



HAL
open science

Etude expérimentale des mécanismes d'évaporation d'un film liquide combustible et de la stratification induite

Quentin Mouret

► **To cite this version:**

Quentin Mouret. Etude expérimentale des mécanismes d'évaporation d'un film liquide combustible et de la stratification induite. Milieux fluides et réactifs. Ecole doctorale: MEGA, 2018. Français. NNT: . tel-01817431v1

HAL Id: tel-01817431

<https://hal.science/tel-01817431v1>

Submitted on 18 Jun 2018 (v1), last revised 1 Feb 2019 (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.



INSA

N°d'ordre NNT : 2018LYSEI022

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein de
l'INSA Lyon

Ecole Doctorale N° 162
Mécanique - Energétique - Génie Civil - Acoustique

Spécialité : Thermique Energétique

Soutenue publiquement le 23/03/2018, par :
Quentin MOURET

**Etude expérimentale des mécanismes
d'évaporation d'un film liquide
combustible et de la stratification
induite**

Devant le jury composé de :

Rousselle, Christine	Professeure (Université d'Orléans PRISME)	Présidente du jury
Schuller, Thierry	Professeur (INP Toulouse IMFT)	Rapporteur
Bellettre, Jérôme	Professeur (Polytech Nantes LTN)	Rapporteur
Jay, Stéphane	Ingénieur de recherche HDR (IFP EN Paris)	Examineur
Escudié, Dany	Directrice de recherche (CNRS CETHIL Lyon)	Dir. de thèse
Galizzi, Cédric	Maître de conférences (INSA Lyon CETHIL)	Co-dir. de thèse

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	<p><u>CHIMIE DE LYON</u> http://www.edchimie-lyon.fr</p> <p>Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3^e étage secretariat@edchimie-lyon.fr Insa : R. GOURDON</p>	<p>M. Stéphane DANIELE Institut de Recherches sur la Catalyse et l'Environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 avenue Albert Einstein 69626 Villeurbanne cedex directeur@edchimie-lyon.fr</p>
E.E.A.	<p><u>ELECTRONIQUE,</u> <u>ELECTROTECHNIQUE,</u> <u>AUTOMATIQUE</u> http://edeea.ec-lyon.fr</p> <p>Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN Ecole-Doctorale.eea@ec-lyon.fr</p>	<p>M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</p>
E2M2	<p><u>EVOLUTION, ECOSYSTEME,</u> <u>MICROBIOLOGIE, MODELISATION</u> http://e2m2.universite-lyon.fr</p> <p>Sec : Sylvie ROBERJOT Bât Atrium - UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : H. CHARLES secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr</p>	<p>M. Fabrice CORDEY CNRS UMR 5276 Lab. de géologie de Lyon Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Géode 2 rue Raphaël Dubois 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 06.07.53.89.13 cordev@univ-lyon1.fr</p>
EDISS	<p><u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-</u> <u>SANTE</u> http://www.edisslyon.fr</p> <p>Sec : Sylvie ROBERJOT Bât Atrium - UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : M. LAGARDE secretariat.ediss@univ-lyon1.fr</p>	<p>Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax :04 72 68 49 16 Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr</p>
INFOMATHS	<p><u>INFORMATIQUE ET</u> <u>MATHEMATIQUES</u> http://edinfomaths.universite-lyon.fr</p> <p>Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal, 3^eétage Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax : 04.72.43.16.87 infomaths@univ-lyon1.fr</p>	<p>M. Luca ZAMBONI</p> <p>Bâtiment Braconnier 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél :04 26 23 45 52 zamboni@maths.univ-lyon1.fr</p>
Matériaux	<p><u>MATERIAUX DE LYON</u> http://ed34.universite-lyon.fr</p> <p>Sec : Marion COMBE Tél:04-72-43-71-70 -Fax : 87.12 Bat. Direction ed.materiaux@insa-lyon.fr</p>	<p>M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28 Ed.materiaux@insa-lyon.fr</p>
MEGA	<p><u>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE</u> <u>CIVIL, ACOUSTIQUE</u> http://edmega.universite-lyon.fr/</p> <p>Sec : Marion COMBE Tél:04-72-43-71-70 -Fax : 87.12 Bat. Direction mega@insa-lyon.fr</p>	<p>M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr</p>
ScSo	<p>ScSo* http://ed483.univ-lyon2.fr/ Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04 78 69 72 76 viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr</p>	<p>M. Christian MONTES Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Christian.montes@univ-lyon2.fr</p>

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

« Rien de grand ne s'est jamais accompli dans le monde sans passion »

Hegel

Remerciements

Cette thèse de doctorat a été réalisée à l'INSA de Lyon au sein du laboratoire CETHIL (Centre Energétique et Thermique de Lyon) - UMR 5008. Ce document expose l'aboutissement de ce travail à la fois personnel, mais aussi collectif. Il est le résultat d'une collaboration étroite entre différentes équipes et personnes que je souhaite remercier chaleureusement.

Je tiens à remercier particulièrement, ma Directrice de Thèse, Madame Dany ESCUDIÉ, Directrice de Recherche CNRS, qui a dirigé ce travail. Je souhaite vivement remercier Monsieur Cédric GALIZZI qui l'a secondé durant ces éprouvantes années en particulier pour son accueil au sein de son équipe de recherche ainsi que mon intégration, en tant qu'enseignant, au premier cycle de l'INSA de Lyon. Je souhaite ensuite exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Manuel KUHNI dont l'aide précieuse m'a permis d'accomplir ce travail original, autant du point de vue des résultats que des méthodes employées.

Je remercie très sincèrement Madame Christine Rousselle, Professeur à l'Université de Orléans d'avoir accepté la présidence du jury ainsi que pour la richesse des échanges durant la soutenance. Je souhaite également remercier Monsieur Thierry SCHULLER, Professeur à l'Université INP Toulouse et Monsieur Jérôme BELLETRE, Professeur à Polytech Nantes, de l'intérêt qu'ils ont portés à ce document et d'avoir accepté d'en être les rapporteurs. Cette étude a bénéficié du support financier de l'Agence Nationale de la Recherche à travers le projet Aerodynamiaue et Spray Durant les TRansitoires en Injection Directe Essence. Je souhaite ainsi associer à ces remerciements Monsieur Stephane JAY, Ingénieur de Recherche à l'IFP Energies Nouvelles qui a accepté de participer aux échanges en tant que responsable du projet ASTRIDE.

Ces travaux ont été réalisé au CETHIL c'est pourquoi il m'est impossible de pas remercier chaleureusement Patrizio VENA pour sa contribution significative dans l'élaboration du diagnostic de LIF et son soutien sans faille, Éric MATHIEU pour son aide sur la mise en place des dispositifs expérimentaux et Agnès DELMAS pour son aide et ses conseils avisés. Je remercie aussi Stéphane LIPS, Hervé PABIOU, Frédérique ANDRE ainsi que les très nombreuses personnes toujours disponible à me prodiguer leurs expertises. La forte composante expérimentale de ces travaux font que je ne peux oublier de remercier l'ensemble de l'équipe technique côtoyer jour après jour. Merci à Christophe DUCAT pour cette étroite collaboration et son amitié, merci à Nicolas et Joël pour leur entrain et merci à Antoine, Xavier, Bertrand et Bernard pour leurs disponibilités. Merci à Serge et à Anthony pour leurs expertises et leurs soutiens.

Enfin, il est naturel que je salue l'ensemble des personnes que j'ai côtoyé durant cette grande étape de ma vie professionnelle mais aussi personnelle. Je pense notamment à Florence

CANAL, à Sophie GRENIER, Maxime ROGER, mais aussi aux doctorants comme Aurélia, Kevin, Eloïse Martin, Rémi, Sandra, Christophe K, Adrien, Damien, Francesco, Nicolas ainsi qu'autre nombreux membres non permanents que j'ai rencontré durant ces dernières années. Pour terminer, je remercie ma famille Hervé, Pascale et Marc ainsi que Jean et Margot, mes deux chers co-bureaux et amis Thibaut et Loïc (de Fraymoussac) et Sabine pour leurs patiences et leurs soutiens inconditionnels en particulier pendant les moments les plus difficiles.

Résumé

Durant les régimes de fonctionnement transitoires à froid des technologies d'Injection Directe Essence, des films liquides peuvent se former sur les parois du cylindre moteur. L'interaction entre le gradient de fraction de vapeur, résultant de l'évaporation de ces films avec le front de flamme, est responsable de la majorité des émissions d'hydrocarbures imbrulés (HC). Dans ces travaux, une configuration expérimentale simplifiée a été développée de façon à générer un gradient de fraction de vapeur par évaporation, dans un contexte d'écoulement réactif confiné, mais préservé des complexités inhérentes aux configurations industrielles. L'étude porte sur les influences de la vitesse de l'écoulement et de la température de l'interface de changement de phase sur les intensités des transferts de masse et de chaleur ainsi que sur l'établissement de la stratification de vapeur. Dans un premier temps, les flux de vapeur et de chaleur provenant d'une paroi poreuse saturée en liquide volatil ont été mesurés et évalués. Dans un second temps, le gradient de fraction de vapeur à proximité de la paroi poreuse a été caractérisé par un diagnostic de Fluorescence Induite par Laser (FIL). L'approche globale a confirmé que le flux de chaleur consommé par le changement de phase représente une part importante du flux de chaleur total échangé. De plus, les résultats de mesures de FIL ont montré l'existence de différents types de distributions et comportements provenant du lien étroit entre la forte densité du mélange gazeux et la formation de la couche de vapeur.

Abstract

During cold start and warm up engine regimes for Gasoline Direct Injection (GDI) technology, fuel liquid films may accumulate on the cylinder walls. The interaction between the mass fraction gradient, which is resulting from its evaporation, and the front flame, manages to produce the majority of Unburnt HydroCarbon (UHC) emissions. In order to reproduce the conditions found in internal combustion without the industrial setup complexity, an academic experimental configuration has been developed to generate a mass fraction gradient by evaporation. This study focuses on the influence of the air stream velocity and the influence of the phase change interface temperature. First, mass and heat fluxes from the phase change surface have been measured and calculated near a porous wall saturated with volatile liquid. Then, the mass fraction gradient near the porous wall has been characterised by a Laser Induced Fluorescence (LIF) diagnostic. The global approach has confirmed that latent heat flux represents a major part of the total heat transfer flux exchange. Moreover, LIF results have shown different global behaviours that link the high density of the gas mixture to the vapour layer formation.

Sommaire

REMERCIEMENTS	VI
RESUME	VIII
ABSTRACT	VIII
SOMMAIRE	IX
NOMENCLATURE.....	XI
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE 1 CONTEXTE ET POSITIONNEMENT DE L'ÉTUDE.....	5
1.1 UN SECTEUR AUTOMOBILE SOUS CONTRAINTE	7
1.2 UNE VOIE TECHNOLOGIQUE : LE MOTEUR A INJECTION DIRECTE ESSENCE	9
1.3 DE LA CONFIGURATION MOTEUR A UNE APPROCHE LOCALE	12
1.4 MISE AU POINT DE LA DEMARCHE EXPERIMENTALE	24
1.5 CONCLUSION	31
CHAPITRE 2 DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX ET DIAGNOSTICS DE MESURE	33
2.1 DESCRIPTION DE LA CONFIGURATION EXPERIMENTALE.....	35
2.2 DIAGNOSTICS DE MESURE DE LA TEMPERATURE.....	45
2.3 DIAGNOSTICS DE MESURE DU CHAMP DE CONCENTRATION DE VAPEUR	49
2.4 BILAN SUR LES CONDITIONS DE REALISATION DE L'ÉTUDE.....	57
2.5 CONCLUSION	64
CHAPITRE 3 ANALYSE DES TRANSFERTS EN RÉGIME DE CONVECTION FORCÉE	65
3.1 LE PHÉNOMÈNE D'ÉVAPORATION	67
3.2 L'ÉVAPORATION CONVECTIVE	78
3.3 ANALYSE DES TRANSFERTS THERMIQUES.....	86
3.4 ANALYSE DES TRANSFERTS DE MASSE	93
3.5 CONCLUSION	111
CHAPITRE 4 CARACTÉRISATION DE LA STRATIFICATION DU CHAMP DE VAPEUR DANS UN ÉCOULEMENT EN CONVECTION LIBRE ET EN CONVECTION FORCÉE	113
4.1 APPROCHE MISE EN PLACE	115
4.2 COUCHE LIMITE MASSIQUE EXPERIMENTALE	115
4.3 LE PHENOMENE D'EVAPORATION EN CONVECTION LIBRE	119

4.4	ANALYSE DE LA DISTRIBUTION DE VAPEUR EN REGIME DE CONVECTION FORCEE	137
4.5	CONCLUSION	164
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		165
ANNEXE .A. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DE LA SOUFFLERIE		171
A.	ANÉMOMÉTRIE DOPPLER LASER (ADL OU LDA)	171
B.	CARACTÉRISATION AÉRODYNAMIQUE DU CÔNE DE POTENTIEL	172
ANNEXE .B. COMPLÉMENTS SUR LES CARACTÉRISTIQUES DES COMPOSÉS ET DU MATÉRIAU		175
A.	CARACTÉRISATION DES LIQUIDES	175
B.	CARACTÉRISATION DES MILIEUX POREUX	178
ANNEXE .C. COMPLÉMENTS SUR LE DISPOSITIF DE CALIBRAGE		185
A.	UNIFORMITÉ DE LA TEMPÉRATURE DANS LA CELLULE DE CALIBRAGE	185
B.	MÉTHODE DE CALIBRAGE : MILIEU HOMOGENE	186
C.	VALIDATION DU CALIBRAGE	188
ANNEXE .D. CARACTÉRISATION DE LA CAMÉRA PIMAX 2		191
A.	OBJECTIFS	191
B.	CARACTÉRISATION DE LA RÉOLUTION SPATIALE	191
C.	CARACTÉRISATION DU « PHOTON SHOT NOISE »	192
D.	CARACTÉRISATION DU « WHITE FIELD »	194
E.	ANALYSE FRÉQUENTIELLE D'APPARITION DES VOLUTES	195
ANNEXE .E. COMPLÉMENT SUR L'ÉTUDE DES TRANSFERTS DE MASSE PAR ÉVAPORATION		197
A.	PRÉSENTATION DÉTAILLÉE DU PROTOCOLE DE COMPENSATION POUR LA MESURE DU DÉBIT ÉVAPORÉ	197
B.	RÉGIME TRANSITOIRE LORS DE L'INJECTION DU LIQUIDE	197
C.	COMPLÉMENT SUR LES DÉBITS D'ÉVAPORATION PRÉDITS	200
ANNEXE .F. CARACTÉRISATION DES INCERTITUDES DE MESURE		203
A.	MÉTROLOGIE	203
B.	ÉVALUATION DES INCERTITUDES DE MESURE SUR LE DÉBIT D'ÉVAPORATION	205
C.	ÉVALUATION DES INCERTITUDES DE MESURE SUR LA TEMPÉRATURE	205
D.	ÉVALUATION DES INCERTITUDES DE MESURE SUR LA CONCENTRATION	206
BIBLIOGRAPHIE		216

Nomenclature

Principaux symboles latins

Symbole	Signification	Unité
A	Espèce A	–
B	Espèce B insoluble dans A	–
C_p	Capacité calorifique massique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
C	Concentration	mol
d	Facteur de dissymétrie	–
D	Coefficient de diffusion moléculaire	$m^2.s^{-1}$
g	Accélération de la pesanteur	$kg.m.s^{-2}$
h	Décalage d'altitude	$J.kg^{-1}$
J	Débit massique	$kg.s^{-1}$
K	Constante d'évaporation	–
L_v	Enthalpie d'évaporation	$J.kg^{-1}$
L	Luminance	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
L	Longueur	m
M	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
n	Quantité de vapeur	mol
O	Origine du repère rattaché au bord d'attaque	–
p	Pression partielle	Pa
P	Pression totale	Pa
Q	Facteur de correction	–
R	Constante des gaz parfaits	–
r	Rugosité	m
s	Écart type	–
S	Section	m^2
t	Épaisseur de film	m
T	Température	K/°C
u	Composante de la vitesse tangentielle	$m.s^{-1}$
U_∞	Vitesse de consigne	$m.s^{-1}$
v_{steph}	Vitesse de Stephan/soufflage	$m.s^{-1}$
V	Volume de contrôle	m^3
x	Abscisse	–
z	Altitude	m
Z	Zone sur la surface du poreux	–

Principaux symboles grecs

Symbole	Signification	Unité
α	Diffusivité thermique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
δ	Epaisseur	<i>mm</i>
Δ	Différence	—
ϵ	Émissivité	—
ε	Porosité	—
λ	Conductivité thermique	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$\text{Pa} \cdot \text{s}$
ν	Viscosité cinématique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
ρ	Concentration massique	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
σ	Tension de surface	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$
φ	Taux de saturation en liquide	—
κ	Constructivité	—
τ	Tortuosité	—
ϕ_m	Densité de flux massique	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
ϕ_{th}	Densité de flux thermique	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
Σ	Interface entre le film liquide et l'écoulement gazeux, assimilé à la surface du poreux	—

Principaux indices et exposants

Symbole	Signification
<i>amb</i>	Ambiant
<i>a</i>	Grandeur aérodynamique
<i>m</i>	Grandeur massique
<i>th</i>	Grandeur thermique
<i>rad</i>	Radiatif
<i>conv</i>	Convectif
<i>exp</i>	Expérimental
<i>l</i>	Liquide
<i>g</i>	Mélange gazeux
<i>v</i>	Vapeur de n-heptane
<i>c</i>	Critique
<i>z</i>	Relative à l'altitude
<i>sat</i>	Saturation
<i>ref</i>	Référence
<i>p</i>	Paroi
Σ	Surface de la paroi/interface de changement de phase
∞	Infini
'	Dérivée

Nombres sans dimension

Symbole	Signification
Pr	Prandtl
Nu	Nusselt
Sc	Schmidt
Gr	Grashof
Ra	Rayleigh
Re	Reynolds
Le	Lewis

Principaux repères et vecteurs

Symbole	Signification	Définition
R_w	Repère orthonormé en coordonnées cartésiennes attaché au bord d'attaque	$(O; \vec{x}_w; \vec{y}_w; \vec{z}_w)$
R	Repère local attaché à la Région d'Intérêt	$(O; \vec{x}; \vec{y}; \vec{z})$
U	Vitesse de la phase gazeuse	$(O; \vec{u}; \vec{v}; \vec{w})$

Principales abréviations et autres symboles

Acronyme	Signification
IDE	Injection Directe Essence
RI	Région d'Interêt
CT	Configuration Thermique
PT	Point de Test
FIL	Fluorescence Induite par Laser (LIF en anglais)
ADL	Anémométrie Doppler Laser (LDA en anglais)
$MicroGC$	Micro-Chromatographe Gaz
ZE	Zone d'Étude
∂	Dérivée partielle

Introduction générale

L'histoire se passe en l'an 2117 dans l'un des derniers points de distribution de produits frais de la région. Un petit garçon discute avec son grand-père dans une file d'attente. Il l'interroge sur la nature de l'édifice qu'il avait vu sur la couverture d'un vieux livre le matin même à l'école. Son aïeul lui répond que cela devait être un phare. Il ajoute qu'il y a bien longtemps, quand lui-même était enfant, il avait eu la chance de grandir à côté de l'un d'entre eux dans une région appelée la Normandie. « Cet endroit était bien loin d'ici, et nous avons dû nous en aller... », lui explique son grand-père après avoir répondu à sa question. Le petit garçon qui n'a pas plus de six ans ne comprend pas cette réponse :

- Pourquoi êtes-vous partis ?

