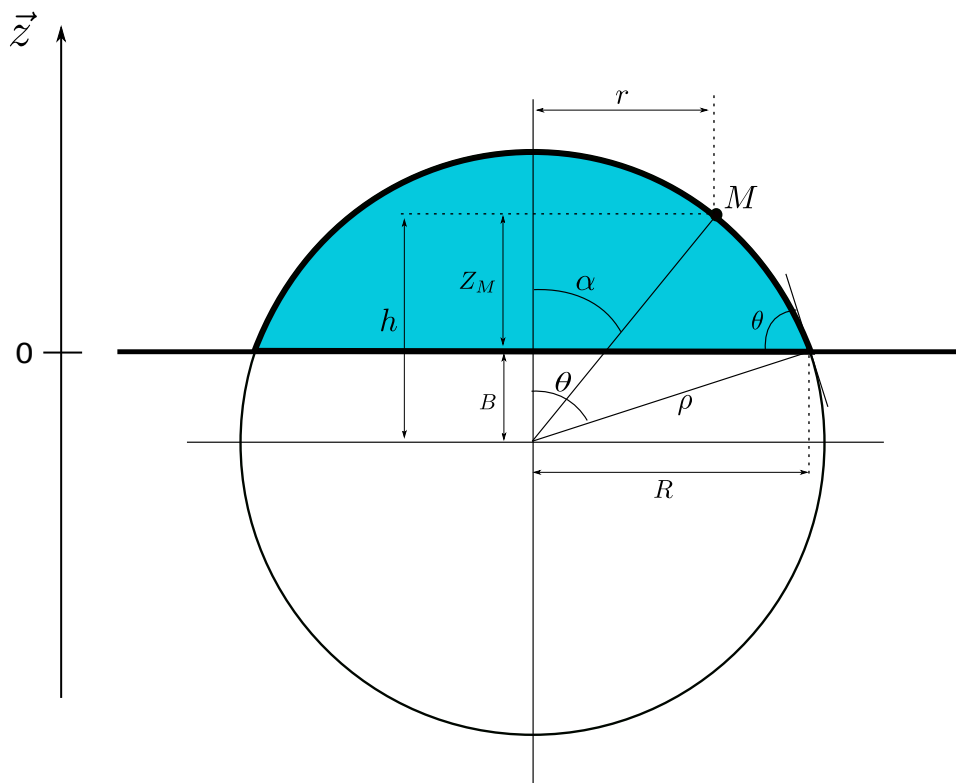


FIGURE I.1 – Schema permettant le calcul de l'épaisseur maximale d'une goutte. Zone bleue : goutte

On cherche à calculer  $Z_M(r)$ . On a

$$Z_M(r) = h(r) - B \quad (\text{I.1})$$

avec

$$h(r) = \rho \cos \alpha \quad (\text{I.2})$$

et

$$B = \rho \cos \theta \quad (\text{I.3})$$

De plus

$$\rho = \frac{R}{\sin \theta} \quad (\text{I.4})$$

et

$$\sin \alpha = \frac{r}{\rho} \quad (\text{I.5})$$

En combinant les équations (I.1), (I.2), (I.3), (I.4) et (I.5) nous sommes en mesure de calculer l'épaisseur de la goutte en fonction du rayon  $r$  considéré.

En  $r = 0$  on a  $\alpha = 0$ , d'où

$$Z_m(r = 0) = \frac{R(1 - \cos \theta)}{\sin \theta} \quad (\text{I.6})$$

## Annexe J

# Calcul des propriétés radiative d'une goutte posée

### Calcul du coefficient de réflexion

La figure J.1 montre le trajet d'un rayon infrarouge incident au cylindre représentant une goutte. Les angles sont fictifs et permettent de visualiser les réflexions, la luminance incidente  $L^i$  est en réalité normale à la surface. Une fraction  $\rho_e$  du rayonnement incident est réfléchi par l'interface air/eau tandis que le complément  $(1 - \rho_e)$  pénètre dans l'eau. De ce rayonnement, une fraction  $\tau_e$  est transmise jusqu'au substrat, qui en réfléchit à son tour une portion  $\rho_s$ . Il s'ensuit une suite de réflexions de la part du substrat et de l'interface air/eau. La luminance du rayonnement réfléchi  $L^r$  est alors la somme des luminances quittant la surface par suite des réflexions successives.