- Le monde a beaucoup changé Magi, et c'est à cause de nous.

- Mais je n'ai rien fait ! s'indigna l'enfant.

Il était sincèrement affecté par l'accusation du grand-père.

- Pas toi mon petit, le rassura le vieil homme en lui agitant les cheveux, ma génération, toi tu n'y es pour rien... Allez avance, sinon nous allons perdre notre place.

Tout en progressant au milieu de la foule, le garçon à la main, Claude s'interroge. Comment expliquer au petit garçon que lui-même et son petit-fils font partis du premier tiers de l'humanité qui s'est réfugié en Sibérie, région la moins hostile de l'hémisphère Nord, suite à la désertification de l'Europe et la montée des eaux en Asie. Le second tiers a lui trouvé refuge dans les grandes plaines de l'Amazonie, là où, auparavant, s'épanouissait la légendaire forêt du même nom. Le troisième tiers a quant à lui disparu au gré des migrations de populations, dues aux conflits géopolitiques, à l'instabilité du climat et à l'inondation de la plupart des grandes métropoles présentes au 21^e siècle.

Ce scénario purement fictif n'est qu'une vision possible de ce qui attend l'humanité à l'horizon du 22^e siècle. Les accords de Paris, qui font suite aux négociations tenues lors de la Conférence de Paris sur le Climat (COP21), ne sont que les prémices d'une prise de conscience collective et les efforts en ce sens sont à privilégier. Justifier la mise en place de mesures visant à ralentir l'augmentation de la température moyenne de la Terre présente beaucoup de difficultés, car un certain scepticisme règne encore dans les esprits. Néanmoins, les conséquences conjuguées de la hausse des températures moyennes et des facteurs géopolitiques favoriseraient de véritables bouleversements amenant le petit Magi et les générations futures à poser ce genre de question à leurs grand-pères.

Le problème est d'autant plus grave que notre planète est le seul dispositif expérimental à notre disposition et que nous n'avons aucune visibilité concernant les échéances ou la réversibilité du processus de réchauffement climatique. De plus, l'instinct individualiste et consumériste implanté dans les sociétés modernes est incohérent avec la démarche de sobriété énergétique nécessaire pour respecter les accords de la COP21. Les stratégies d'innovation et les choix de modes de vie doivent être construits sur des valeurs compatibles

avec une vision à la fois humaniste et environnementale. En effet, ces stratégies et ces choix engagés, avant tout, une responsabilité envers les générations futures.

Les solutions à privilégier doivent donc s'inscrire dans une démarche progressive, efficace et pérenne. Les civilisations modernes ont besoin de valoriser l'utilisation des « nouvelles énergies renouvelables » et l'optimisation des « anciennes énergies fossiles ». Ces clés permettront de franchir les obstacles imposés par le réchauffement climatique et par le caractère limité des ressources naturelles. Ce dernier aspect d'optimisation énergétique est la première étape dans la transition à court terme puisque le transport routier, entre autres, est un secteur encore très dépendant de l'énergie fossile depuis la lointaine révolution industrielle.

L'industrie automobile étant principalement basée sur des technologies de propulsion thermique, les évolutions technologiques tendent ainsi vers une optimisation de la conversion énergétique. La réduction des émissions de polluants et l'amélioration des performances sont autant d'objectifs à atteindre pour réduire l'impact du transport routier sur les émissions de gaz polluants et à effet de serre. Aujourd'hui, les constructeurs sont contraints par les différentes réglementations relatives aux dispositions prises par l'Union Européenne. En conséquence, les stratégies de développement sont orientées vers une hybridation progressive des groupes motopropulseurs, couplée à un contrôle plus fin des conditions de fonctionnement thermique en condition de circulation. Ce dernier aspect implique, comme contrainte, le fonctionnement à froid du bloc moteur, ayant pour conséquence l'apparition de films liquides sur les parois internes de la chambre dans le cas des technologies à injection directe. La présence avérée de liquide lors des phases de combustion entraîne irrémédiablement une production beaucoup plus importante de polluants que dans des phases standards de fonctionnement. Les problématiques qui en résultent nécessitent un haut niveau de compréhension de l'interaction entre le front de flamme, confiné dans une chambre de combustion, et le dépôt de carburant sur les parois de celle-ci. Le travail original présenté dans ce manuscrit est focalisé sur la description et la compréhension du phénomène d'évaporation dans des conditions semblables à celles retrouvées en Injection Directe Essence. Du point de vue de l'auteur, ce projet a été motivé par le désir d'apporter une contribution à l'innovation technologique automobile et par un intérêt certain pour l'approche expérimentale.

Dépassant largement le cadre des moteurs, la problématique de l'interaction d'un écoulement réactif avec un dépôt de combustible passe nécessairement par la compréhension de la stratification de vapeur, induite par l'évaporation du dépôt. Dans la continuité d'une étude d'un dépôt de liquide en présence d'un front de flamme parfaitement contrôlé, les questions physiques abordées sont focalisées sur les aspects du changement de phase et de la stratification de vapeur induite.

Pour atteindre les objectifs de compréhension de l'évaporation d'un liquide combustible, une analyse simplificatrice des problématiques moteurs est conduite, jusqu'à la définition d'une configuration académique d'étude, le tout dans un premier chapitre. Le dispositif expérimental, en accord avec cette configuration simplifiée, est présenté dans un second chapitre. Celui-ci a été développé dans le but de limiter le nombre de paramètres impliqués

dans le processus, notamment en assimilant un film liquide stagnant à un matériau poreux saturé de combustible, placé verticalement dans un écoulement ascendant. Des méthodes de mesure de thermométrie et de débit permettent de conduire une analyse des transferts de masse et de chaleur dans un troisième chapitre. Enfin, un diagnostic de mesure de concentration d'espèce par Fluorescence Induite par Laser (FIL) apporte une description fine de la stratification, dans un quatrième chapitre, à partir d'une analyse phénoménologique. L'analyse des résultats est rendue possible par une confrontation des mesures avec des approches de références de la littérature qui seront brièvement réintroduites.

Chapitre 1

Contexte et positionnement de l'étude

Les secteurs de l'énergie, en particulier celui du transport, sont assujettis à des normes d'émission de polluants de plus en plus drastiques. Pour faire face à la concurrence et respecter la réglementation, les constructeurs explorent de multiples voies d'amélioration pour optimiser l'efficacité des moteurs thermiques qui aujourd'hui restent un vecteur fiable. Certaines technologies récentes, comme l'Injection Directe Essence, sont centrées sur des processus de combustion optimisés qui ont déjà fait leurs preuves. Néanmoins, la source des polluants, qui résulte de ce choix technologique, a pour origine la formation d'imbrûlés à la paroi, due à l'existence d'un dépôt de carburant durant les phases de fonctionnement transitoire. Depuis quelques années, les industriels accompagnés par la recherche académique ont clairement identifié les facteurs et les processus responsables de la production de polluants au sein d'une chambre de combustion moteur. La méconnaissance des effets de l'évaporation du dépôt de carburant sur la combustion est un frein aux stratégies mises en place pour la réduction de polluants. Ce premier chapitre est consacré à une analyse progressive des problématiques de flamme pré-mélangée confinée dans un contexte moteur vers des problématiques de type plus académique. Cette analyse conduit à la présentation de la démarche de ce travail, qui consiste à s'interroger sur le rôle de conditions spécifiques clairement identifiées sur l'évaporation d'un dépôt de combustible. Enfin, une configuration académique expérimentale est définie dans le but d'apporter des éléments de réponse aux questions posées.

CHAPITRE 1	CONTEXTE ET POSITIONNEMENT DE L'ÉTUDE.....	5
1.1	UN SECTEUR AUTOMOBILE SOUS CONTRAINTE	7
1.2	UNE VOIE TECHNOLOGIQUE : LE MOTEUR A INJECTION DIRECTE ESSENCE	9
1.3	DE LA CONFIGURATION MOTEUR A UNE APPROCHE LOCALE	12
1.3.1	<i>Nature et caractéristiques du film liquide en régime transitoire IDE</i>	<i>13</i>
1.3.2	<i>Formulation de la problématique générale : étude de l'interaction entre un front de flamme et une paroi active.....</i>	<i>16</i>
1.3.3	<i>Bilan des études antérieures</i>	<i>21</i>
1.3.4	<i>Questions ouvertes.....</i>	<i>23</i>
1.4	MISE AU POINT DE LA DEMARCHE EXPERIMENTALE	24
1.4.1	<i>Une configuration flamme/paroi active simplifiée.....</i>	<i>24</i>
1.4.2	<i>Bilan des mécanismes de premier ordre.....</i>	<i>26</i>
1.4.3	<i>Questions fondamentales et objectifs de l'étude</i>	<i>29</i>
1.4.4	<i>Définition d'une configuration expérimentale académique.....</i>	<i>30</i>
1.5	CONCLUSION	31

1.1 Un secteur automobile sous contrainte

Le contexte énergétique mondial est fortement lié aux ressources en énergies fossiles depuis la révolution industrielle du 18^e siècle. Le secteur du transport terrestre est un exemple flagrant de cette dépendance, de par la présence majoritaire des moteurs à combustion interne sur le marché automobile. En effet, la conversion d'énergie chimique en énergie mécanique par combustion présente de nombreux avantages, comme une forte densité énergétique, un rapport poids/puissance pertinent, ou encore un coût de combustible bon marché. Néanmoins, les constructeurs automobiles font face à une problématique majeure : les produits de la réaction de combustion représentent une nuisance pour l'environnement, tant du point de vue climatique que pour les organismes biologiques. Le CO₂, élément reconnu comme principal gaz à effet de serre [1], est l'un des produits majeurs de la combustion d'hydrocarbure, directement liée à la consommation des véhicules. C'est pourquoi son émission, tout comme celle des polluants, est soumise à des réglementations sévères. Ainsi, à l'horizon 2020, la norme européenne No 443/ 2009 impose une limite supérieure de 95 g de CO₂/km (3,7 l/100 km Diesel, 4,1 l/100 km Essence), très contraignante par rapport à la valeur médiane de référence (150 g de CO₂/km) relevant d'une étude indépendante de l'UTAC [2] sur un parc automobile type en circulation. De même, les normes se focalisent sur des espèces polluantes ciblées, les particules fines (PM), les oxydes d'azote (NOx), les hydrocarbures imbrûlés (HC) et le monoxyde de carbone (CO), dont les limites autorisées varient selon les pays (cf. Figure 1.1).

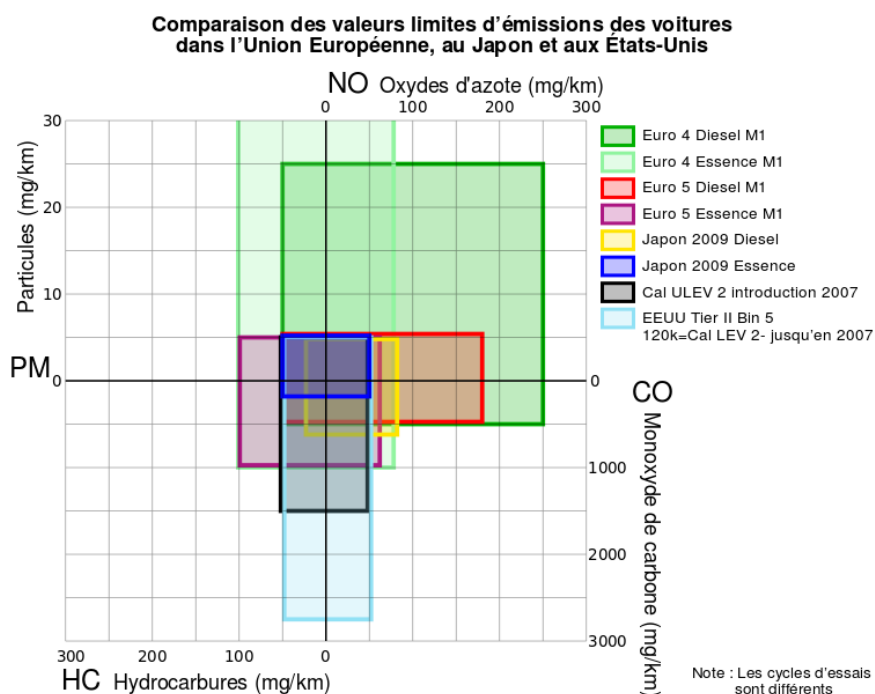


Figure 1.1 : Évolution des normes antipollution dans l'automobile pour l'Union Européenne, les États-Unis et le Japon (Audition publique du 18 octobre 2005, Commission européenne [3])

Chapitre 1 : Contexte et positionnement de l'étude

Les très fortes baisses imposées aux constructeurs et les efforts particuliers relatifs aux particules fines et aux oxydes d'azote attendus en Europe, devraient permettre de répondre aux enjeux environnementaux et de santé publique. Mais ces limitations, toujours plus drastiques, imposent aussi aux constructeurs d'établir des stratégies robustes de conception, visant une diminution de la consommation associée à une limitation de la production de polluants.

Ces restrictions conditionnent fortement les orientations du marché, mais elles s'inscrivent également dans une démarche de sobriété énergétique, aux horizons plus larges que le simple respect des normes. Compte tenu de l'implantation standardisée des moteurs thermiques dans la filière du transport terrestre, il est indispensable de concentrer les efforts sur l'amélioration du futur parc automobile. Cette mobilisation permettra de faciliter une transition énergétique vers une dynamique plus durable, capable de supporter le surcroît attendu de la demande énergétique et de respecter l'environnement d'une planète à 10 milliards d'êtres humains pour la fin du siècle.

Dans ce secteur automobile sous contrainte, des voies d'amélioration ont été ou bien sont encore aujourd'hui explorées. Profitant d'avancées technologiques, la première a porté sur la réduction du poids de l'ensemble du véhicule, grâce aux nouveaux matériaux constitutifs. Une masse réduite entraîne une diminution du besoin en puissance mécanique de propulsion. Cette révolution est déjà en marche depuis les années 1990, et même si les contraintes liées à la sécurité modèrent ces évolutions, elle impactera probablement la conception des moteurs thermiques dans les prochaines années, lorsque les technologies concernées arriveront à maturité. Des motorisations à la fois moins encombrantes et moins gourmandes en carburant sont alors plus aptes à rentrer dans une démarche de sobriété énergétique.

C'est dans ce contexte que de nouvelles technologies de propulsion ont été développées. Avec les progrès capitalisés en matière de motorisation électrique ou à hydrogène, les constructeurs ne sont, en effet, pas démunis de solutions alternatives. Cependant la production d'électricité est aujourd'hui fortement dépendante des filières du nucléaire et des centrales à charbon. La faible autonomie des batteries est également un frein à l'implantation durable des groupes motopropulseurs tout électrique sur le marché des véhicules autre que périurbain. De même, l'hydrogène reste un carburant difficile à produire, car très dépendant de procédés à forts impacts environnementaux et son stockage pose encore de nombreux problèmes de sécurité. Ces nouvelles technologies sont aussi dépendantes de la résolution de problématiques majeures en termes d'infrastructure, de réseau d'approvisionnement, de fiabilité et de limites d'implantation, ce qui ralentit considérablement leur progression sur le marché.

Dans un futur proche, il existe pourtant encore de larges marges de progression qui relèveront d'une hybridation de ces nouvelles technologies, majoritairement sur la base d'un couplage avec le moteur thermique. Cette solution technique présente en effet de nombreux avantages, combinant les performances des technologies électriques, à la fiabilité et à l'autonomie des technologies plus classiques (diesel ou essence). Cependant, l'implantation

d'une motorisation électrique en parallèle d'une motorisation thermique nécessite encore de sérieuses améliorations relatives au dimensionnement et à l'implantation fonctionnelle, afin d'être compétitive dans toutes les gammes du marché automobile.

Il apparaît donc que si les technologies alternatives peuvent en partie répondre aux contraintes d'une réduction de la consommation et des émissions polluantes, l'augmentation de l'efficacité des modes de conversion standard doit encore rester au centre de toutes les attentions.

1.2 Une voie technologique : le moteur à Injection Directe Essence

Les avancées dans le domaine des moteurs thermiques reposent principalement sur trois leviers d'actions qui relèvent du choix du combustible, de l'amélioration de la combustion dans la chambre et du traitement des gaz brûlés.

- Le premier levier consiste à modifier le vecteur d'énergie par l'utilisation de carburants alternatifs comme le Gaz de Pétrole Liquéfié, le Gaz Naturel Véhicule ou bien les biocarburants, voire l'hydrogène. Ces combustibles, qui présentent des bilans carbonés moins élevés, nécessitent néanmoins une certaine adaptation technologique dans leur utilisation. De plus, le développement d'infrastructures de distribution est souvent nécessaire.
- L'optimisation de la combustion, en vue d'améliorer le rendement de conversion global sur des cycles de fonctionnement réalistes, constitue un deuxième angle d'attaque. Cette optimisation requiert l'étude approfondie des différentes phases du cycle moteur et une évolution des stratégies d'injection (Injection Directe Essence, double injection PFI, etc.). La réinjection d'une partie de gaz brûlés (EGR-Exhaust Gaz Recirculation) ou le préchauffage des gaz frais constituent des éléments d'amélioration notables. De même, d'autres stratégies liées à la géométrie de la chambre, comme la réduction de la cylindrée (« downsizing »), visant à optimiser le mélange et à augmenter le taux de compression peuvent améliorer les conditions de réaction.
- Le post-traitement à la sortie de la chambre de combustion est une dernière approche possible. Les pots catalytiques et les filtres à particules traitent et récupèrent ainsi les composés polluants des gaz d'échappement, de façon plus ou moins efficace. Leurs utilisations trouvent néanmoins une limite dans leurs modes de fonctionnement transitoire.

Les travaux engagés sur ces thèmes par les constructeurs, accompagnés de la communauté académique, trouvent aujourd'hui un nouvel intérêt dans le contexte de plus en plus prégnant de la pollution atmosphérique, qui constitue un véritable problème de santé publique. Si les moteurs diesel sont clairement en ligne de mire, du fait de leur importante contribution à la pollution par les particules fines, l'enjeu autour des moteurs à essence reste

toujours d'actualité. En effet, même si ces derniers produisent en proportion plus faibles des monoxydes de carbone CO, des hydrocarbures HC et des oxydes d'azote NO_x, les rejets de CO₂ restent une problématique récurrente.

Dans le cas spécifique de ces moteurs essences, certaines stratégies permettent de fonctionner avec des mélanges pauvres, limitant les émissions de CO₂ tout en améliorant l'efficacité de conversion énergétique d'un cycle de fonctionnement. C'est le cas de la technologie d'Injection Directe Essence (IDE), qui s'avère en effet particulièrement intéressante. Proche de la technologie diesel, la technique consiste à injecter le carburant liquide directement dans la chambre de combustion afin d'assurer l'allumage et la propagation du front de flamme, en limitant le fonctionnement à un régime globalement pauvre, moins consommateur de carburant. La Figure 1.2 illustre cette différence essentielle entre la méthode standard d'injection pour les moteurs à combustion interne (MAC) et la technologie IDE.

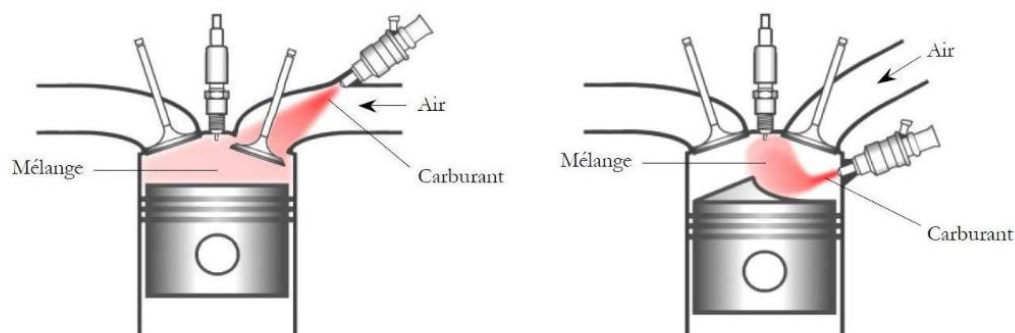


Figure 1.2 : Schéma comparatif entre la technologie classique Moteur à Allumage Commandé essence classique (à gauche) et la technologie IDE (à droite) [4]

Cette stratégie, qui repose sur une combustion en mélange stratifié, permet d'améliorer le rendement global d'un cycle tout en diminuant fortement la consommation [4] et les émissions polluantes [5].

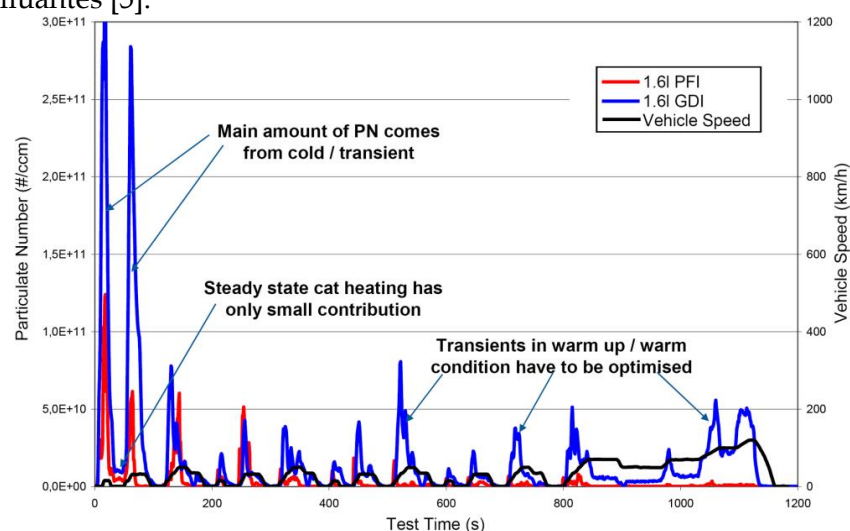


Figure 1.3 : Comparisons des émissions de particules (PN) au cours d'un cycle NEDC (New European Driving Cycle) pour des moteurs euro 5 PFI et GDI [6] -

Dans une démarche d'optimisation croissante de cette technologie, les conditions de fonctionnement types ont progressivement évolué vers des situations plus réalistes, mais aussi plus complexes. Il en résulte un certain nombre de difficultés encore à résoudre qui relèvent majoritairement des cycles transitoires, comme les premières minutes de fonctionnement après démarrage à froid. La Figure 1.3 montre ainsi que la majorité des particules est émise durant les premières secondes d'un « nouveau cycle européen de conduite » (NEDC) dans le cas de motorisation GDI (appellation anglaise de l'IDE) et de technologie de double injection PFI (Port Fuel Injection). Durant ces phases transitoires, la température du moteur étant trop faible pour permettre la complète vaporisation du spray issu de l'injecteur haute pression, des gouttelettes viennent se déposer sur la paroi du cylindre pour former un film liquide (cf. Figure 1.4). Ce film liquide modifie les transferts thermiques à la paroi et son évaporation entraîne la présence de zones riches en combustible associées à de forts gradients de composition. L'occurrence d'hétérogénéités de richesse induit à son tour une altération de la propagation du front de flamme en proche paroi et conduit à la production de polluants, mais aussi à l'encrassement de l'injecteur et du piston [7].

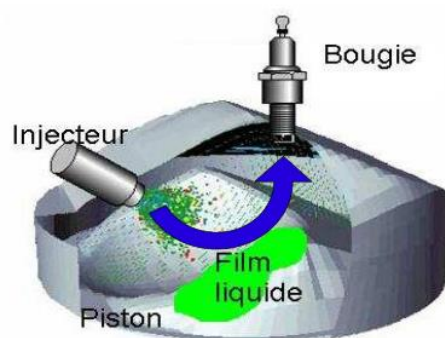


Figure 1.4 : Illustration de la formation de film liquide combustible dans un moteur IDE Mitsubishi d'après Desoutter [8]

Il est à noter que lorsqu'une stratégie de downsizing est mise en œuvre, les difficultés liées aux dépôts de film liquide à la paroi sont accrues. La réduction de la cylindrée couplée à une suralimentation favorisant davantage les effets de confinement et accentue l'importance des mécanismes à l'origine de la production de polluants en phase transitoire.

L'ensemble de ces éléments montre que plusieurs approches sont à développer pour maîtriser ces phénomènes : il s'agit d'abord de mieux comprendre la dynamique du jet de gouttelettes, son impact à la paroi et la formation du film, sujets qui ont déjà fait l'objet de nombreux travaux [9]–[11]. Mais il est tout aussi important d'être en mesure d'analyser les caractéristiques et la vaporisation du film ainsi créé, en fonction de sa nature, des caractéristiques de la paroi et en présence d'un écoulement réactif.

Le recoupement de diverses études permet de déterminer un lien entre les caractéristiques du film liquide et les processus de combustion, spécifiques de l'interaction. Hentschel *et al.*

[12] et Almkvist *et al.* [13] se sont intéressés à la mesure de l'épaisseur du film ; tandis que les travaux expérimentaux de Schulz *et al.* [14] et numériques de Zhang *et al.* [15] ont permis d'améliorer la caractérisation des films produits par l'impact d'un spray sur la paroi du cylindre. Drake *et al.* [16] ont étudié expérimentalement le lien entre la quantité de films vaporisés et la production de polluants en condition moteur. De leur côté, Desoutter *et al.* [17] ont développé une méthode numérique 1D permettant de reproduire les mécanismes d'extinction résultant de l'interaction d'un front de flamme avec un film liquide évaporant. Enfin plus récemment, Borgetto [18] a apporté une première description expérimentale des mécanismes d'interaction entre une flamme et un film combustible afin de compléter les analyses précédentes. L'ensemble des conclusions résultant de ces travaux révèle que l'étude de l'évaporation du film et de l'hétérogénéité du mélange gazeux produit par l'évaporation sont deux facteurs essentiels à décrire pour expliquer et maîtriser les mécanismes de production de polluants.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux que nous avons menés, principalement dédiés à la compréhension de la phase de vaporisation du film liquide déposé sur la paroi et à l'analyse de la description de la distribution de la vapeur produite dans le mélange gazeux à proximité. Ils ont été développés dans le cadre d'un projet ANR « ASTRIDE – Aérodynamique et Sprays durant les Transitoires IDE », en collaboration avec l'IFP Énergies Nouvelles, PRISME, Continental Automotive France SAS, Peugeot Citroën automobile SAS et RSA Renault SAS. L'étude de Iafrate [19] liée au projet ASTRIDE a développé un outil numérique permettant de prédire avec une meilleure acuité l'évaporation de film en contexte moteur et académique. Les validations des modèles se heurtent néanmoins à l'absence de mesure et d'analyses d'ordre expérimental sur des configurations épurées et un travail commun a été réalisé pour combler ce manque (cf. Section 4.4.6).

1.3 De la configuration moteur à une approche locale

La complexité du régime transitoire dans un moteur IDE conduit à analyser de manière approfondie les phénomènes se développant dans des zones clés : celles où le film liquide interagit tant avec la paroi sur laquelle il est déposé, qu'avec son environnement réactif proche. Chacune de ces zones est le siège de transferts thermiques (liés à la paroi, à la flamme) qui se combinent à l'aérodynamique de l'écoulement réactif. Pour simplifier la démarche de compréhension des mécanismes, il est cependant possible de concentrer l'étude sur une analyse très locale, du point de vue de la géométrie. Il est clair que la géométrie de la chambre de combustion a une influence globale sur les phénomènes aérothermochimiques. Cependant, les conditions de transferts et d'échanges, qui gèrent les mécanismes d'interaction flamme/paroi, peuvent être en première approche prises en compte sur la base d'un élément de paroi localement plan, relatif à la présence d'un film liquide lui-même localisé.

Comme schématisé sur la Figure 1.5, une approche locale de la configuration moteur IDE permet de s'affranchir de la géométrie complexe d'une chambre de combustion.

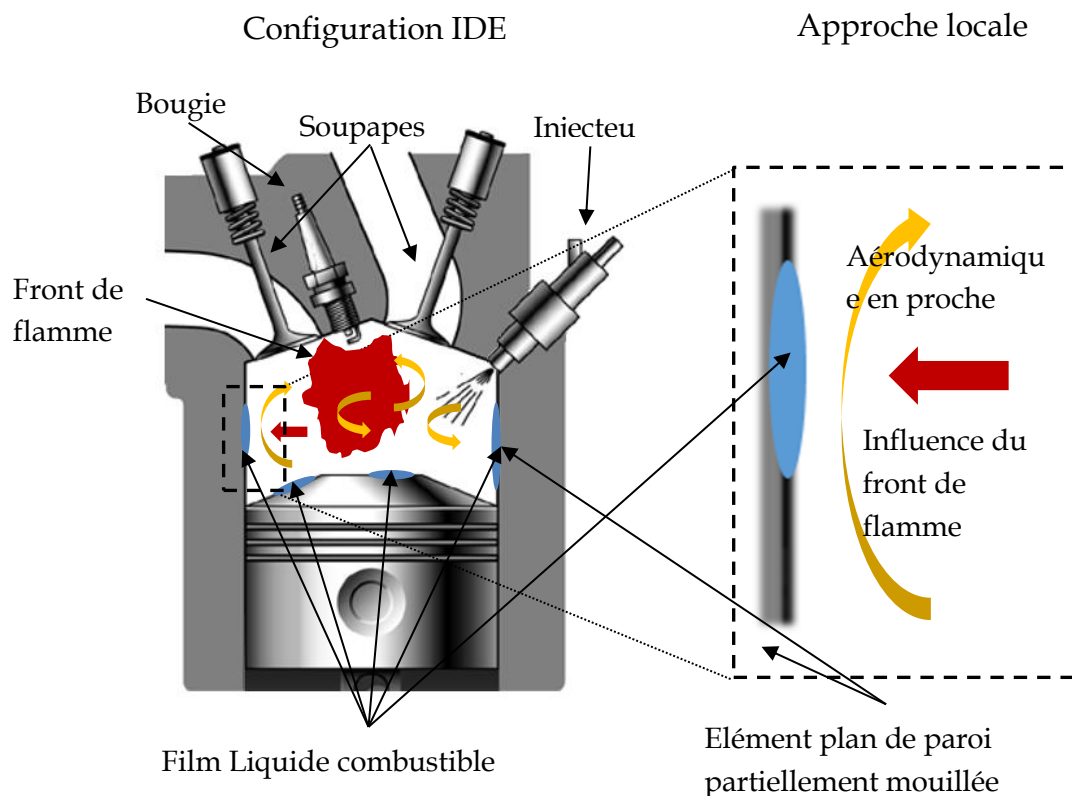


Figure 1.5 : Représentation simplifiée du phénomène d'interaction flamme/paroi, issue de la configuration IDE

L'existence d'une nappe de film liquide, sur une paroi plane et verticale, constituera donc la base de la configuration retenue pour l'étude. Cependant, dans la configuration moteur, les caractéristiques précises de ce film relèvent de plusieurs facteurs qu'il convient d'examiner. Il est à noter que si la pression est un élément important pour la description fine des processus inhérents aux moteurs à combustion interne, l'approche locale s'accompagnera d'une focalisation sur la compréhension du phénomène d'évaporation via les grandeurs physiques relatives aux mécanismes de transferts thermiques et massiques couplés (température, richesse, vitesse) dans le cadre d'une configuration à pression atmosphérique.

1.3.1 Nature et caractéristiques du film liquide en régime transitoire IDE

Les zones impactées par la présence du film sont très localisées et extrêmement dépendantes du type de technologie d'injection [10],[11]. Afin d'assurer un parallèle pertinent entre le film liquide déposé pendant un transitoire IDE et le film considéré dans notre approche, nous devons tout d'abord identifier ses caractéristiques principales.

Le film liquide qui apparaît lors des transitoires IDE provient de la pulvérisation du combustible par les injecteurs haute pression sous la forme d'un spray. L'analyse de l'interaction du spray avec la paroi de la chambre fait intervenir quatre facteurs qui permettent de caractériser le film liquide déposé : a) les caractéristiques du spray, b) la température de la paroi, d) la topologie de la paroi et e) l'aérodynamique interne.

a) Caractéristiques du spray

L'énergie d'atomisation et la finesse de la pulvérisation sont les deux caractéristiques majeures qui déterminent si les gouttelettes provenant du spray se fixent à la paroi ou rebondissent [9]. Dans les cas où la phase d'accroche est majoritaire, l'accumulation des gouttes donne lieu à un film pariétal ou à une répartition de gouttes sur la paroi en fonction de la quantité de combustible injecté [20].

b) Température de la paroi

La température de la paroi a une influence sur les conditions d'existence du film liquide et sur son comportement. L'existence du film liquide est principalement conditionnée par les modes de transferts thermiques qui agissent principalement sur le temps de vie du film. Avec l'augmentation de la température de la paroi, le temps de vie atteint un minimum à la température définie comme la température de Nukiyama [21]. Au-delà, la température est suffisamment élevée pour auto-entretenir un film de vapeur qui assure une discontinuité entre la paroi et le film, ayant pour conséquence d'allonger le temps de vie du film. Ce phénomène ainsi que l'ébullition modifient profondément la dynamique du film par des effets hydrodynamiques dus à la présence des bulles de vapeur [22],[23].

c) Topologie de la paroi

La forme de la surface peut modifier la manière dont se répartissent les gouttelettes lors de l'interaction du spray avec la paroi, ainsi que la nature du ruissellement. Seules les fortes rugosités peuvent réellement impacter la formation et l'hydrodynamique du film par accréation de gouttelettes et limiter son ruissellement, car une fois les premières gouttelettes du spray en phase d'accroche, le film produit tend à minimiser l'effet des faibles rugosités [24].

d) Aérodynamique

Le cisaillement induit par un écoulement gazeux pariétal provoque un certain nombre d'effets, notamment des disparités d'épaisseur du film liées aux instabilités d'interface. Alekseenko *et al.* [25] constatent expérimentalement qu'un écoulement d'air à contre-courant du ruissellement d'un film liquide a tendance à déstabiliser l'interface liquide/gaz alors que Uma et Usha [26] constatent numériquement l'effet inverse. L'étude de l'évaporation d'un film dans un écoulement turbulent montre que l'amplitude des instabilités du film a aussi un effet rétroactif sur l'écoulement gazeux [27]. Néanmoins, le comportement moyen reste proche d'un écoulement laminaire même pour de forts cisaillements [28]. Ces études révèlent que la compréhension des effets du cisaillement aérodynamique sur la nature du film liquide et sur ces caractéristiques se heurte encore à beaucoup de verrous scientifiques.

Cette analyse des différents facteurs permet d'identifier les caractéristiques principales à considérer pour définir le film liquide sur une paroi de cylindre :

Chapitre 1 : Contexte et positionnement de l'étude

- la répartition en gouttelette ou en film continu,
- l'épaisseur du film et ses variations,
- le temps de vie,
- le comportement hydrodynamique.

Dans le but de caractériser ces deux premiers points, Kalentari et Tropea [29] proposent une classification des épaisseurs de film en fonction d'un paramètre adimensionnel δ , défini comme le rapport du diamètre de la goutte d avec l'épaisseur du film liquide h :

- paroi humide pour $0 < \delta < 0.1$,
- film fin pour $0.1 < \delta < 1$,
- film peu profond pour $1 < \delta < 2$,
- film profond pour $2 < \delta$.