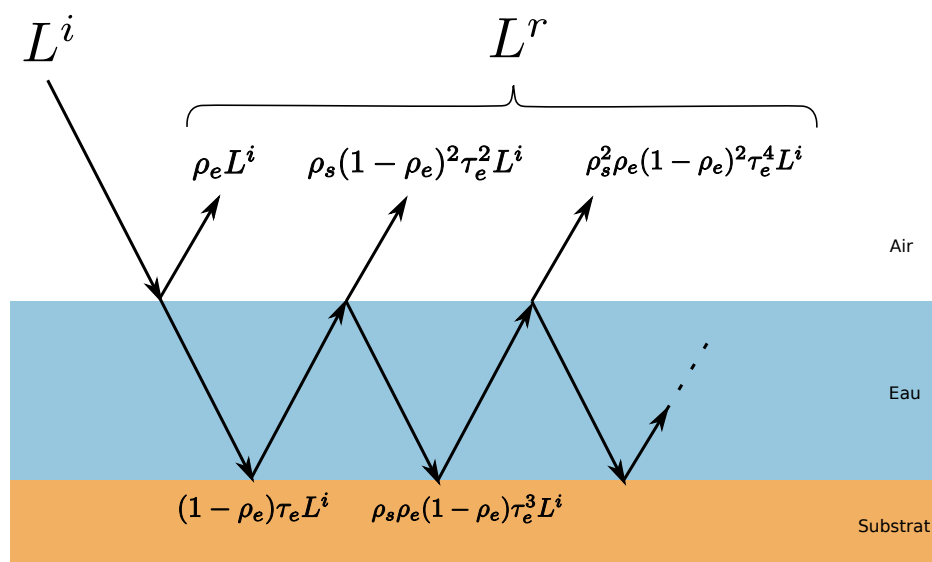


FIGURE J.1 – Schéma de réflexion du flux incident.  $L^i$  : luminance incidente ;  $L^r$  : luminance du rayonnement réfléchi ;  $\rho_e$  : réflectivité normale de l'eau ;  $\rho_s$  réflectivité normale du substrat ;  $\tau_e$  : transmittivité normale de l'eau.

En prenant la définition du coefficient de réflexion

$$R = \frac{L^r}{L^i} \quad (\text{J.1})$$

on obtient par sommation de série géométrique

$$R = \rho_e + \frac{\rho_s(1 - \rho_e)^2\tau_e^2}{1 - \rho_s\rho_e\tau_e^2} \quad (\text{J.2})$$

### Calcul de l'émissivité

L'émissivité  $E$  de l'ensemble {goutte + substrat} est définie comme le rapport entre la luminance émise par l'ensemble  $L^e$  et la luminance émise par un corps noir à la même température  $L^\circ$  tel que

$$E = \frac{L^e}{L^\circ} \quad (\text{J.3})$$

La luminance émise  $L^e$  par l'ensemble {goutte + substrat} est composée de la luminance émise par le substrat  $L^s$  et transmise par la goutte, de la luminance émise par la goutte vers l'extérieur  $L^{gs}$  et de la luminance émise par la goutte vers le substrat, réfléchi par le substrat et retransmise par la goutte  $L^{gi}$ . Ainsi on a

$$L^e = L^s + L^{gs} + L^{gi} \quad (\text{J.4})$$

La figure J.2 montre la luminance émise par le substrat et traversant l'épaisseur de la goutte. Une fraction  $\tau_e$  du rayonnement émis par le substrat est transmise par l'eau jusqu'à l'interface air/eau. Une portion de ce rayonnement  $\rho_e$  est réfléchi vers le substrat tandis que le complément traverse l'interface. La fraction réfléchi est à son tour transmise par l'eau, réfléchi par la surface, et subit par la suite des réflexions multiples. La luminance émise par la surface et traversant l'épaisseur d'eau  $L^s$  est alors la somme des luminances quittant l'interface air/eau par suite des réflexions successives.

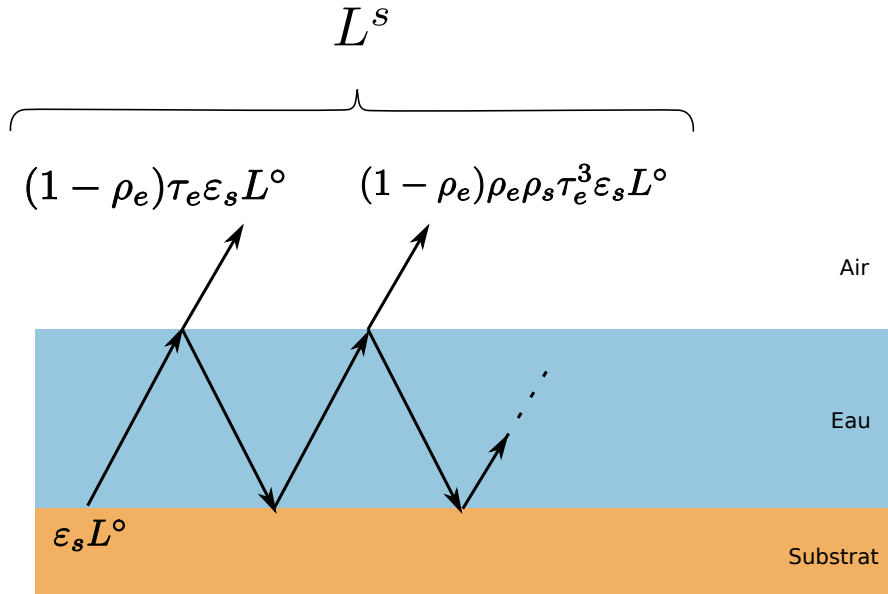


FIGURE J.2 – Schéma de l'émission de la surface.

La figure J.3 montre la luminance émise par l'épaisseur d'eau en direction de l'air  $L^{gs}$ . Une fraction  $\rho_e$  du rayonnement émis par la colonne d'eau  $\varepsilon_e L^\circ$  est réfléchi à l'interface air/eau tandis que le complément  $(1 - \rho_e)$  traverse l'interface. La portion réfléchi est ensuite transmise jusqu'au substrat qui la réfléchit à son tour.  $L^{gs}$  est alors la somme des luminances quittant la surface de l'eau vers l'air par suite des réflexions successives.

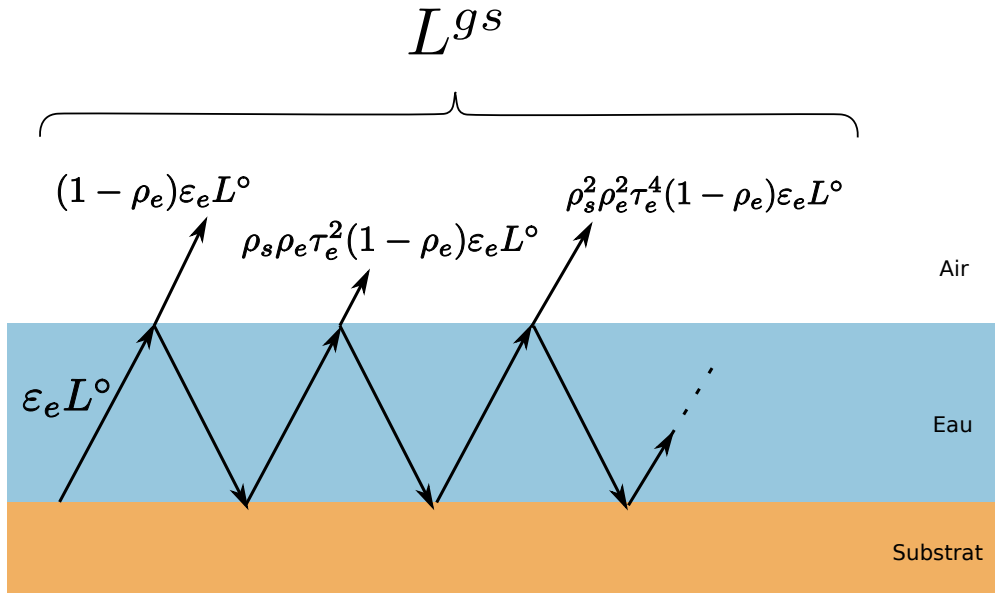


FIGURE J.3 – Schéma de l'émission de l'eau vers le haut.

La figure J.4 montre la luminance émise par l'épaisseur d'eau en direction du substrat  $L^{gi}$ . Une fraction  $\rho_s$  du rayonnement émis par la colonne d'eau  $\varepsilon_e L^0$  est réfléchi par le substrat tandis que son complément est absorbé. Le rayonnement réfléchi est ensuite transmis par la colonne d'eau jusqu'à l'interface eau/air sur laquelle une fraction est réfléchi et son complément transmis.  $L^{gi}$  est alors la somme des luminances quittant la surface de l'eau vers l'air par suite des réflexions successives.

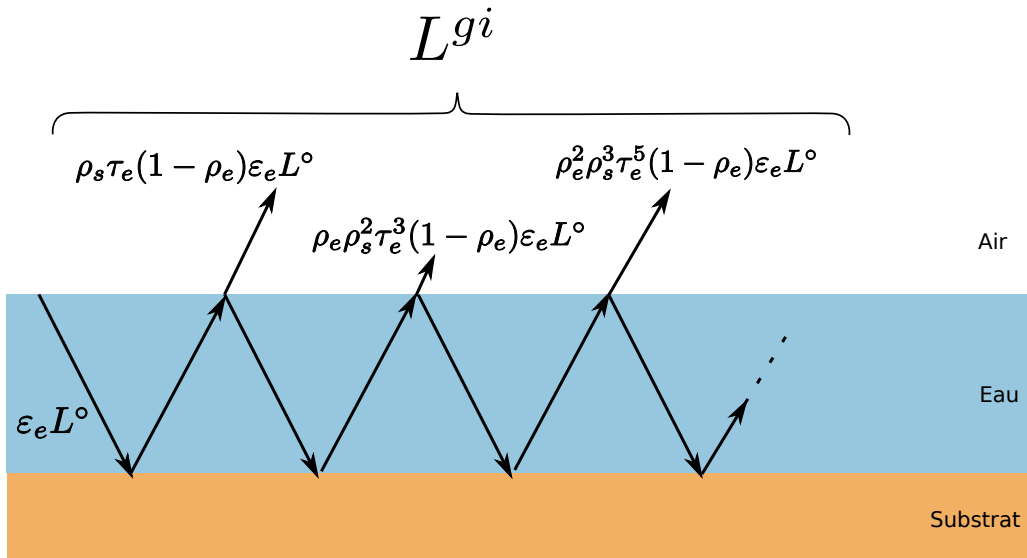


FIGURE J.4 – Schéma de l'émission de l'eau vers le bas.