Les mesures expérimentales effectuées par Hentschel *et al.* [12], Almkvist *et al.* [13] et Johnen *et al.* [20] ont montré que les films rencontrés en IDE ne dépassent pas la centaine de micromètres. C'est pourquoi nous considérons par simplification la distinction suivante :

- un film épais, défini comme un film dont l'épaisseur est supérieure à celle de la rugosité. Dans cette configuration, le ruissellement du film lisse peut être provoqué par le cisaillement de l'aérodynamique externe (cf. Figure 1.6),
- un film mince, défini comme un film dont l'épaisseur couvre partiellement la rugosité. Le ruissellement du film est alors largement limité par la perte de charge due à l'irrégularité de la surface de la paroi (cf. Figure 1.7).

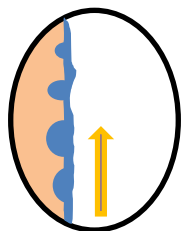


Figure 1.6 : Film épais

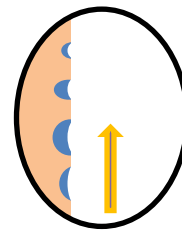


Figure 1.7 : Film mince

Afin de simplifier la configuration de notre étude sur la vaporisation, il est préférable de considérer le deuxième cas où l'écoulement du film est largement limité une fois déposé afin de simplifier les effets hydrodynamiques interfaciaux dont les origines sont encore loin de faire l'unanimité. Les cycles de fonctionnement transitoires sont caractérisés par des températures de paroi plutôt faibles, la plage de température considérée dans le cas de notre étude correspondra à celle inférieure à la température d'ébullition. Par conséquent, les transferts thermiques seront majoritairement conductifs à travers le film mince et aucun mécanisme d'ébullition n'affectera sa vaporisation. Enfin, notre étude se focalisera sur l'évaporation d'un film en régime permanent durant la première phase de son temps de vie pendant laquelle sa surface d'échange varie le moins.

Les caractéristiques générales d'un film de combustible liquide sur la paroi d'un moteur ne constituent qu'une partie des éléments complexes et couplés qu'il convient de prendre en compte pour traiter la question de la vaporisation, qui constitue l'objectif principal de cette étude. Bien évidemment, les caractéristiques aérothermiques de la chambre (paroi et écoulement gazeux), mais aussi et surtout de la propagation du front de flamme vers la paroi constituent également des éléments déterminants du processus d'évaporation. En effet, l'écoulement réactif fournit l'énergie nécessaire à la vaporisation et détermine les modes de transferts convectifs de chaleur et d'espèce. Dans la partie suivante, on cherche à déterminer les facteurs liés à l'écoulement réactif qui jouent un rôle majeur dans l'évaporation et ceux qui peuvent être simplifiés.

1.3.2 Formulation de la problématique générale : étude de l'interaction entre un front de flamme et une paroi active

Avant d'étudier les nombreux mécanismes couplés qui interviennent dans l'interaction d'un écoulement réactif avec un film liquide sur une paroi, nous allons nous intéresser aux différents types d'interactions qui peuvent exister dans le cas du Moteur à Allumage Commandé conventionnel.

À l'aide d'une démarche graduelle, nous allons identifier les mécanismes intervenant dans l'interaction sur des configurations académiques simplifiées, d'abord avec une paroi sèche, pour ensuite ajouter les aspects liés au film liquide faisant apparaître des problématiques liées à la stratification du milieu de propagation. En particulier, nous nous intéresserons à deux études déjà réalisées qui se concentrent sur l'étude de l'interaction entre un front de flamme et un film liquide déposé sur une paroi, afin de formuler les questions physiques de cette étude.

Des écoulements réactifs en chambre de combustion moteur à l'étude académique de l'interaction flamme/paroi

L'écoulement réactif rencontré dans un Moteur à Allumage Commandé (MAC) est une combustion de type pré-mélangée, initiée par l'étincelle d'une « bougie ». Dans le cas d'une combustion de type pré-mélange, la réaction chimique et le dégagement de chaleur qui l'accompagne se propagent sous la forme d'un front mince. Ce front, appelé front de flamme, est le lieu de très forts gradients locaux de température et d'espèce. La vitesse de propagation et la topologie de l'interface réactive sont des grandeurs intrinsèques qui permettent de caractériser un milieu réactif.

Le confinement des écoulements réactifs introduit de multiples positionnements scientifiques autour de l'interaction d'un front de flamme avec une paroi. Dreizler *et al* [30] ont établi une revue complète traitant des différentes formes prises par ces interactions, illustrant le fort intérêt de la communauté pour ces problématiques complexes. La présence physique de la paroi entraîne une altération de la propagation du front et de la topologie de son interface et peut conduire à une extinction par coincement de flamme (quenching). Dans

les configurations moteurs, trois types d'interaction peuvent être distingués suivant la direction de propagation et la géométrie de la paroi [31].

- Une interaction frontale apparaît lorsque la direction de la propagation du front de flamme est normale à la paroi. La vitesse du front diminue progressivement à l'approche de la paroi jusqu'à atteindre la position correspondant à l'épaisseur de coincement,
- Une interaction latérale apparaît lorsque la direction de la propagation du front est parallèle à la paroi. L'extinction par coincement est localisée à proximité de la paroi et se propage avec le front,
- Une interaction en cavité apparaît lorsque le front de flamme rencontre un confinement local brusque à l'échelle du front sous la forme d'une cavité. Les mécanismes d'extinction sont extrêmement dépendants de la géométrie de cette cavité.

Tous ces types d'interaction peuvent se rencontrer dans de multiples configurations industrielles (moteurs automobiles, turbines à gaz, etc.). La nature locale de ces interactions et les facteurs liés à la complexité des écoulements réactifs industriels ont orienté les analyses phénoménologiques sur les interactions des flammes/parois vers des configurations académiques simplifiées. Bien sûr, la présence d'un film liquide complexifie significativement cette interaction seule flamme/paroi en ajoutant une dimension d'hétérogénéité de richesse dans milieu de propagation.

Dans un premier temps, il est donc important de rappeler de manière synthétique les différents aspects de la combustion en présence d'une paroi inerte, puis d'une stratification de composition déterminée.

L'interaction flamme/paroi inerte

Dans le domaine de la théorie des flammes [32], le terme d'aérothermochimie permet de désigner les mécanismes et leurs nombreux couplages impliqués dans les écoulements réactifs. Le terme d'aérodynamique rend compte de l'implication de la mécanique des fluides notamment de la turbulence et du caractère instationnaire de l'écoulement. Celle de la thermodynamique rend compte des différents transferts thermiques conductifs, convectifs et radiatifs particulièrement intenses ainsi que du changement de phase. Le terme de chimie regroupe l'ensemble des schémas réactionnels en phase homogène ou hétérogène (paroi). Ces trois aspects interagissent les uns avec les autres par différents couplages :

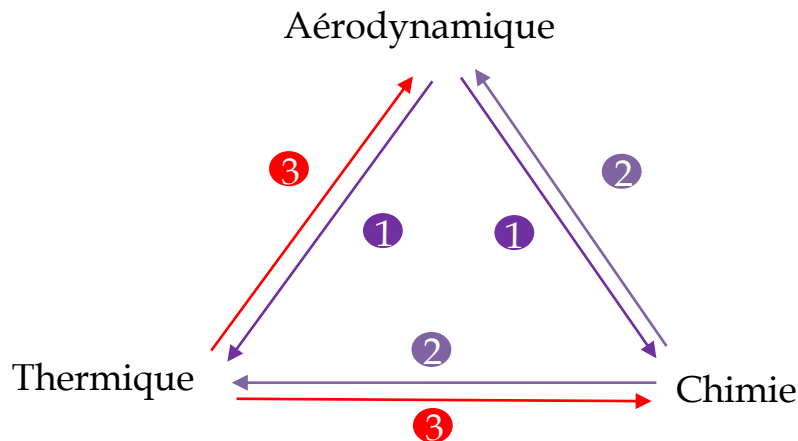


Figure 1.8 : Bilan sur les mécanismes de couplage dans un écoulement réactif

1. L'aérodynamique influe directement sur les modes de transfert de chaleur et d'espèce par convection et la turbulence peut modifier la structure de la zone réactionnelle.
2. Les nombreuses réactions chimiques exothermiques provoquent d'intenses dégagements de chaleur et produisent des gaz brûlés. Elles ont un impact sur le champ de température, mais également sur le champ de vitesse par l'intermédiaire d'un impact sur les propriétés du mélange et sa composition.
3. Les forts gradients thermiques induits par la réaction exothermique jouent un rôle important sur la température de l'écoulement et sur les paramètres physiques de l'écoulement gazeux (viscosité, masse volumique, etc.). La cinétique chimique est fortement impactée par la température : cette dernière est déterminante dans les réactions intermédiaires qui conduisent à la composition finale des produits des réactions chimiques.

La présence de la paroi altère le comportement de l'écoulement réactif en agissant sur chacun des points abordés précédemment (cf. Figure 1.9).

- Le confinement provoqué par la présence de la paroi induit des modifications du champ de vitesse et le développement de couches limites sur la paroi.
- La présence de la paroi modifie l'ensemble des transferts thermiques : en changeant radicalement la propagation, elle peut éteindre la flamme par coincement [33],[34], ce qui peut introduire des pertes thermiques. La forte inertie thermique du milieu solide entraîne l'apparition de gradients de température matérialisés par une couche limite thermique.
- Les réactions chimiques de rupture ayant lieu juste avant le coincement sont des acteurs majeurs de productions de polluants [34].

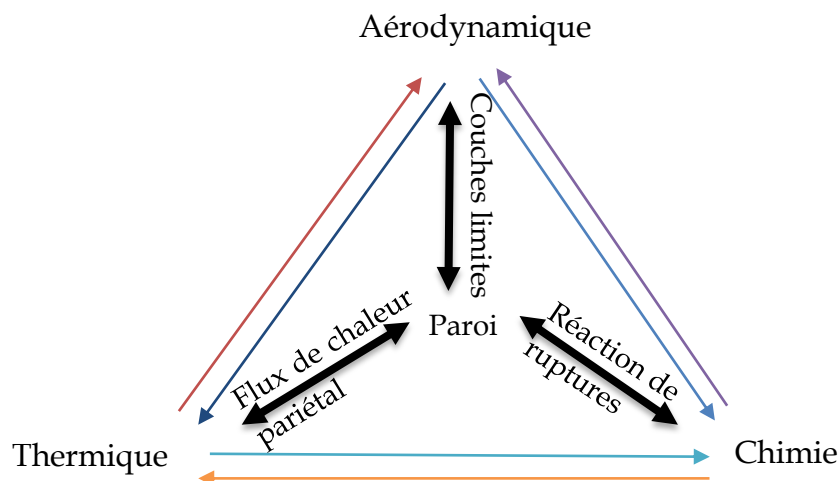


Figure 1.9 : Bilan sur les mécanismes de couplage principaux impliqués dans l'interaction d'un front de flamme de pré-mélange avec une paroi inerte

De manière générale, la présence de la paroi modifie les processus et les couplages aréothermochimiques de combustion pré-mélangée en phase gazeuse. En configuration moteur, la présence physique d'une paroi n'est pas le seul facteur capable d'altérer les phénomènes : les effets d'hétérogénéité de composition dans la phase gazeuse ont également une influence sur ces processus et ces couplages.

L'interaction entre une flamme et un milieu stratifié

Dans un contexte de fonctionnement moteur à charge stratifié, Gill *et al.* [35] ont montré numériquement que les flux thermiques et les concentrations d'espèce étaient mieux prédits par des modèles basés sur des flammelettes de diffusion que par des modèles simplifiés dans les mélanges à très forte concentration en combustible. Cette étude montre que la stratification engendre des processus de combustion singuliers modifiant la structure du front de flamme ainsi que les flux radiatifs émis. Jiménez *et al.* [36] ont montré numériquement que la stratification joue un rôle très important sur l'efficacité de la réaction chimique dans une configuration proche des configurations IDE. Ces travaux révèlent que les processus de combustion sont très dépendants de la distribution locale des hétérogénéités de composition dans la phase gazeuse. Comparées aux travaux d'ordre numérique, les études expérimentales sur les effets des hétérogénéités de richesse en combustible sont relativement peu nombreuses. Cependant plusieurs d'entre elles sont focalisées sur des configurations simplifiées dans le but de développer une approche plus fondamentale.

Les études expérimentales menées par Kang *et al.* [37][38] ont montré l'impact de la stratification sur la vitesse de propagation du front de flamme dans une configuration simplifiée où le front de flamme se propage dans un milieu stagnant plus riche ou plus pauvre en combustible. En direction d'un mélange plus pauvre, la vitesse de propagation du front est nettement supérieure à la vitesse de référence théorique adiabatique, mais des instabilités de structure peuvent apparaître. Au contraire lors d'une propagation vers un mélange est riche, le front de flamme reste stable et les vitesses de propagation restent

proches de la vitesse de référence. Dans les deux cas, la stratification entraîne une extension des domaines d'inflammabilité et une augmentation de la température de flamme. Dans une configuration d'écoulement laminaire en tube ouvert, les résultats des travaux numériques de Pires Da Cruz [39] viennent confirmer ces observations. Le cas expérimental d'une configuration où une flamme en V se développe dans un milieu stratifié a également été analysé par Galizzi *et al.* [40]. Il ressort de ces travaux quelques éléments importants :

- la stratification induit une modification des caractéristiques de la flamme, de sa vitesse de propagation ainsi qu'une déflexion du front,
- l'apparition d'une nouvelle zone de réaction du côté des gaz brûlés, consommant l'excès de réactif,
- l'interaction du front avec le milieu stratifié conduit à l'augmentation de la densité de surface de flamme et du taux de réaction, traduisant une augmentation du flux thermique émis.

Ces observations, qui se rapprochent des études numériques en configuration moteurs et des résultats expérimentaux en milieu stagnant, permettent de souligner l'importance que pourrait recouvrir la stratification induite par l'évaporation d'un film liquide. Lors de l'analyse de l'interaction entre une paroi mouillée et un front de flamme, la connaissance de cette stratification est donc nécessaire.

Interaction d'une paroi active et d'un front de flamme

Dans le cadre de ce travail, nous avons choisi de définir le système paroi active comme l'ensemble {paroi+film, liquide}. Au-delà de l'impact d'une paroi inerte du point de vue thermique, cette configuration a la capacité de générer une hétérogénéité de composition due à l'évaporation du film. En revanche cette stratification n'est pas contrôlée comme dans les études présentées précédemment, elle provient des modes de transfert massique liés à l'évaporation et des différents couplages aérothermochimiques.

La Figure 1.10 présente un schéma de cette interaction simplifiée où un front de flamme se propage en direction d'une paroi recouverte d'un film liquide. À l'approche de la paroi, il va rencontrer des zones de richesse croissante. Les effets de la stratification liés à l'évaporation s'additionnent alors à ceux résultant de la présence de la paroi.

Plus spécifiquement, les couplages supplémentaires liés à la présence du film liquide relèvent toujours des trois aspects thermodynamiques, chimiques et aérodynamiques précédemment évoqués :

- la relation entre l'aérodynamique et la paroi va être modifiée par la présence du film liquide conduisant au développement d'une couche limite massique. La vitesse relative au flux de matière émanant du liquide et le gradient des propriétés du mélange peuvent altérer le gradient de vitesse dans la couche limite aérodynamique. Les modes de transfert massique induits par l'aérodynamique influent directement sur la distribution dans la couche de vapeur suivant la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement pariétal,

- dans le cas où l'épaisseur de vapeur est supérieure à la distance de coincement, la flamme se propage dans un milieu stratifié. Les effets de la stratification précédemment décrits vont alors affecter la propagation et la surface du front de flamme et peuvent conditionner la formation de particules de suies,
- la nature endothermique de l'évaporation va modifier les échanges entre la flamme et la paroi en consommant une partie du flux thermique total émis par la combustion. Les régions à forte richesse peuvent provoquer une modification des flux radiatifs du fait de la génération de suies, ce qui peut influencer en retour la vitesse d'évaporation.

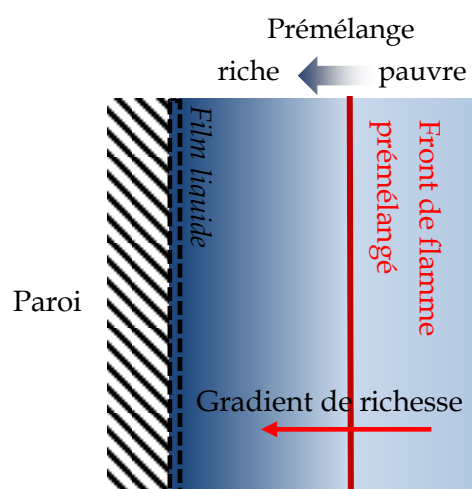


Figure 1.10 : Représentation de l'interaction flamme/paroi active

Malgré la simplicité de la configuration illustrée Figure 1.10, la multiplicité des processus et couplages impliqués dans l'interaction d'un écoulement réactif avec une paroi supportant un film liquide, engendre une réelle complexité et de nombreuses questions. Celles-ci ont été en partie explorées numériquement par Desoutter [8] et dans les travaux expérimentaux de Borgetto [18] réalisés au CETHIL.

1.3.3 Bilan des études antérieures

Le cas examiné numériquement par Desoutter [8] est celui de l'interaction frontale d'un front de flamme laminaire ou turbulent, avec une paroi recouverte d'un film liquide. Un certain nombre de simplifications sont réalisées pour aboutir à un modèle 1D simplifié selon la direction d'interaction en écartant les effets transversaux. L'analyse des simulations est consacrée à l'examen de plusieurs régimes d'interactions qui font intervenir des grandeurs adimensionnelles permettant de décrire le cas de l'interaction frontale instationnaire :

- la comparaison entre le temps caractéristique qui caractérise les processus chimiques de combustion et celui qui décrit l'évaporation du film. Cette comparaison permet

d'évaluer la distance à laquelle se maintient le front de flamme de la paroi par extinction.

- le rapport stœchiométrique à saturation en vapeur qui détermine le mécanisme dominant d'extinction par effet thermique ou part effet chimique.

De manière générale, les résultats numériques montrent que l'interaction du front de flamme avec la paroi active est principalement contrôlée par des mécanismes chimiques. Cette conclusion se distingue du cas de la paroi inerte où les interactions sont dominées par des mécanismes thermiques. Cette étude confirme que la connaissance du champ de concentration représente un enjeu crucial visant à améliorer la compréhension de l'interaction. Cependant, la multiplicité des couplages physiques liés à l'évaporation introduit une limitation dans la connaissance de la distribution de vapeur de combustible.