En utilisant la définition de l'émissivité (J.3) et en remplaçant  $L^s$ ,  $L^{gs}$  et  $L^{gi}$  par leurs expressions dans (J.4) Après sommation de séries géométriques correspondant aux expressions de  $L^s$ ,  $L^{gs}$  et  $L^{gi}$ , on peut utiliser (J.4) dans (J.3) pour déterminer l'expression de l'émissivité de l'ensemble {goutte + substrat} :

$$E = \frac{\varepsilon_e(1 - \rho_e)(1 + \rho_s\tau_e)}{1 - \rho_e\rho_s\tau_e^2} + \frac{\varepsilon_s(1 - \rho_e)\tau_e}{1 - \rho_e\rho_s\tau_e^2} \quad (\text{J.5})$$

# Bibliographie

- [1] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, •. [12](#), [53](#), [61](#), [86](#)
- [2] S. Abishek, Srinivasa K. Ramanujam, and Subrahmanya S. Katte. View Factors between Disc/Rectangle and Rectangle in Parallel and Perpendicular Planes. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 21(1) :236–239, 2007. [146](#)
- [3] AirLiquide. Encyclopedie des gaz. [69](#), [70](#)
- [4] Oleg A. Alduchov and Robert E. Eskridge. Improved Magnus Form Approximation of Saturation Vapor Pressure. *J. Appl. Meteorology*, 35 :601–609, 1995. [6](#)
- [5] C. Andrieu, D.A. Beysens, V.S. Nikolayev, and Y. Pomeau. Coalescence of sessile drops. *J. Fluid Mech*, 453 :427–438, 2002. [45](#)
- [6] M. J. Assael, S. Botsios, K. Gialou, and I. N. Metaxa. Thermal conductivity of polymethyl methacrylate (PMMA) and borosilicate crown glass BK7. *International Journal of Thermophysics*, 26(5) :1595–1605, 2005. [98](#)
- [7] Alan Ronald Aston, R. J. Millington, and D. B. Peters. Radiation Exchange in Controlling Leaf Temperature 1. *Agronomy Journal*, 61(5) :797–800, 1969. [29](#)
- [8] J. M. Aston and D. M. Paton. Frost room design for radiation frost studies in Eucalyptus. *Australian Journal of Botany*, 21(2) :193–199, 1973. [29](#)
- [9] J. Bartl and M. BAranek. Emissivity of aluminium and its importance for radiometric measurement, 2004. [34](#)
- [10] Paul Berdahl and Richard Fromberg. The thermal radiance of clear skies. *Solar Energy*, 29(4) :299–314, 1982. [26](#)
- [11] Paul Berdahl and Marlo Martin. Emissivity of clear skies. *Solar Energy*, 32(5) :663–664, 1984. [26](#)
- [12] X. Berger, D. Buriot, and F. Garnier. About the equivalent radiative temperature for clear skies. *Solar Energy*, 32(6) :725–733, 1984. [26](#)
- [13] D. Beysens and C. M. Knobler. Growth of breath figures. *Physical review letters*, 57(12) :1433, 1986. [11](#)
- [14] D. Beysens, M. Muselli, Vadim Nikolayev, R. Narhe, and I. Milimouk. Measurement and modelling of dew in island, coastal and alpine areas. *Atmospheric Research*, 73(1-2) :1–22, 2005. [7](#)
- [15] D. Beysens, V. Pruvost, and B. Pruvost. Dew observed on cars as a proxy for quantitative measurements. *Journal of Arid Environments*, 135 :90–95, 2016. [14](#)
- [16] D. Beysens, A. Steyer, P. Guenoun, D. Fritter, and C. M. Knobler. How Does Dew Form. *Phase Transition*, 31 :219–246, 1991. [10](#), [11](#), [115](#)
- [17] Daniel Beysens. Dew nucleation and growth. *Comptes Rendus Physique*, 7(9-10) :1082–1100, 2006. [8](#), [111](#)
- [18] Daniel Beysens. *Dew water*. 2018. OCLC : 1055872758. [5](#), [6](#), [7](#), [19](#), [102](#)



- 
- [19] Daniel Beysens, Iryna Milimouk, Vadim S. Nikolayev, Marc Muselli, and Jacques Marcillat. Using radiative cooling to condensate atmosphere vapor. *Journal of Hydrology*, 276 :1–11, 2003. [14](#)
- [20] Daniel Beysens, A. Mongruel, and K. Acker. Urban dew and rain in Paris, France : Occurrence and physico-chemical characteristics. *Atmospheric research*, 189 :152–161, 2017. [13](#), [14](#)
- [21] Daniel Beysens, Marc Muselli, Iryna Milimouk, Catherine Ohayon, Simon M. Berkowicz, Emmanuel Soyeux, Marina Mileta, and Pascal Ortega. Application of passive radiative cooling for dew condensation. *Energy*, 31(13) :2303–2315, 2006. [13](#), [14](#)
- [22] José Bico, Christian Marzolin, and David Quéré. Pearl drops. *EPL (Europhysics Letters)*, 47(2) :220, 1999. [20](#)
- [23] J. J. Bikerman. Sliding of drops from surfaces of different roughnesses. *Journal of Colloid Science*, 5(4) :349–359, 1950. [19](#)
- [24] Pierre-Brice Bintein, Henri Lhuissier, Anne Mongruel, Laurent Royon, and Daniel Beysens. Grooves Accelerate Dew Shedding. *Physical Review Letters*, 122(9) :098005, 2019. [21](#)
- [25] Raymond W. Bliss Jr. Atmospheric radiation near the surface of the ground : a summary for engineers. *Solar Energy*, 5(3) :103–120, 1961. [26](#)
- [26] R. A. Brown, F. M. Orr Jr, and L. E. Scriven. Static drop on an inclined plate : analysis by the finite element method. *Journal of Colloid and Interface Science*, 73(1) :76–87, 1980. [18](#), [63](#)
- [27] Wilfried Brutsaert. On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies. *Water Resources Research*, 11(05) :742–744. [26](#)
- [28] Mathilde Callies and David Quéré. On water repellency. *Soft matter*, 1(1) :55–61, 2005. [20](#)
- [29] A. B. D. Cassie and S. Baxter. Wettability of porous surfaces. *Transactions of the Faraday society*, 40 :546–551, 1944. [16](#)
- [30] Stuart W. Churchill and Humbert H.S. Chu. Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 :1323–1329, 1975. [56](#), [86](#)
- [31] Owen Clus. *Condenseurs radiatifs de la vapeur d'eau atmosphérique (rosée) comme source alternative d'eau douce*. PhD Thesis, Université Pascal Paoli, 2007. [3](#), [13](#), [14](#)
- [32] Pierre-Gilles De Gennes. Wetting : statics and dynamics. *Reviews of modern physics*, 57(3) :827, 1985. [15](#), [19](#)
- [33] Harry D. Dowing and Dudley Williams. Optical Constants of Water in the Infrared. *Journal of Geophysical Research*, 80(12) :1656–1661, 1975. [42](#)
- [34] E.B. Dussan and R. Tao-Pin Chow. On the ability of drops or bubbles to stick to non-horizontal surfaces of solids-Part1. *Journal of Fluid mechanics*, 137 :1–29, 1983. [18](#)
- [35] S. Duvdevani. An optical method of dew estimation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 73(317-318) :282–296, 1947. [14](#)
- [36] A. I. ElSherbini and A. M. Jacobi. Liquid drops on vertical and inclined surfaces : I. An experimental study of drop geometry. *Journal of colloid and interface science*, 273(2) :556–565, 2004. [18](#), [19](#)
- [37] A. I. ElSherbini and A. M. Jacobi. Retention forces and contact angles for critical liquid drops on non-horizontal surfaces. *Journal of colloid and interface science*, 299(2) :841–849, 2006. [18](#), [60](#), [61](#), [63](#)
- [38] Luca Evangelisti, Claudia Guattari, and Francesco Asdrubali. On the sky temperature models and their influence on buildings energy performance : A critical review. *Energy and Buildings*, 183 :607–625, 2019. [26](#)

- [39] C. W. Extrand and A. N. Gent. Retention of liquid drops by solid surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, 138(2) :431–442, 1990. [18](#), [19](#)
- [40] C.W. Extrand and Y. Kumagai. Liquid drop on an inclined plane, the relation between contact angle drop shape and retention force. *Journal of Colloid and interface Science*, 170 :515–521, 1995. [18](#)
- [41] Dominique Flura, Bernard Itier, O. Brun, B. Durand, and S. Masson. Mise au point de chambres de refroidissement pour l'étude de la gélimité des bourgeons. Application au cas de la vigne. *Agronomie*, 11(5) :383–386, 1991. [29](#)
- [42] M. P. Fuller and P. LE GRICE. A chamber for the simulation of radiation freezing of plants. *Annals of applied biology*, 133(1) :111–121, 1998. [29](#)
- [43] C. G. L. Furmidge. Studies at phase interfaces. I. The sliding of liquid drops on solid surfaces and a theory for spray retention. *Journal of colloid science*, 17(4) :309–324, 1962. [18](#)
- [44] Michael Försth. *On the importance of spectrally resolved absorptivity data in fire technology*. 2009. [28](#), [33](#)
- [45] Michael Försth and Arne Roos. Absorptivity and its dependence on heat source temperature and degree of thermal breakdown. *Fire Mater.*, 35 :285–301, 2011. [98](#)
- [46] P. Gandhidasan and H.I. Abualhamayel. Modeling and testing of a dew collection system. *Desalination*, 180 :47–51, 2005. [3](#)
- [47] Nan Gao, Florian Geyer, Dominik W. Pilat, Sanghyuk Wooh, Doris Vollmer, Hans-Jürgen Butt, and Rüdiger Berger. How drops start to slide over solid surfaces. *Nature Physics*, Online publication, 2017. [20](#), [63](#)
- [48] W.F. Giaque and C.J. Egan. Carbon Dioxide. The Heat Capacity and Vapor Pressure of the Solid. The Heat of Sublimation. Thermodynamic and Spectroscopic Values of the Entropy. *Journal of Chemical Physics*, 5 :45–54, 1937. [69](#)
- [49] P. A. Gill and P. D. Waister. Design and performance of a portable frost chamber for the investigation of hardness of strawberries. *Journal of Horticultural Science*, 51(4) :509–513, 1976. [29](#)
- [50] T. J. Gillespie and R.-X. Duan. A comparison of cylindrical and flat plate sensors for surface wetness duration. *Agricultural and forest meteorology*, 40(1) :61–70, 1987. [14](#)
- [51] R. J. Goldstein and Kei-Shun Lau. Laminar natural convection from a horizontal plate and the influence of plate-edge extensions. *Journal of Fluid Mechanics*, 129 :55–75, 1983. [86](#)
- [52] Clark Graham and Peter Griffith. Drop size distribution and heat transfer in dropwise condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16 :337–346, 1973. [12](#)
- [53] J. Guadarrama-Cetina, R. D. Narhe, D. A. Beysens, and W. Gonzalez-Vinas. Droplet pattern and condensation gradient around a humidity sink. *Physical Review E*, 89(1) :012402, 2014. [11](#)
- [54] D. C. Hamilton and W. R. Morgan. Radiant-interchange configuration factors, 1952. [148](#), [150](#)
- [55] Stephan Herminghaus. Roughness-induced non-wetting. *EPL (Europhysics Letters)*, 52(2) :165, 2000. [20](#)
- [56] Bernard Gerard Heusinkveld. *On dew and micrometeorology in an arid coastal ecosystem*. 2008. OCLC : 550814330. [14](#)
- [57] Magdeleine HUETZ-AUBERT. Rayonnement thermiques des matériaux opaques. *Techniques de l'ingénieur*, A1520 V1. [27](#), [28](#), [34](#)