Les résultats de l'étude expérimentale de Borgetto [18] complètent ces analyses par plusieurs aspects. La configuration expérimentale mise en place permet de reproduire l'interaction entre une flamme de type pré-mélange et un film liquide. L'interaction frontale est obtenue via un dispositif de stabilisation d'une flamme en V à proximité d'une paroi sur laquelle s'écoule un film liquide d'une épaisseur similaire à l'étude de Desoutter. À l'aide de plusieurs diagnostics optiques, la position du front de flamme, le champ de vitesse dans la phase gazeuse et la présence de vapeur de n-heptane sont mesurés dans la zone d'interaction. La description de trois scénarii suivant la position du front par rapport à l'interface du film liquide apporte une des informations importantes sur les différentes phases d'interactions.

- Scénario n°1 : interaction lointaine

Dans cette configuration, le front de flamme est suffisamment éloigné de la paroi pour minimiser les effets du couplage thermique évoqué précédemment. La propagation se produit dans un environnement stratifié en concentration de vapeur. La vitesse de propagation, et le taux de réaction augmentent progressivement lorsque que le front se rapproche de la paroi. Les transferts thermiques par rayonnement augmentent alors considérablement en lien avec la production de suies. Le film liquide s'évapore sous l'effet croissant du flux thermique radiatif qui préchauffe le système paroi/film liquide et entretient la stratification du mélange.

- Scénario n°2 : interaction intermédiaire

Le front de flamme principal n'est pas encore suffisamment proche de la paroi pour que sa topologie soit réellement impactée. Une flamme de diffusion est créée sous l'effet de la très forte concentration de vapeur à proximité du film, confirmant les résultats des simulations numériques. L'évaporation du film liquide est largement influencée par le positionnement de cette flamme de diffusion qui altère la topologie du film liquide, s'asséchant partiellement.

- Scénario n°3 : interaction proche

Lorsque le front de flamme principal se trouve dans les zones de plus forte concentration, la flamme de diffusion domine le processus d'interaction et induit une déflexion du front de flamme principal du côté opposé à la paroi. La conséquence est une production importante de suies et un fort dégagement de chaleur qui amplifie le débit d'évaporation et parvient à assécher certaines zones du film.

Ces scénarios apportent une description précise des différentes phases d'interaction et des éléments d'analyse complémentaires aux développements numériques. Les deux études s'accordent sur l'importance de la distribution des concentrations d'espèce dans les gaz frais qui a un effet majeur à la fois sur la propagation, la structure du front et sur les mécanismes d'extinction. Si le couplage entre le front de flamme pré-mélangé et le film a été en partie décrit, il reste que la méconnaissance de la stratification limite encore la compréhension des différentes phases d'interaction.

1.3.4 Questions ouvertes

L'étude numérique a permis de mettre en avant la prédominance des processus chimiques dans d'interaction devant les mécanismes thermiques. Le développement d'une flamme de diffusion a également été prédit et confirmé par l'étude expérimentale. Cette dernière a permis de valider un certain nombre de mécanismes tout en complétant la description par la mise en forme de scénarii d'interaction. Les deux études confirment que la stratification particulière due à l'évaporation impacte grandement l'écoulement réactif.

De façon générale, il ressort :

- un mode singulier de combustion, matérialisé par la présence de zones réactives de diffusion,
- une modification de la topologie et de la propagation du front de flamme associé à une production importante de suies,
- un effet rétroactif sur la thermique de la paroi qui conduit à un assèchement partiel du film.

Cependant, plusieurs aspects restent encore à éclaircir dans ces configurations simplifiées avant d'envisager l'étude d'un moteur. Il s'agit en particulier de comprendre :

- l'évolution des caractéristiques du film liquide ainsi que l'influence de l'hydrodynamique sur l'interaction,
- la distribution de la concentration de vapeur induite par l'évaporation sous l'effet de la proximité du front.

Ce deuxième aspect joue un rôle particulièrement important puisqu'il pourrait permettre de qualifier la stratification à l'origine des effets observés. De plus, la méconnaissance de la distribution locale de vapeur de carburant qui limite le développement numérique et leur possible validation rend également impossible une analyse pertinente des phénomènes de

couplages. En effet, la zone réactionnelle étant très localisée, la connaissance du débit d'évaporation n'est pas suffisante pour expliciter finement l'existence et le positionnement de la flamme de diffusion ou les mécanismes d'extinctions. La détermination du champ de concentration de vapeur de carburant est un point clef dans la description de l'interaction flamme/paroi active.

1.4 Mise au point de la démarche expérimentale

Le point central motivant la mise en place de cette étude expérimentale est l'analyse de la stratification générée par l'évaporation, élément qui fait défaut dans les études précédentes. À partir de l'identification des mécanismes principaux intervenant dans le changement de phase, la démarche expérimentale proposée consiste à définir une configuration académique simplifiée de l'interaction flammée paroi/active, en accord avec la définition de l'approche locale exposée précédemment. En contrôlant les conditions aux limites thermiques et aérodynamiques et en accédant aux grandeurs relatives au processus de vaporisation, il devient possible d'apporter des informations sur les causes des différents phénomènes observés lors de l'interaction d'un front de flamme avec un film liquide évaporant.

1.4.1 Une configuration flamme/paroi active simplifiée

La première étape consiste à réduire la complexité de la configuration flamme/paroi active en privilégiant les aspects les plus déterminants sur l'évaporation. Dans la démarche de cette étude, l'impact des aspects aérodynamiques et thermiques sera privilégié devant les aspects purement réactifs étant donné la présence d'un changement de phase. Cependant, il est important de faire d'abord le point sur la contribution de la zone de réaction afin d'évaluer le degré de simplification possible pour valider cette démarche. Par ailleurs, il est à noter que la consommation de réactif à proximité du film par un front de flamme peut avoir un effet favorisant le transfert de masse, mais ce couplage avec l'évaporation correspond à un degré de complexité que nous avons préféré mettre de côté, car très difficile à contrôler du point de vue expérimental.

Contribution des transferts thermiques provenant du milieu réactif sur l'évaporation

L'étude menée par Desoutter [8] permet d'évaluer l'importance relative des aspects thermiques de l'écoulement réactif sur l'évaporation du film liquide dans le cas d'une configuration unidirectionnelle où l'interaction frontale avec un front de flamme laminaire de type prémélangé est considérée. La Figure 1.11 illustre la configuration abordée pour déterminer l'influence de l'écoulement réactif. Il s'agit d'une paroi recouverte d'un film liquide d'une épaisseur de l'ordre de 50 microns. Les durées maximales d'interaction sont celles d'une période d'un cycle transitoire de fonctionnement IDE dans un régime moteur nominal. Cette référence permet de restituer les conditions temporelles dans lesquels est

placé le film. Le flux φ correspond au flux total de chaleur émis par le milieu réactif et T_∞ est la température des gaz brûlés au niveau du front de flamme. Cette interaction peut se décomposer en deux phases successives :

- une première phase courte d'interaction, pendant laquelle le front se rapproche du film jusqu'à l'extinction,
- l'extinction est provoquée par une richesse trop importante
- une seconde phase plus longue d'interaction après extinction, pendant laquelle les gaz chauds sont en contact avec le film.

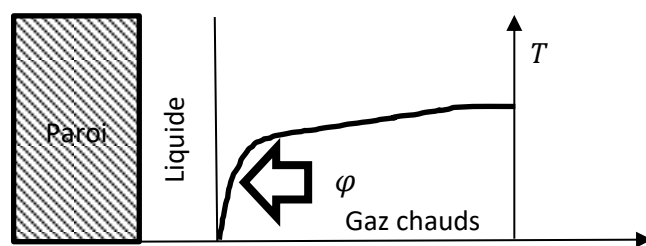


Figure 1.11 : Positionnement du problème dans l'étude numérique de Desoutter [8]

Le film liquide crée un volume tampon entre le milieu réactif et la paroi. Le temps caractéristique de pénétrations de la chaleur dans le film est supérieur d'un ordre de grandeur à la durée de vie du front durant la première phase. La température du film n'a donc pas suffisamment de temps pour s'échauffer sous la seule action du front de flamme. Cette différence de temps résulte aussi du fait que le dégagement de chaleur produit par la réaction chimique seule n'apporte pas l'énergie nécessaire à la vaporisation du film pendant la phase d'approche du front. Le temps d'interaction des gaz chauds avec le film, lors de la seconde phase, est de l'ordre de grandeur de celui d'un cycle de fonctionnement. Durant cette phase, l'énergie apportée par conduction thermique est au mieux suffisante à vaporiser la totalité du film dans un contexte de cycle transitoire moteur à bas régime et largement insuffisante à régime plus élevé.

En définitive, il est possible de faire l'hypothèse que les quantités d'énergies dues à l'exposition à la flamme aux gaz brûlés ne suffisent pas à vaporiser le film liquide dans une configuration similaire à celle d'un cycle transitoire IDE. Les conclusions de Desoutter montrent que la flamme et la conduction des gaz chauds ne jouent pas un rôle majeur dans l'apport d'énergie nécessaire à la vaporisation du film liquide, même mince. C'est donc le flux de chaleur provenant de la paroi associée à l'aérodynamique interne qui joue un rôle prépondérant sur l'évaporation du film. Il est à noter que dans le cas du moteur, le flux de chaleur conductif émis par la paroi provient de l'énergie accumulée durant plusieurs cycles transitoires dans la totalité de la chambre.

Cette brève analyse d'ordres de grandeur valide l'existence d'un film liquide pour les cycles transitoires et sa disparition lorsque l'ensemble de la structure de la chambre atteint sa température nominale de fonctionnement. D'autre part, elle permet d'identifier le principal

acteur du transfert thermique jouant dans l'évaporation du film dans un contexte moteur : la paroi chauffée.

Définition de la paroi active

L'analyse précédente nous fournit des éléments pour simplifier notre cas d'étude. Les apports thermiques provenant d'un écoulement réactif seront simulés par une source radiative. Cette source parfaitement contrôlée permettra également une maîtrise de la température de paroi. Le dépôt de film liquide sur la paroi chauffée introduisant un autre type de condition limite d'ordre massique, c'est l'ensemble des caractéristiques thermiques et massiques que définira la « paroi active ».

L'approche envisagée dans cette étude est donc l'analyse de la distribution de la vapeur dans la phase gazeuse avec la paroi active comme frontière. Avant de considérer la paroi comme une condition limite dont la spécificité est la création de vapeur par évaporation, il faut à présent énoncer ses propriétés au regard des analyses portées sur les films liquides dans les cycles transitoires IDE. Nous avons choisi de nous focaliser sur un film dont l'étalement assure une continuité de l'interface liquide/vapeur et dont l'épaisseur est suffisamment faible pour limiter son écoulement. Ce type de film peut être assimilé à un film stagnant placé dans un écoulement pour lequel l'hydrodynamique n'a pas ou peu d'influence sur les autres mécanismes de transferts. La phase d'évaporation considérée correspond à celle d'un film tout juste déposé par le spray, sans modification de sa surface par séchage partiel et dont le temps de vie est suffisant pour considérer un régime d'évaporation stationnaire. L'assimilation du film mince à un film stagnant doit faciliter l'analyse des mécanismes prépondérants lors de l'évaporation sous l'action d'un flux de chaleur provenant de son support.

1.4.2 Bilan des mécanismes de premier ordre

Afin de mieux comprendre la stratification due à l'évaporation, il est nécessaire d'appréhender les différents mécanismes conduisant à sa génération. La quantité de vapeur injectée par évaporation provient du couplage entre les transferts thermiques et massiques entre le film liquide et l'écoulement gazeux, qu'il est nécessaire d'identifier. Un bilan des mécanismes prépondérant dans l'évaporation en régime permanent peut permettre d'identifier les grandeurs de premier ordre, de formaliser les questions physiques principales de cette étude et de définir une configuration académique.

Examinons d'abord quels sont les mécanismes de transferts liés à l'évaporation d'un film stagnant en régime permanent. L'évaporation d'un film liquide est un phénomène multiphysique résultant de transferts thermiques et de transferts de quantité de matière en lien avec un changement de phase liquide/vapeur. Le transfert de masse dû à l'évaporation a été formalisé pour la première fois par Stephan [41] sous la forme d'un problème de diffusion dans un tube rempli de liquide se vaporisant dans une seule direction. Le processus de changement de phase est provoqué par une différence entre la concentration saturée de

l'interface liquide/gaz et la concentration limite fixée par le bord du tube. C'est le gradient de concentration de vapeur à l'interface liquide/vapeur qui pilote la quantité de vapeur produite.

Dans le cas d'un film liquide dans un milieu ouvert, le transport de la vapeur générée sous l'effet du gradient est assuré par un régime de diffusion moléculaire [42] ou par un écoulement convectif [43]. La nature endothermique du processus ajoute une dimension thermique, à l'origine du fort couplage entre les aspects thermique et massique existant au sein des problématiques d'évaporation.

Évaporation du film stagnant : bilan des mécanismes de transfert

Afin de mieux identifier cette relation de couplage lors du changement de phase, nous allons examiner les différents mécanismes de transfert (cf. Figure 1.12).

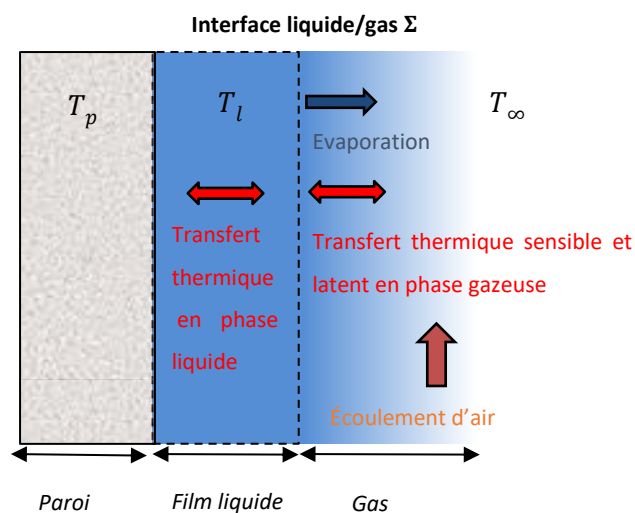


Figure 1.12 : Description des mécanismes lors de l'évaporation d'un film stagnant inspiré de Machrafi et al.[42]

- Dans la phase gazeuse, le transfert de masse est provoqué par le gradient de concentration par évaporation. Ce type de transfert est mixte, à la fois diffusif et convectif.
- Les transferts thermiques sont liés aux gradients de température entre la paroi à température T_p , le film à température T_l et l'écoulement à température T_∞ , et au caractère endothermique de l'évaporation. Ces transferts sont majoritairement conductifs dans le film liquide alors que dans la phase gazeuse, ces transferts sont mixtes, composés d'une partie sensible et d'une partie latente.
- Le transfert de quantité de mouvement est induit par l'écoulement du gaz et se matérialise sous la forme d'une couche limite se développant sur la paroi. Au niveau

de l'interface, le film peut être considéré immobile vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement gazeux incident.

Le couplage de ces différents types de transferts se manifeste par leurs dépendances à des grandeurs physiques communes liées aux propriétés des différents milieux et aux variables thermodynamiques du problème. L'identification des grandeurs de premier ordre permet d'orienter le choix des paramètres à contrôler pour la réalisation d'une configuration expérimentale.

Description du couplage multiphysique à l'interface et détermination des grandeurs de premier ordre

Dans le but de sélectionner les grandeurs à fixer pour contrôler la quantité de vapeur injectée du film stagnant dans la phase gazeuse, nous allons apporter une description succincte du couplage des mécanismes de transfert à l'interface liquide/gaz.

Le transfert de masse provient du gradient de concentration de vapeur. Ce gradient est prédéterminé par la vitesse de l'écoulement gazeux et par la concentration de vapeur saturée à l'interface. Cette fraction de vapeur saturée peut être déterminée à partir de la température de l'interface en faisant l'hypothèse d'équilibre thermodynamique locale. La température de l'interface est elle-même déterminée par l'équilibre des transferts thermiques entre la paroi, le film et l'écoulement gazeux. Le transfert thermique sensible dans la phase gazeuse est assuré par l'amplitude de la vitesse et de la température de l'écoulement gazeux. Le transfert thermique latent provient du caractère endothermique de l'évaporation et donc du transfert de masse.

La température de l'interface liquide/vapeur ainsi que la vitesse et la température de l'écoulement sont en définitive les grandeurs de premier ordre qui font office de charnières dans les couplages entre les différents types de transferts.

Les mécanismes d'évaporation secondaire

Si les éléments retenus sont importants, il faut raisonnablement noter que les mécanismes de transferts et couplages décrits précédemment ne sont pas les seuls responsables du changement de phase dans le cas de films présents lors des cycles transitoires moteurs. En réalité, le ruissellement du film et sa discontinuité suivant l'interaction du spray avec la paroi entraînent des complications liées à la complexité des surfaces d'échanges et aux différents types de transfert. Des mécanismes de changement de phase spécifique, d'ordre micro-fluidique, peuvent en effet intervenir au niveau de la ligne de contact entre le film et la paroi sèche [44], ou bien sous la forme d'instabilité d'évaporation de type Marangoni [45],[46]. Cependant, dans cette étude, le choix du film stagnant a été retenu afin de privilégier les aspects liés aux changements de phase devant ceux liés à l'hydrodynamique (cf. 1.3.1). En particulier, on considérera que la surface du film est suffisante pour négliger les mécanismes à la ligne triple, mais que sa faible épaisseur limitera largement son ruissellement, préservant ainsi à garder une surface d'échange relativement constante. Enfin,

les mécanismes de transfert convectif dans la phase gazeuse permettront de négliger les effets d'instabilité d'évaporation.

L'assimilation du film liquide à un film stagnant, source de vapeur dans un mélange gazeux, permet donc de simplifier la configuration paroi active en privilégiant les transferts classiques dans la phase gazeuse, et en réduisant la complexité liée au ruissellement et à la discontinuité du film. Les principaux mécanismes de transfert ayant été identifiés, il est maintenant possible d'énoncer les objectifs et les questions physiques posées par cette étude.

1.4.3 Questions fondamentales et objectifs de l'étude

Du point de vue industriel, la compréhension des processus d'interaction des fronts de flamme avec les films déposés par le spray durant les phases transitoires IDE est toujours un enjeu important. Nous avons vu que les mécanismes de vaporisation sont au cœur de cette problématique. Si plusieurs travaux comme les études numériques de Desoutter [8][17], ou expérimentales de Borgetto [18] ont permis d'apporter un certain nombre d'éléments de compréhension sur les mécanismes impliqués, il reste néanmoins que la connaissance de la distribution de concentration en combustible vaporisé constitue un verrou encore à lever. C'est sur ce point particulier que se concentre notre travail.

La température de l'interface de changement de phase ainsi que l'intensité de l'écoulement gazeux sont les deux grandeurs qui conditionnent les mécanismes et le couplage entre les transferts de masse et de chaleur. Par conséquent, nous avons ciblé trois questions physiques.

1. Quelles sont les influences de la vitesse d'écoulement et de la température d'interface liquide/vapeur sur le transfert de masse relatif à l'évaporation d'un film liquide ?
2. Quelle est l'influence de la température de l'interface liquide/vapeur et de la vitesse de l'écoulement pariétal sur la distribution de vapeur ?
3. Quels sont les différents mécanismes et phénomènes qui conditionnent les transferts de masse et de chaleur ainsi que la distribution de vapeur lors de l'évaporation d'un film liquide ?

Ces questions dépassent largement le seul cadre d'une étude sur l'interaction entre une flamme et une paroi active. Elles peuvent être rapprochées d'autres communautés scientifiques qui s'intéressent à l'étude de l'évaporation de film ou de nappe de liquide, mais pour lesquelles cependant les aspects liés à la distribution de vapeur sont souvent secondaires. Pour exemple, Forestier [47] a mené une étude sur l'évaporation de nappes de fluide accidentées. Bellettre [48] a lui étudié l'influence de la transpiration d'alcool pour une utilisation dans les processus de refroidissement par effusion. Le manque de techniques expérimentales pour la détermination de la distribution de vapeur est un verrou limitant grandement l'optimisation des processus utilisant l'évaporation pour le refroidissement de surface. Dans les problématiques liées aux écoulements réactifs confinés, le besoin de connaître la distribution de vapeur engendrée par l'évaporation est fortement lié à la nature locale du front de flamme. Cette étude aura vocation à compléter les réponses déjà apportées par une large communauté et à ouvrir des nouvelles voies de résolution. Dans ce but, il est

possible de proposer une configuration expérimentale simplifiée exploitable au-delà du seul domaine des écoulements réactifs, mais respectant cependant les contraintes liées à l'application moteur exposée précédemment.

1.4.4 Définition d'une configuration expérimentale académique

Tous les éléments préliminaires que nous avons décrits dans ce chapitre nous ont conduits à la définition d'une configuration expérimentale. Elle est constituée d'un film liquide combustible stagnant, déposé sur une paroi verticale et placé dans un écoulement ascendant face à une source de flux radiatif. Dans cette configuration, l'équilibre des flux de masse et de chaleur fixe la température d'interface liquide/vapeur pour un flux radiatif et une vitesse d'air incidente. Plusieurs éléments (cf. Figure 1.13) composent ce dispositif parfaitement contrôlable.

L'écoulement d'air incident

L'écoulement incident est un écoulement d'air laminaire parallèle à une paroi verticale. La modification de la vitesse de l'écoulement aura un effet significatif sur l'intensité des transferts de masse et de chaleur dus à l'évaporation.

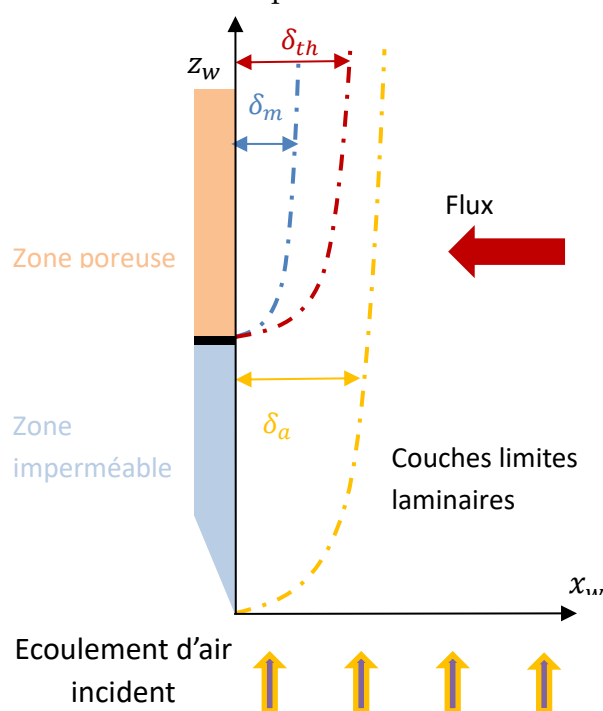


Figure 1.13 : Configuration expérimentale retenue

Le positionnement de la paroi et ses caractéristiques

La présence d'un film stagnant sur une paroi est traduite par un milieu poreux saturé en liquide. Ainsi, la paroi placée dans l'écoulement est constituée de deux zones dont les propriétés diffèrent. La première zone est une paroi imperméable profilée, dont le bord

d'attaque est placé dans l'écoulement d'air incident. Le long de la paroi profilée se développe une couche limite laminaire d'épaisseur δ_a de type Blasius [49]. La deuxième zone est une paroi poreuse perméable d'où s'évapore le liquide saturant la matrice solide. Si la température de la zone imperméable est à la température ambiante, la température de la zone poreuse est fixée par le flux radiatif. Cette température prédéterminera la fraction de vapeur saturée à l'interface liquide/vapeur, en supposant un équilibre thermodynamique local à l'interface liquide/vapeur au niveau des pores ouverts sur la phase gazeuse. Une couche limite thermique d'épaisseur δ_{th} et d'une couche limite massique δ_m se développe le long de la paroi à partir du bord inférieur de la zone poreuse.

Le liquide et le milieu poreux

Le n-heptane est un composé couramment utilisé dans les études aussi bien numériques qu'expérimentales portant sur les interactions flamme/paroi active [17],[18],[19]. De plus, sa température d'ébullition à 98°C et sa faible toxicité limitent les problèmes liés à la sécurité. Ce liquide sera injecté à travers un poreux en matériau céramique dont les propriétés ont déjà fait leurs preuves dans l'étude menée par Borgetto [18] sur des configurations réactives.

Le flux radiatif simulant la présence d'une flamme

Une source radiative infrarouge est placée face à la paroi poreuse à une distance fixée, dans le but de reproduire l'influence d'un front de flamme rayonnant à distance. En négligeant les aspects chimiques de la combustion, cette source apporte une quantité de chaleur à la paroi et permet de maintenir sa température. La nature de la source a été choisie spécifiquement afin de s'adapter aux matériaux poreux utilisés et permettre une large amplitude de flux.

1.5 Conclusion

La résolution des problématiques liées aux fortes émissions de polluant par les moteurs thermiques présente un intérêt certain dans un contexte environnemental prégnant. Parmi les solutions technologiques envisagées, les moteurs IDE disposent d'un certain nombre d'avantages, mais font aussi face à des limitations dans leurs utilisations. La production d'imbrûlés, à l'origine des émissions néfastes, est la conséquence d'une interaction entre le front de flamme et du film liquide déposé sur les parois du cylindre moteur en phase transitoire de fonctionnement.

Dans ce premier chapitre, nous avons montré que ces problématiques moteur pouvaient être dans une certaine mesure rapportées à des configurations plus académiques dans lesquelles il est possible d'avoir un contrôle accru des conditions aux limites du problème. À partir d'études se concentrant sur les problématiques d'interaction entre un milieu réactif et un film liquide déposé sur une paroi plane, une première analyse phénoménologique a permis de montrer que la connaissance de la distribution de vapeur due à l'évaporation est un

Chapitre 1 : Contexte et positionnement de l'étude

facteur clef pour la compréhension des phénomènes apparaissant entre le front de flamme et le film.

Pour répondre aux questions posées à la fois par les industriels de l'automobile et plus largement la communauté académique, la démarche expérimentale engagée portera sur une configuration académique. L'approche est basée sur l'étude de l'évaporation d'un dépôt de film combustible déposé sur une paroi verticale placée dans un écoulement.

Le prochain chapitre est dédié à la présentation détaillée des dispositifs mis en œuvre pour répondre aux questions physiques énoncées dans ce chapitre.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux et diagnostics de mesure

L'étude des problématiques identifiées dans le chapitre 1 a nécessité l'adaptation et le développement de deux dispositifs expérimentaux. Le premier dispositif est destiné à l'analyse des mécanismes physiques au cœur de ce travail. Il s'agit de reproduire expérimentalement une configuration académique dans laquelle un film liquide de faible épaisseur, immobile sur une paroi verticale, s'évapore à température et pression constantes, sous l'action conjointe de plusieurs modes de transferts thermiques.

Ce premier dispositif expérimental utilise un matériau poreux saturé en liquide afin d'imposer la présence d'un fluide immobile sur une paroi. Ce dispositif a été spécifiquement développé afin de fixer les conditions aux limites d'une Zone d'Étude (ZE) localisée à proximité de cette paroi poreuse. L'analyse de cette configuration expérimentale et des mécanismes physiques associés s'appuie sur l'obtention de trois grandeurs scalaires, globales ou locales :

- le taux d'évaporation global, dont l'estimation repose sur une méthodologie présentée en annexe,
- la température de la paroi et la température du gaz à proximité de la paroi poreuse, mesurée à l'aide de thermocouples,
- le champ de concentration de vapeur dans la couche limite massique.

L'étude de la couche limite massique repose sur un diagnostic de Fluorescence Induite par Laser (FIL) qui permet d'obtenir un champ bidimensionnel de concentration de vapeur. L'obtention de mesures semi-quantitatives a nécessité le développement du second dispositif spécifique, exclusivement dédié au calibrage du diagnostic de FIL.

Ce chapitre présente dans un premier temps le dispositif destiné à la réalisation de la configuration expérimentale et les moyens retenus pour le contrôle des conditions aux limites. Dans un second temps, les différents diagnostics de mesure utilisés sont présentés ainsi que leur mise en application. Enfin une synthèse des différents paramètres physiques contrôlés, et des grandeurs mesurées, sur la configuration d'étude est proposée.

CHAPITRE 2	DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX ET DIAGNOSTICS DE MESURE	33
2.1	DESCRIPTION DE LA CONFIGURATION EXPERIMENTALE	35
2.1.1	<i>Mise en place du film liquide combustible</i>	<i>35</i>
2.1.2	<i>Contrôle des conditions aux limites aérodynamiques</i>	<i>38</i>
2.1.3	<i>Contrôle et mesure des conditions aux limites thermiques</i>	<i>42</i>
2.1.4	<i>Bilan sur le contrôle des conditions expérimentales.....</i>	<i>44</i>
2.2	DIAGNOSTICS DE MESURE DE LA TEMPERATURE.....	45
2.2.1	<i>Analyse de la température de surface par thermographie infrarouge.....</i>	<i>45</i>
2.2.2	<i>Conditions opératoires de la mesure de thermographie</i>	<i>46</i>
2.2.3	<i>Mesure de température dans la phase gazeuse.....</i>	<i>47</i>
2.2.4	<i>Mesure de température de paroi et localisation des Zones d'Études.....</i>	<i>48</i>
2.3	DIAGNOSTICS DE MESURE DU CHAMP DE CONCENTRATION DE VAPEUR	49
2.3.1	<i>Présentation du diagnostic de Fluorescence Induite par Laser (FIL).....</i>	<i>49</i>
2.3.2	<i>Présentation des mesures réalisées au Micro-chromatographe en phase gazeuse</i>	<i>55</i>
2.4	BILAN SUR LES CONDITIONS DE REALISATION DE L'ÉTUDE.....	57
2.4.1	<i>Définition des Régions d'Intérêt (RI).....</i>	<i>57</i>
2.4.2	<i>Rappel sur l'ensemble du dispositif expérimental et description du protocole de mesure.....</i>	<i>58</i>
2.4.3	<i>Bilan des paramètres contrôlés et grandeurs mesurées</i>	<i>60</i>
2.5	CONCLUSION	64

2.1 Description de la configuration expérimentale

La configuration académique définie dans le chapitre précédent est consacrée à l'étude de l'évaporation d'un film liquide stagnant sur une paroi verticale placée dans un écoulement pariétal. L'approche expérimentale choisie doit permettre d'évaluer l'influence des conditions aérodynamiques et thermiques sur l'intensité des transferts et sur la structure d'une distribution de vapeur formée par l'évaporation du film. Plus particulièrement, cette étude se concentre sur la contribution de la vitesse de l'écoulement pariétal ainsi que de la température de l'interface, siège du changement de phase. Par l'intermédiaire du contrôle de ces paramètres physiques, il est possible de mettre en lumière un certain nombre de phénomènes liés aux mécanismes de couplages intervenant lors de l'évaporation. Afin de répondre à cet objectif, le dispositif expérimental développé pendant ce travail doit permettre de :

- déposer un film liquide combustible de type alcane sur une paroi verticale,
- contrôler et fixer les grandeurs aérodynamiques et thermiques autour de ce film liquide, ces paramètres jouant un rôle majeur dans la génération de vapeur par évaporation.

2.1.1 Mise en place du film liquide combustible

L'hydrodynamique d'un film liquide, tout particulièrement dans une position verticale, introduite de nombreuses problématiques, en raison de l'apparition et du développement d'instabilités, ce qui modifie fortement les conditions aérodynamiques et thermiques de l'interface liquide/gaz. Dans le but de fixer la topologie de l'interface de changement de phase, un film liquide stagnant a été obtenu en utilisant un milieu poreux entièrement saturé de liquide. Cette approche est souvent choisie pour les études fondamentales sur les couplages entre les transferts de masse et de chaleur lors de l'évaporation [43],[50] en l'absence de considération hydrodynamique. Les limites, et les implications de ce choix seront discutées à plusieurs reprises dans ce mémoire.

Choix du matériau poreux

Le matériau sélectionné pour la paroi poreuse est composé de silicate d'alumine (Mullite). Ses caractéristiques présentent un bon compromis au regard des contraintes imposées par l'étude expérimentale (voir Annexe B) :

- thermiques : faible conductivité thermique et faible coefficient de dilatation,
- radiatif : absorbant dans le domaine de l'infrarouge lointain,
- mécanique : facile à usiner pour la réalisation des plaques poreuses,
- constitutif : forte porosité et propriété de mouillabilité aux n -alcane.

De plus, le choix du matériau a été effectué en fonction de plusieurs paramètres permettant d'assurer au mieux la création d'une configuration proche d'un film stagnant :

- sa comptabilité physico-chimique avec la plupart des alcanes,
- son importante surface d'échange effective (surface de liquide) liée à ses propriétés intrinsèques.

L'entreprise PACT a fourni le matériau sous forme de pavés de dimensions : $80 \times 80 \times 40 \text{ mm}^3$. Ces pavés ont ensuite été retravaillés en atelier puis placés dans un support de résine époxy DURALCO 4525 moulé illustré Figure 2.1.

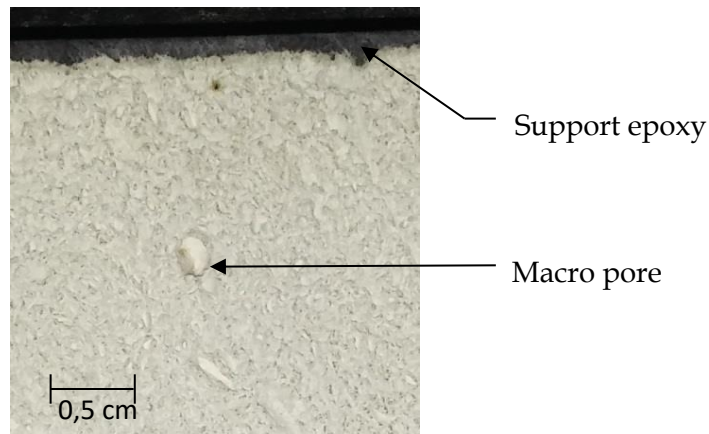


Figure 2.1 : Photo de la surface du poreux PACT dans son support en époxy

Le rôle du support époxy est double, en plus d'assurer l'étanchéité sur les faces latérales, il contient également un dispositif de chauffage autonome résistif. L'ensemble est conçu pour être encastré dans une plaque de quartz imperméable profilée. Le choix de ce matériau est effectué à partir d'un compromis entre sa facilité d'utilisation et ses propriétés intrinsèques.

Propriété intrinsèque du matériau

L'aspect le plus important du point de vue des transferts de masse est la surface effective d'échange reliée à la porosité, cette dernière représentant le volume de vide par rapport au volume total du matériau. Le parallèle entre la surface effective d'échange et la porosité est souvent utilisé dans les approches globales de séchage de milieu poreux [51],[52]. D'autres grandeurs comme la topologie de la surface du poreux ainsi que la distribution de tailles de pores sont particulièrement importantes pour assurer la comparaison entre le film liquide continu stagnant et le matériau saturé. En particulier, les effets de courbure d'interface appelés « effet Kelvin » peuvent avoir un impact sur l'équilibre thermodynamique local et donc sur la condition limite thermodynamique à l'interface de changement de phase. Dans le cas de notre étude, la forte porosité du matériau utilisé ainsi qu'une taille de pore suffisante sont des facteurs intrinsèques qui permettent de négliger ces effets interfaciaux. La pression hydrostatique dans le matériau placé à la verticale pouvant aussi provoquer des disparités de courbure d'interface, nous avons donc choisi d'injecter le liquide dans la partie supérieure de la face arrière afin d'assurer au mieux la saturation du matériau.

Afin d'étendre la gamme de mesure, et de minimiser l'effet des macropores lors de l'évaporation, deux autres matériaux, fournis par la société SCERAM, ont été sélectionnés. Le premier est aussi une Mullite, avec des proportions d' Al_2O_3 et SiO_2 différentes de la mullite PACT et le second est un carbure de silicium. Parmi les trois types de matériau disponible, la mullite PACT présente cependant la meilleure surface effective d'échange grâce à sa très forte porosité. Il présente néanmoins une surface avec des aspérités importantes (quantifié par une profondeur caractéristique appelée rugosité) et une large répartition de tailles de pores par rapport aux deux autres matériaux. Nous pouvons retrouver ces valeurs dans le Tableau 2.1 pour les trois matériaux, initialement sélectionnés pour cette étude.