- [58] Magdeleine HUETZ-AUBERT and Sorin KLARSFELD. Rayonnement thermique des matériaux semi-transparents. *Techniques de l'ingénieur. Génie énergétique*, 2(B8215) :B8215–1, 1995. [42](#), [43](#), [44](#)
- [59] Yong Jin, Lianbin Zhang, and Peng Wang. Atmospheric Water Harvesting : Role of Surface Wettability and Edge Effect. *Global Challenges*, 1, 2017. [21](#)
- [60] HangJin Jo, Jonathan L. King, Kyle Blomstrand, and Kumar Sridharan. Spectral emissivity of oxidized and roughened metal surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 115 :1065–1071, 2017. [27](#)
- [61] J. F. Joanny and Pierre-Gilles De Gennes. A model for contact angle hysteresis. *The journal of chemical physics*, 81(1) :552–562, 1984. [19](#)
- [62] Boris Krasovitski and Abraham Marmur. Drops down the hill : theoretical study of limiting contact angles and the hysteresis range on a tilted plate. *Langmuir*, 21(9) :3881–3885, 2005. [18](#), [63](#)
- [63] Aurélie Lafuma and David Quéré. Superhydrophobic states. *Nature materials*, 2(7) :457, 2003. [20](#)
- [64] Anna Lee, Myoung-Woon Moon, Hyuneui Lim, Wan-Doo Kim, and Ho-Young Kim. Water harvest via dewing. *Langmuir*, 28(27) :10183–10191, 2012. [21](#)
- [65] I. Lekouch. Dew, fog, and rain as supplementary sources of water in south-western Morocco. *Energy*, 36(4) :2257–2265, 2011. [7](#)
- [66] H. Leuenberger. Compilation of radiation shape factors for cylindrical assemblies., 1957. [148](#), [149](#), [150](#), [151](#), [157](#)
- [67] Xing Lu, Peng Xu, Huilong Wang, Tao Yang, and Jin Hou. Cooling potential and applications prospects of passive radiative cooling in buildings : the current state-of-the-art. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 65 :1079–1097, 2016. [26](#), [28](#)
- [68] H. Marcellos. A plant freezing chamber with radiative and convective energy exchange. *Journal of Agricultural Engineering Research*, 26(5) :403–408, 1981. [29](#), [30](#)
- [69] Simone Mattei. Rayonnement thermique des matériaux opaques. *Techniques de l'ingénieur*, BE 8 210 - 1, 2005. [25](#), [27](#), [28](#), [34](#)
- [70] J.L. McCormick and J.W. Westwater. Nucleation sites for dropwise condensation. *Chemical Engineering Science*, 20 :1021–1036, 1965. [8](#), [12](#)
- [71] Marie-Gabrielle Medici, Anne Mongruel, Laurent Royon, and Daniel Beysens. Edge effects on water droplet condensation. *Physical Review E*, 90(6) :062403, 2014. [8](#), [11](#), [12](#), [64](#), [99](#)
- [72] F. Milinazzo and Marvin Shinbrot. A numerical study of a drop on a vertical wall. *Journal of colloid and interface science*, 121(1) :254–264, 1988. [18](#), [63](#)
- [73] Masashi Miwa, Akira Nakajima, Akira Fujishima, Kazuhito Hashimoto, and Toshiya Watanabe. Effects of the Surface Roughness on Sliding Angles of Water Droplets on Superhydrophobic Surfaces. *Langmuir*, 16 :5754–5760, 2000. [19](#), [20](#)
- [74] J. L. Monteith. Dew. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 83(357) :322–341, 1957. [3](#)
- [75] Marc Muselli, Daniel Beysens, Jacques Marcillat, Iryna Milimouk, Torbjörn Nilsson, and Alain Louche. Dew water collector for potable water in Ajaccio (Corsica Island, France). *Atmospheric Research*, 64 :297–312, 2002. [14](#)
- [76] Marc Muselli, Daniel Beysens, and I. Milimouk. A comparative study of two large radiative dew water condensers. *Journal of Arid Environments*, 64(1) :54–76, 2006. [3](#), [7](#)
- [77] R. Narhe, D. Beysens, and V.S. Nikolayev. Contact Line Dynamics in Drop Coalescence and Spreading. *Langmuir*, 20 :1213–1221, 2004. [45](#), [57](#)