Nom commercial	Composition chimique	Porosité	Taille de pore (μm)	Rugosité (μm)
Mullite PACT	Silicate d'alumine	70%	20-200	100
Mullite SCERAM	Silicate d'alumine	30%	60	40
CaSi SCERAM	Carbure de Silicium	30%	30	60

Tableau 2.1 : Données fournisseurs des matériaux testés dans le cadre de l'étude

Malgré leur caractéristique de rugosité plus intéressante dans le cadre d'une application optique, leurs propriétés de porosité n'ont pas permis d'obtenir de débit d'évaporation significatif ni de champ de fraction de vapeur exploitable dans le cadre de ce travail. La raison principale de ce résultat provient de l'intensité des transferts de masse qui sont très inférieurs à ceux constatés sur le poreux PACT à cause de leur plus faible porosité. La faible surface d'échange effective des deux autres matériaux étant bien plus faible, une adaptation des diagnostics de mesure est à envisager.

Choix du liquide de travail

Le choix du liquide de travail s'est orienté vers un fluide mono constituant plutôt que vers un carburant traditionnel. Ce choix permet un meilleur contrôle des propriétés d'évaporation et permet d'éviter des effets non contrôlés (présence d'huile et de résidus, évaporation préférentielle, etc..) et facilite la comparaison avec les simulations numériques. Le liquide de travail a été déterminé à partir de plusieurs critères :

- une absence de toxicité des vapeurs dans les conditions d'utilisation du dispositif expérimental,
- une proximité des propriétés thermochimiques avec l'essence et permettant la comparaison avec l'étude numérique de Iafrate [19] (cf. Chapitre 4),
- une compatibilité thermophysique avec le matériau poreux et de miscibilité avec un traceur adapté au diagnostic de fluorescence.

Le n-heptane, de la famille des alcanes est le composé le plus approprié qui respecte les critères exposés précédemment. C'est un fluide couramment utilisé dans les développements numériques appliqués au domaine des études sur les moteurs essence [8], [11], [53]. Afin de pouvoir étudier l'évolution de la concentration de la phase vapeur, un traceur fluorescent doit être ajouté au n-heptane. Ce traceur doit avoir des propriétés physico-chimiques proches du n-heptane et présenter des caractéristiques optiques permettant une visualisation aisée de sa fluorescence. Le développement du diagnostic de FIL a essentiellement été consacré à l'étude de l'évolution de la fluorescence du mélange n-heptane/3-pentanone en fonction de la proportion des constituants. Ce développement a permis d'aboutir à une optimisation de l'intensité du signal de fluorescence sans atteindre la saturation du signal par self-quenching.

À présent que les solutions techniques pour simuler la présence d'un film stagnant ont été exposées, nous allons maintenant nous intéresser au moyen mis en œuvre pour le contrôle des conditions aux limites de la configuration expérimentale.

2.1.2 Contrôle des conditions aux limites aérodynamiques

Le contrôle des conditions aux limites est assuré par deux parties du dispositif : la soufflerie et la paroi profilée.

Description de la soufflerie

La soufflerie utilisée lors des mesures de cette étude est une soufflerie déjà existante au laboratoire [18],[54]. Le dispositif complet est un système permettant de générer une flamme oblique de pré-mélange (cf. Figure 2.2).

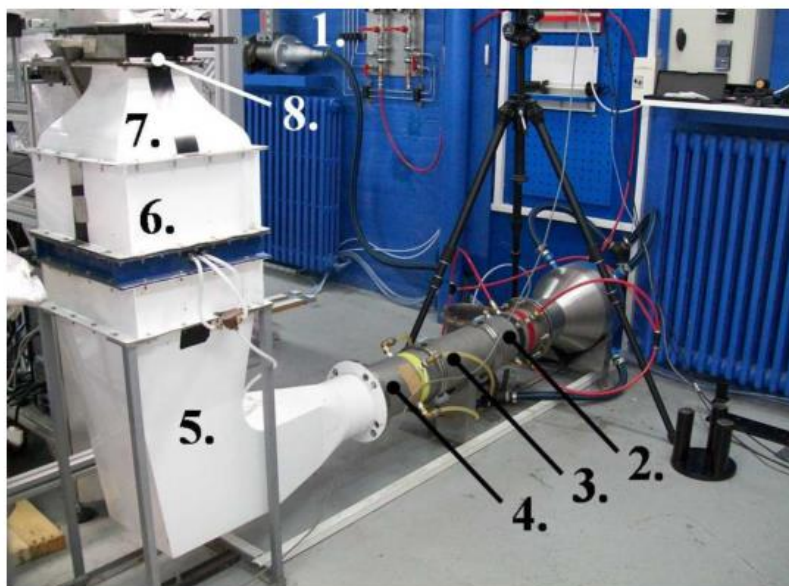


Figure 2.2 : Image du dispositif de soufflerie

1. Un régulateur de débit massique thermique permet de réguler la vitesse de l'air, préalablement purifié et séché, dans une gamme de vitesse comprise entre 0 et 7 $m.s^{-1}$. L'air est injecté dans un collecteur à l'aide de quatre injecteurs.
2. Un système d'injection de méthane permet d'introduire et de mélanger le gaz à l'air dans un étage en aval du collecteur.
3. Un tube rempli de billes de différents diamètres favorise l'homogénéisation du mélange.
4. Un troisième étage permet l'introduction de particules pour les diagnostics lasers comme la PIV.
5. Un coude divergent avec aubages permet de redresser l'écoulement et son passage à la verticale ascendant.
6. Une chambre de tranquillisation permet d'uniformiser le débit d'air à partir d'une structure en nid d'abeille et quatre grillages fins.
7. Un convergent associé à la chambre de tranquillisation permet d'obtenir un écoulement laminaire en sortir de soufflerie avec une turbulence résiduelle inférieure à 5 %.
8. La sortie de la soufflerie est une veine d'air de section carrée (115 x 115 mm²), elle est située dans la partie supérieure du dispositif.

L'éléments 2. n'a naturellement pas été utilisé dans le cadre de cette étude. La caractérisation de l'écoulement provenant de la soufflerie est présentée en Annexe A.

Le système de la paroi profilée

Le film liquide et son support formant le système {support+poreux} sont encastrés dans une plaque imperméable dont le bord d'attaque est profilé (voir Figure 2.3 et Figure 2.4). Cet ensemble est placé dans l'écoulement à l'aval de la sortie de la soufflerie.

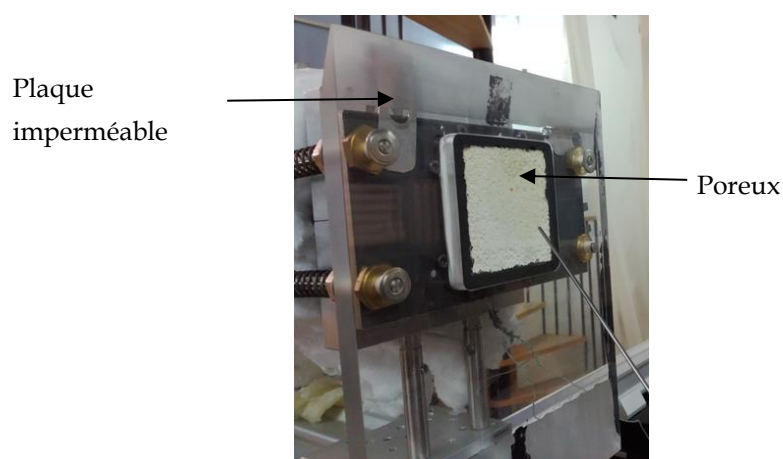
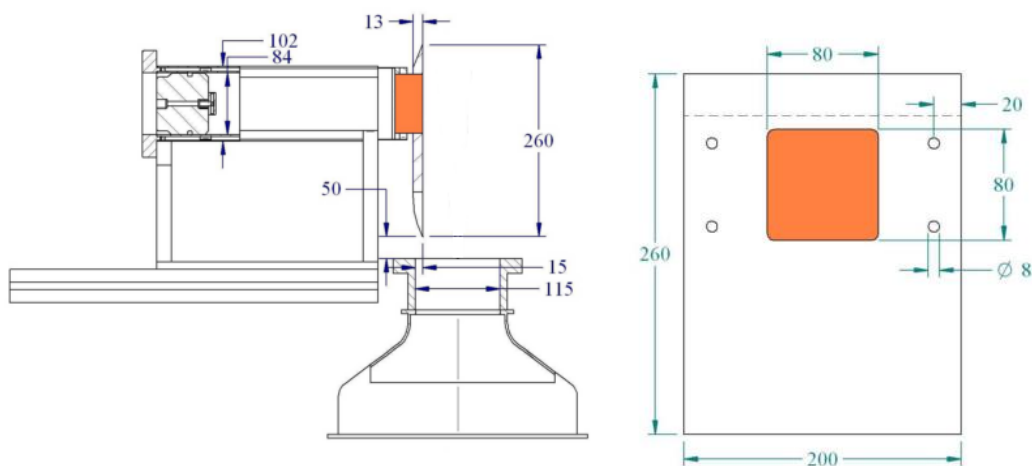


Figure 2.3 : Photo du poreux enchâssé dans la plaque imperméable

La plaque imperméable est constituée de quartz transparent à la lumière visible et aux infrarouges (nécessaire pour la mesure de l'épaisseur d'un film dans l'étude de Borgetto [18]). Le bord du poreux est placé affleurant à la plaque imperméable afin de ne pas

perturber l'écoulement dans la couche limite. Le contrôle des propriétés aérodynamiques est ainsi assuré par la forme de la paroi ainsi que par la vitesse de l'air générée par la soufflerie.



(a) Coupes locales du dispositif

(b) Vue de face de la paroi et du matériau poreux

Figure 2.4 : Principales cotations du système d'injection de liquide et localisation du poreux repéré en couleur orange

La Figure 2.5 illustre les profils de la vitesse moyenne axiale \bar{u} dans la couche limite aérodynamique δ_a obtenus par Anémométrie Laser Doppler (ADL). Cette figure montre que les profils adimensionnés en fonction de la variable $\eta = x_w/2\sqrt{u_\infty/(vz_w)}$ se rapprochent d'un profil théorique type Blasius [55].

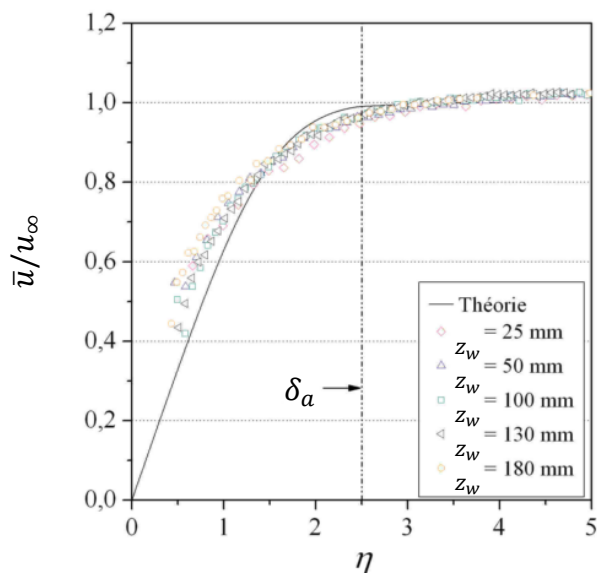


Figure 2.5 : Profils de la vitesse moyenne axiale dans la couche limite aérodynamique δ_a

La Figure 2.6 présente la disposition de chacun des organes du dispositif expérimental ainsi que le repère R_w attaché à la Zone d'Étude (ZE). Cette ZE est un plan vertical situé dans le plan médian de la paroi ainsi que dans l'écoulement. Cette région, accolée au poreux, est le

lieu des mécanismes de transfert de quantité de mouvement, de chaleur et de masse sur laquelle porte cette étude. Elle est donc localisée sur toute la longueur de la paroi, du bord d'attaque de la plaque imperméable jusqu'au bord supérieur du poreux.

L'injection du liquide est assurée en face arrière de l'ensemble {support+poreux}, permettant d'assurer un dépôt uniforme sur la surface du poreux sans interférer avec les diagnostics de mesure mise en place sur la face avant. Le support du poreux est monté sur un réchauffeur composé d'une structure en double peau. Le liquide est acheminé à travers un débitmètre Coriolis Bronkorst et d'un régulateur passif piloté depuis un réservoir grâce à une pompe réglable. Le contrôle du débit par le régulateur assure la saturation du milieu poreux en suivant un protocole de compensation décrit en Annexe F. L'injection du liquide sur la partie supérieure de la face arrière et l'ajustement du débit injecté permet de garder une courbure d'interface liquide gaz quasi plane au niveau des pores. L'évaporation se produit à l'interface de la paroi poreuse opposée à l'injection. L'écoulement du film liquide n'est pas provoqué afin de conserver des conditions d'échanges thermiques et massiques fixes et assurer la similitude avec le film stagnant et s'affranchit des instabilités hydrodynamiques qui se développent sur les films ruisselants.

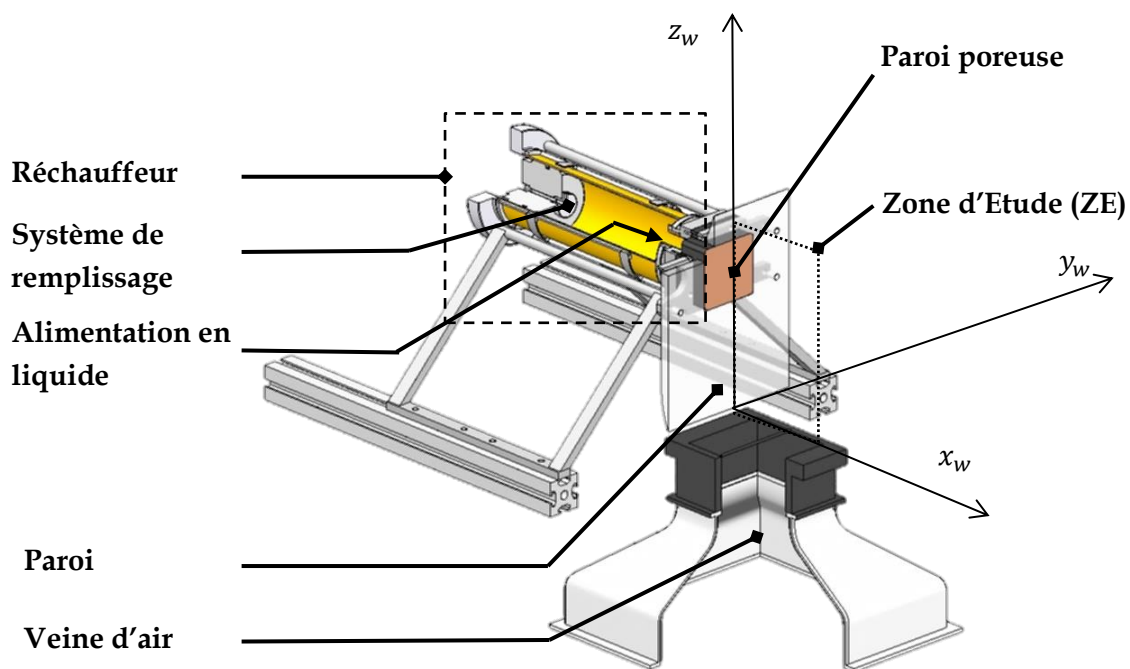


Figure 2.6 : Présentation du système d'alimentation en liquide, de la paroi profilée et de la soufflerie et introduction du repère associé à la paroi $R_w = (O; \vec{x}_w; \vec{y}_w; \vec{z}_w)$ ainsi que la Zone d'Étude

Dans cette section nous avons présenté les moyens mis en œuvre pour contrôler des conditions aux limites aérodynamiques. Nous allons maintenant décrire les moyens utilisés pour le contrôle et la mesure des conditions limites thermiques.

2.1.3 Contrôle et mesure des conditions aux limites thermiques

Le contrôle des conditions aux limites thermiques du poreux saturé en liquide dans la ZE est assuré par l'intermédiaire de plusieurs dispositifs. Les températures de l'écoulement incident et de la plaque imperméable profilée sont quant à elles maintenues à température ambiante.

Système de contrôle de la température du poreux

La température de surface du poreux saturé en liquide est fixée par l'équilibre thermique entre trois flux de chaleur (cf. Figure 2.7).

1. Un préchauffage du liquide en amont dans le circuit d'acheminement par le réchauffeur isolé par de la laine céramique.
2. Un flux conductif provenant du support en résine époxy du poreux. Le support, encastré dans la plaque imperméable profilée, est composé d'une structure dans laquelle a été coulé un fil résistif qui produit un flux de chaleur par effet Joule.
3. Un flux radiatif provenant d'une source infrarouge Burda 1000 W céramique placée à une distance de 250 mm de la paroi.

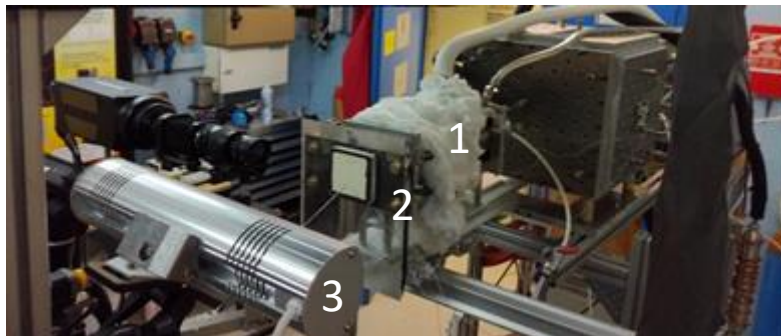


Figure 2.7 : Disposition des systèmes de chauffage

Deux thermocouples de type K (diamètre de soudure de $200\ \mu\text{m}$) ont été placés sur le trajet du liquide à l'entrée et au centre du poreux pour assurer un contrôle thermique du dispositif. En ce qui concerne la température de la surface exposée à l'écoulement d'air, la nature complexe de l'interface du poreux saturé en liquide pose un certain nombre de problématiques dues à l'alternance entre les interfaces liquides/gaz et solide/gaz. Il est donc nécessaire de s'interroger sur la mesure de température réalisée sur cette face.

Mesure de la température de l'interface de changement de phase

La mesure de la température de changement de phase du liquide est capitale dans la compréhension des mécanismes de transfert de masse. L'évaluation de l'hétérogénéité du champ de température dû à l'alternance de la présence des pores est souvent négligée dans les analyses numériques [56]. En réalité, les mesures réalisées par une sonde ou bien par un diagnostic optique ne sont que des images de cette température. Une première étape consiste

donc à montrer que la température mesurée par un thermocouple appuyé sur la paroi mouillée est une bonne approximation de la température de l'interface de changement de phase. Pour évaluer sa pertinence, on se propose de comparer les temps caractéristiques relatifs des mécanismes au sein du poreux.