- [78] RD a Narhe and D. A. Beysens. Water condensation on a super-hydrophobic spike surface. *EPL (Europhysics Letters)*, 75(1) :98, 2006. [20](#)
- [79] Sami Niemelä, Petri Räisänen, and Hannu Savijärvi. Comparison of surface radiative flux parameterizations. Part I : Longwave radiation. *Atmospheric Research*, 58 :1–18, 2001. [26](#)
- [80] V. S. Nikolayev, D. Beysens, Alain Gioda, I. Milimouka, E. Katiushin, and J.-P. Morel. Water recovery from dew. *Journal of hydrology*, 182(1-4) :19–35, 1996. [3](#)
- [81] Vadim Nikolayev, P. Sibille, and Daniel Beysens. Coherent light transmission by a dew pattern. *Optics Communications*, 1998. [14](#)
- [82] Vadim S. Nikolayev and Daniel A. Beysens. Coalescence limited by hydrodynamics. *Physics of Fluids*, 9 :3227, 1997. [45](#)
- [83] A. Paterson and M. Fermigier. Wetting of heterogeneous surfaces : Influence of defect interactions. *Physics of Fluids*, 9(8) :2210–2216, 1997. [19](#)
- [84] M.J. Pedro and T.J. Gillespie. Estimating dew duration : utilizing micrometeorological data. *Agricultural meteorology*, 25 :283–296, 1982. [3](#)
- [85] D. Pescod. A method of forming dew on plants under controlled conditions. *Journal of Agricultural Engineering Research*, 10(4) :328–332, 1965. [29](#), [30](#)
- [86] E. Radziemska and W. M. Lewandowski. Heat transfer by natural convection from an isothermal downward-facing round plate in unlimited space. *Applied Energy*, 68(4) :347–366, 2001. [56](#), [86](#)
- [87] J.D. Smith R. Dhiman K.K. Varanasi S. Anand, A.T. Paxson. Droplet condensation and growth on nanotextured surfaces impregnated with an immiscible liquid. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 2012. [21](#)
- [88] John W. Salisbury and Dana M. D’Aria. Emissivity of Terrestrial Materials in the Atmospheric window. *Remote sensing of Environment*, 42 :83–106, 1992. [28](#)
- [89] John W. Salisbury, Dana M. D’Aria, and Andrew Wald. Measurements of thermal infrared spectral reflectance of fros, snow, ice. *Journal of Geophysical Research*, 99(B12) :24235–24240, 1994. [70](#)
- [90] K. R. Scott. Use of liquid nitrogen in a winterhardiness test chamber for fruit trees. *Canadian Journal of Plant Science*, 46(6) :691–693, 1966. [29](#)
- [91] Martin ER Shanahan. Capillary movement of nearly axisymmetric sessile drops. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 23(3) :321, 1990. [19](#)
- [92] Girja Sharan. Harvesting Dew with Radiation Cooled Condensers to Supplement Drinking Water Supply in Semi-arid. *International Journal for Service Learning in Engineering, Humanitarian Engineering and Social Entrepreneurship*, 6(1) :130–150, 2011. [13](#), [14](#)
- [93] Girja Sharan, Anil K. Roy, Laurent Royon, Anne Mongruel, and Daniel Beysens. Dew plant for bottling water. *Journal of Cleaner Production*, 2016. OCLC : 936845660. [13](#), [14](#)
- [94] A. J. Sievers. Thermal radiation from metal surfaces. *JOSA*, 68(11) :1505–1516, 1978. [27](#)
- [95] M. Sokuler, G. K. Auernhammer, C.J Liu, E. Bonaccorso, and H-J Butt. Dynamics of condensation and evaporation, Effect of inter-drop spacing. *EPL (Europhysics Letters)*, 89 :36004, 2010. [11](#)
- [96] Sergi Vall and Albert Castell. Radiative cooling as low-grade energy source : a literature review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 77 :803–820, 2017. [26](#), [28](#)
- [97] Kripa K. Varanasi, Ming Hsu, Nitin Bhate, Wensha Yang, and Tao Deng. Spatial Control in the Heterogeneous Nucleation of Water. *Applied physics letters*, 95, 2009. [20](#), [21](#)
- [98] Roland V. Wahlgren. Atmospheric water vapour processor designs for potable water production : a review. *Water Research*, 35(1). [3](#)

- 
- [99] FRITS W. WENT and V. RAMESH BABU. The effect of dew on plant water balance in *Citrullus vulgaris* and *Cucumis melo*. *Physiologia Plantarum*, 44(3) :307–311, 1978. [29](#)
- [100] Robert N. Wenzel. Resistance of solid surface to wetting by water. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 28(8) :988–994, 1936. [16](#)
- [101] T. Young. An essay on the cohesion of fluids. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 95 :65, 1805. [15](#)
- [102] Mehdi Zeyghami, D. Yogi Goswami, and Elias Stefanakos. A review of clear sky radiative cooling developments and applications in renewable power systems and passive building cooling. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 178 :115–128, 2018. [26](#), [28](#)
- [103] Bin Zhao, Mingke Hu, Xianze Ao, Nuo Chen, and Gang Pei. Radiative cooling : A review of fundamentals, materials, applications, and prospects. *Applied energy*, 236 :489–513, 2019. [26](#), [28](#)
- [104] Dongliang Zhao, Ablimit Aili, Yao Zhai, Shaoyu Xu, Gang Tan, Xiaobo Yin, and Ronggui Yang. Radiative sky cooling : Fundamental principles, materials, and applications. *Applied Physics Reviews*, 6(2) :021306, 2019. [28](#)
- [105] Hong Zhao and Daniel Beysens. From Droplets Growth to Film Growth on a Heterogeneous Surface, Condensatino Associated with a Wettability Gradient. *Langmuir*, 11 :627–634, 1995. [10](#), [57](#)
- [106] DJCM ‘t Mannetje, C. U. Murade, D. Van Den Ende, and F. Mugele. Electrically assisted drop sliding on inclined planes. *Applied physics letters*, 98(1) :014102, 2011. [21](#)

## RESUME :

Ce travail est une contribution au développement et à l'amélioration de la condensation et de la collecte passive de l'eau de rosée. Dans une première partie, une surface traitée par sablage est utilisée pour la condensation en laboratoire. Sur cette surface rugueuse, refroidie par contact, les gouttes condensées se détachent plus vite que sur la surface non-traitée, et la collecte passive (par gravité) des gouttes est donc augmentée. Les expériences montrent que la combinaison du sablage et des effets de bord peut augmenter considérablement la collecte passive par gravité à partir d'un substrat. Des gains d'environ 30% par rapport au même support lisse sont obtenus grâce à cette technique simple. Dans une deuxième partie, un dispositif original de refroidissement radiatif en laboratoire est développé, qui réalise des échanges radiatifs entre un petit objet de taille centimétrique et une source froide. Ce dispositif permet d'étudier de manière contrôlée l'influence des propriétés radiatives des matériaux sur les performances des condenseurs passifs de rosée. Le caractère essentiellement radiatif du refroidissement est validé par une simulation des échanges thermiques entre l'objet et la source froide. En environnement humide, la condensation est obtenue sur des objets de géométries variées, y compris des géométries peu compactes et/ou de faibles conductivités thermiques pour lesquelles le refroidissement par contact est très peu efficace. Un résultat important a été obtenu par cette technique : l'émissivité de la surface de condensation ne joue un rôle important qu'au début de la condensation, puis la surface se couvre de gouttes condensées qui déterminent l'émissivité globale de la surface. Un modèle simple des échanges radiatifs entre une goutte posée sur une surface plane et son environnement est proposé afin de comprendre les évolutions obtenues.

Mots-Clés : condensation en gouttes - surfaces rugueuses - refroidissement radiatif - matériaux émissifs.

## ABSTRACT :

This work is a contribution to the development of passive condensation and dew water harvesting. In the first part, we report a study on rough surfaces developed by a simple surface treatment (sand-blasting). Results obtained showing that roughness of surface favors droplet shedding compared to the original smooth substrate, provided that sand-blasting does not increase too much the surface roughness. This process enhances the density of nucleation sites and the coalescences events at a sub-micron scale, thus lowering the lag-time to obtain drop sliding during condensation. Experiments show that combining sand-blasting and edge effects can thus increase substantially the passive collection by gravity from a substrate. Gains about 30% when compared to the same smooth substrate are obtained thanks to these simple technique. In a second part, a laboratory radiative chamber is developed, which carries out radiative exchanges between a small centimeter-sized object and a cold source. This device makes it possible to study the radiative properties of different materials on the performance of passive dew condensers. A model based on thermal heat and mass balance is developed and the results of the simulations confirm that surface cooling is mainly due to radiative exchange. In a humid environment, condensation is obtained on objects of various geometries, including geometries for which contact cooling is very inefficient. An important result was obtained with the device : the beginning of the condensation process is highly dependent on the emissivity of the surface ; but it is no longer so when the surface is covered with a multitude of water drops. A simplified model of radiative exchanges between a water drops (of size and contact angle) on a planar surface and its environment is proposed to establish an expression for the average emissivity of a surface covered with condensed water drops. Validated with experimental data, this model gives the variation of emissivity during the condensation process.

Key-words : dropwise condensation - rough substrate - radiative cooling - emissive matter.