Le temps de séjour du liquide dans le milieu poreux t_{sej} a été évalué à partir du débit injecté dans le cas le plus court à $t_{sej} = 400$ s. Le temps caractéristique relatif au transfert thermique conductif instationnaire t_{cond} dans le liquide est homogène à :

$$t_{cond} = \frac{(d/2)^2}{\alpha} \quad (2.1)$$

où d est le diamètre moyen d'un pore et $\alpha [m^2.s^{-1}]$ est la diffusivité du n-heptane liquide. Ce temps caractéristique a été évalué dans le cas le plus défavorable à $t_{cond} = 1 \mu s$. Il est donc possible de supposer que le liquide et la matrice solide sont à la même température dans tout le poreux saturés. La nature endothermique de l'évaporation a en revanche tendance à refroidir le liquide à l'interface de manière plus intense que la partie solide du matériau. Il faut donc s'interroger sur la signification physique de la mesure réalisée sur la surface du poreux saturé en liquide à l'aide d'un thermocouple.

Signification physique de la température de l'interface liquide/vapeur T_Σ

Afin de clairement assimiler le film stagnant au milieu poreux saturé en liquide, il faut s'assurer que la mesure réalisée par thermocouple est représentative de la température de l'interface liquide/vapeur.

La Figure 2.8 illustre la différence entre les températures d'interface T_Σ , température de paroi T_w et température du liquide T_l .

Le refroidissement en un point $M(x_2, z_1)$ de l'interface liquide/vapeur résulte du flux thermique latent $\phi_{evap}(x_2, z_2)$ qui est relié au flux de liquide évaporé ϕ_m via la relation :

$$\phi_{evap} = L_v \phi_m \quad (2.2)$$

dans laquelle ϕ_m est le flux de vapeur évaporé [$kg.m^{-2}.s^{-1}$] et L_v la chaleur latente de vaporisation du liquide [$kJ.kg^{-1}$]. Ce flux thermique est la conjugaison des flux conductifs verticaux ϕ_z et horizontaux ϕ_x en lien avec les différences de température à la paroi. Expérimentalement, l'épaisseur de la soudure, de la taille d'un pore, est telle que la température mesurée est au mieux une représentation à la fois de la température de la paroi T_p , de l'interface T_Σ et du liquide T_l . Néanmoins, le préchauffage du liquide permet de diminuer l'amplitude de ces différences de température et on supposera qu'elles sont négligeables.

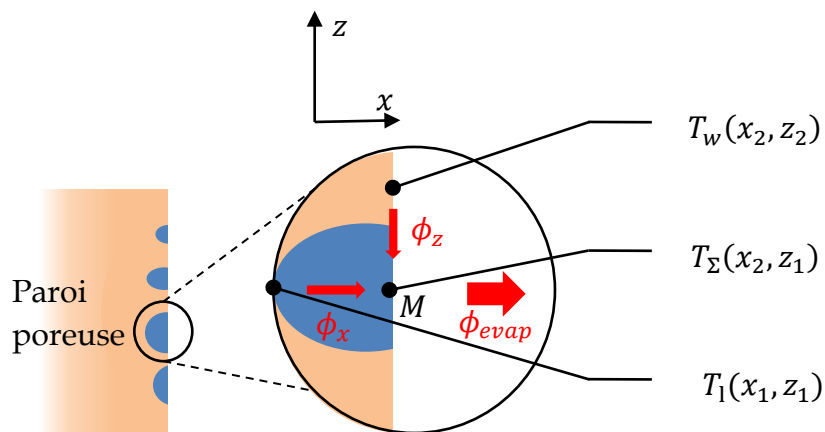


Figure 2.8 : Schéma du milieu poreux saturé en liquide et schématisation des flux conductifs dans un pore

Dans le cas de la configuration expérimentale, on considère donc que la température mesurée par le thermocouple maintenu en contact avec la paroi est égale à la température d'interface T_Σ ainsi qu'à la température de la paroi T_p .

2.1.4 Bilan sur le contrôle des conditions expérimentales

Le dispositif expérimental permet d'étudier l'évaporation d'un film liquide mince et vertical déposé sur une surface rugueuse par l'intermédiaire d'un poreux saturé dans l'air au repos, ou en présence d'un écoulement pariétal. Le contrôle des conditions aux limites thermiques et aérodynamiques permet de réaliser 28 combinaisons à partir de quatre configurations thermiques et de sept configurations aérodynamiques. Le contrôle des conditions aux limites thermiques et aérodynamiques est assuré par :

- la soufflerie et la veine d'air qui permettent un contrôle des conditions aérodynamique,
- les échangeurs qui préchauffent le liquide et le matériau poreux ainsi que la source radiative qui permettent de fixer la température de surface de la paroi poreuse transpirante,
- la nature et la topologie du matériau poreux qui permettent de fixer la condition hydrodynamique de l'interface de changement de phase.

L'analyse du phénomène d'évaporation nécessite la détermination de plusieurs grandeurs physiques, de nature globale et locale. Les parties suivantes sont consacrées à la présentation des divers diagnostics de mesure consacrée à la mesure de ces grandeurs.

- Les deux grandeurs globales ciblées sont la température moyenne de surface du matériau poreux et le débit d'évaporation. Elles permettent de mener une approche sur l'étude des transferts de masse et de chaleur à l'échelle du poreux.

- Les deux grandeurs locales ciblées sont la quantité de vapeur dans la phase gazeuse et la température du mélange. Ces grandeurs permettent quant à elle une analyse locale de la distribution de vapeur à une altitude fixée.

L'un des objectifs principaux de cette étude est l'obtention d'un champ de concentration de vapeur quantitative afin d'apporter une description de la couche de vapeur provenant de l'évaporation du film. La méthode de mesure choisie est la Fluorescence Induite par Laser (FIL) par introduction du traceur 3-pentanone. Les avantages et inconvénients ainsi que les choix qui ont amené l'utilisation de la FIL seront justifiés dans la suite de ce chapitre. Les conditions opératoires de ce diagnostic ont un impact sur les protocoles de mesures de température par thermocouple et par thermographie infrarouge. Avant de décrire précisément le protocole de mesure de FIL, nous allons décrire les différentes méthodes employées pour la mesure de la température de la surface du poreux et de l'écoulement gazeux.

2.2 Diagnostics de mesure de la température

Les mesures de température ont été effectuées à l'aide de deux méthodes. Une première méthode d'ordre qualitative par thermographie infrarouge, et une seconde, quantitative à l'aide de thermocouple.

2.2.1 Analyse de la température de surface par thermographie infrarouge

Les mesures par thermographie infrarouge ont été effectuées à l'aide d'une caméra infrarouge FLIR dans différentes conditions expérimentales. Son utilisation par Ekkad [57] et Chauvet [58] montre que l'application de la thermographie infrarouge pour des mesures quantitatives de température de surface impliquant l'évaporation d'un film nécessite un protocole de calibrage et une connaissance fine des propriétés radiatives des matériaux étudiés.

Dans notre étude, les matériaux et les conditions expérimentales retenus ne permettent pas d'obtenir ces propriétés. Elles sont notamment liées à la composition imprécise du matériau utilisé et à la difficulté de mises en œuvre des moyens pour caractériser suffisamment son émissivité surfacique (cf. Annexe B). La thermographie a donc été seulement utilisée pour à l'interprétation des gradients de température sur le poreux avec une hypothèse d'uniformité de l'émissivité sur la surface étudiée. Dans ce cas, cette hypothèse revient à considérer que la luminance de la surface est directement corrélée à sa température suivant la formulation approchée [59] :

$$L(T) = \frac{\varepsilon \sigma' T^4}{\pi} \quad (2.3)$$

où $\sigma' = 2.078 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$, ε est l'émissivité du matériau et T sa température.

2.2.2 Conditions opératoires de la mesure de thermographie

La visualisation des différents flux de luminance dépend d'un processus automatique de calibration interne à l'appareil de mesure, qui retranscrit alors l'échelle de ces flux en fausses couleurs, comme indiqué sur la Figure 2.9.

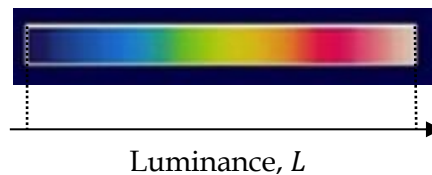


Figure 2.9 : Échelle de couleur arbitraire auto-calibrée par le dispositif. La couleur bleue correspond aux luminances les plus faibles (températures les plus faibles), les couleurs rouges puis blanches correspondent aux luminances les plus fortes (température la plus élevée).

Les couleurs attribuées aux mesures de luminance sont donc autocalibrées par la caméra en fonction des minima et maxima de luminance détectée lors d'une mesure. Les conditions opératoires de la thermographie peuvent se résumer par les deux points suivants :

- les interprétations des gradients locaux sont effectuées spatialement sur la surface plane considérée pour un angle solide de visualisation constant et en supposant que l'émissivité de surface est constante et uniforme sur l'ensemble du poreux,
- les mesures de thermographie sont réalisées avec un angle de 45° par rapport à la surface de la paroi afin de limiter les effets de réflexion.

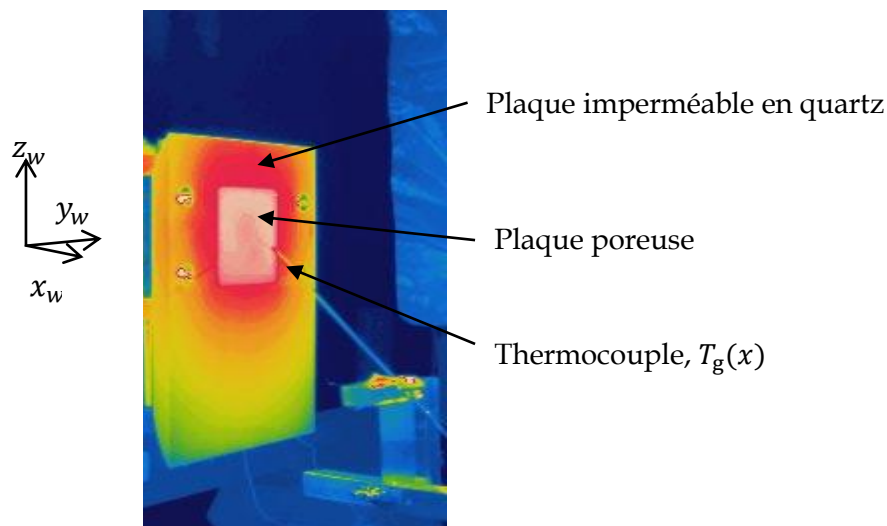


Figure 2.10 : Thermogramme du dispositif expérimental dans une situation de fonctionnement sans injection de liquide et positionnement du thermocouple $T_g(x)$

La Figure 2.10 présente un exemple de thermogramme, réalisé à une distance de 1 mètre de la paroi, qui permet de visualiser la luminance émise par la plaque et le poreux ainsi que le positionnement de la gaine du thermocouple mesurant la température du mélange $T_g(x)$. La configuration de cette mesure correspond à une situation où le poreux est sec, sans écoulement d'air avec un chauffage modéré. Un gradient de température significatif est

mesuré sur la plaque imperméable. Cet échauffement est provoqué par le contact entre le support échauffé du poreux et la plaque par conduction. Afin de vérifier si cette perte thermique impacte le champ de température surfacique du poreux, une mesure a été effectuée au plus proche de la paroi. La Figure 2.11 représente un thermogramme centré sur la paroi poreuse, réalisé à une distance de 15 centimètres. La proximité de la caméra avec la paroi permet de supprimer la grande disparité d'émissivité observée sur le thermogramme de la

Figure 2.10. Cette configuration permet aussi d'améliorer la résolution des gradients de température à la surface du poreux.

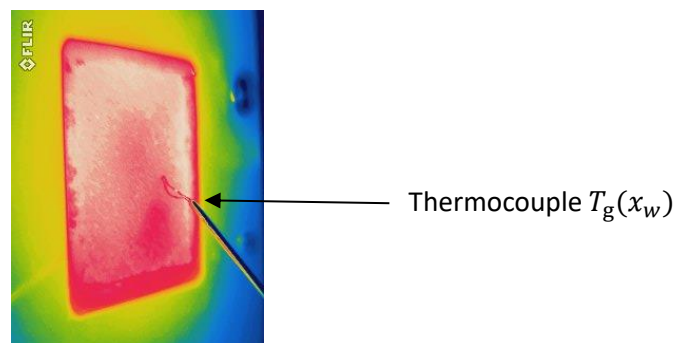


Figure 2.11 : Thermogramme de la surface du poreux sec en gros plan et localisation du thermocouple $T_g(x)$ maintenue en appui sur la surface durant toute la mesure

Les nuances suivant l'échelle de luminance présentée précédemment montrent que le gradient de température sur la surface est principalement orienté selon l'axe vertical. On remarque que le champ de température dans la zone centrale est plus homogène que dans la zone périphérique, ce qui suppose que les apports d'énergies thermiques par le dispositif, hors préchauffage du liquide, conduisent à un chauffage homogène de la paroi poreuse. Concernant la mesure par thermocouple, le flux de chaleur radiatif n'a pas d'impact majeur sur les valeurs mesurées, l'incertitude introduite étant estimée inférieure à 1°C (voir Annexe F).

2.2.3 Mesure de température dans la phase gazeuse

La mesure de température dans la phase gazeuse $T_g(x)$ est effectuée à l'aide d'un thermocouple de type K (diamètre de soudure de 80 μm) dans une gaine rigide. Les mesures sont effectuées durant un temps total de 4 secondes, décomposé en 1 seconde de pose (permettant de mise à l'équilibre) et 3 secondes de mesure à 3 Hz.

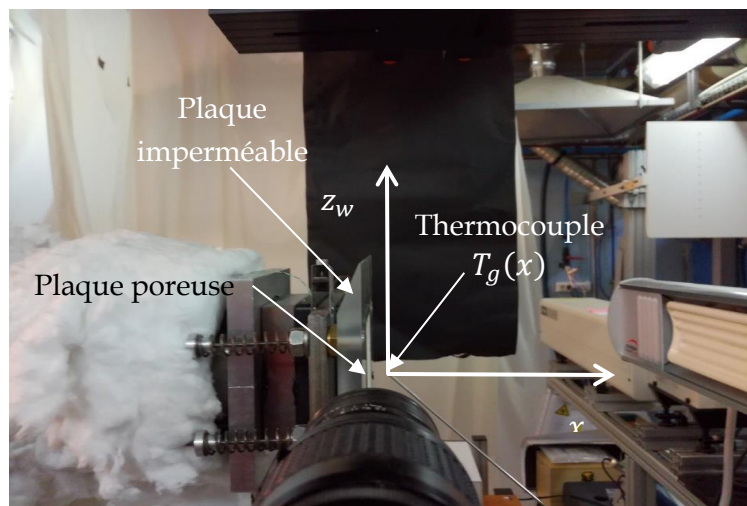


Figure 2.12 : Positionnement du thermocouple pour la mesure de $T_g(x)$, vue de côté, par rapport à la plaque et au matériau poreux

Ce thermocouple est placé sur une platine de translation capable d'effectuer des déplacements selon les axes \vec{x}_w et \vec{z}_w avec un pas de $200 \mu m$. La longueur totale balayée est de $13,6 \text{ mm}$ selon l'axe \vec{x}_w .

2.2.4 Mesure de température de paroi et localisation des Zones d'Études

Dans les sections précédentes, nous avons vu que la température de l'interface est une grandeur fondamentale de l'équilibre thermodynamique qui détermine le débit d'évaporation à la surface d'un film liquide. Afin d'évaluer au mieux cette température T_Σ dans le cas du matériau poreux saturé, la mesure de température est effectuée à l'aide d'un thermocouple de type K (diamètre de soudure de $80 \mu m$) maintenu sur la surface. Le maintien du thermocouple est assuré par l'effet élastique des fils du thermocouple mis en contrainte au contact de la paroi. La différence de température mesurée entre T_Σ et $T_g(x=0)$ ont été évalués à moins de 10% pour les configurations présentant les flux de chaleur les plus importants.

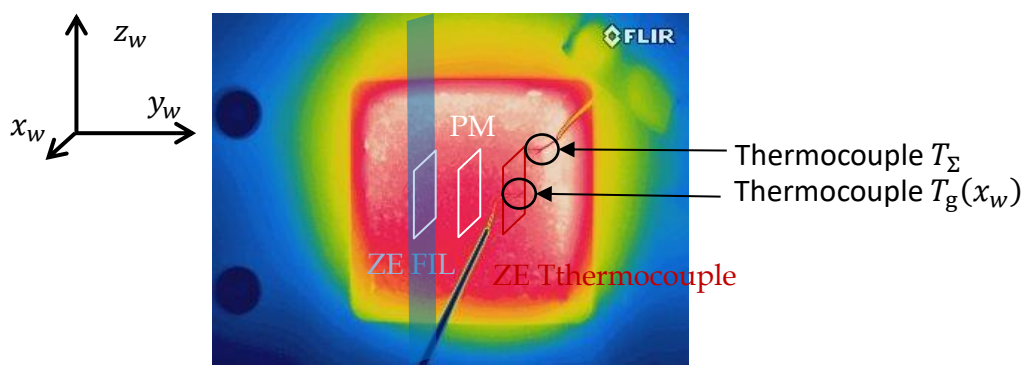


Figure 2.13 : Positionnement des thermocouples sur la paroi poreuse et localisation des Zones d'Études relative au diagnostic de FIL sur un thermogramme face à la paroi

La Figure 2.13 illustre le positionnement des plans de Zone d'Etude du diagnostic de fluorescence (ZE FIL) et de Zone d'Etude de mesure de température (ZE Thermocouple) dans laquelle sont placés les deux thermocouples précédemment présentés. Ces deux plans sont placés de part et d'autre d'un Plan médian (PM). Ce choix a été fait en faisant l'hypothèse que les mécanismes de transfert de chaleur et de masse sont symétriques par rapport à ce plan, ceci afin que chacun des diagnostics n'interfère pas l'un sur l'autre.

2.3 Diagnostics de mesure du champ de concentration de vapeur

Le choix de la méthode de mesure de concentration s'est porté sur le diagnostic de Fluorescence Induite par Laser. Cette méthode présente de gros avantages par rapport à une méthode intrusive par sonde locale, notamment lorsque le champ de concentration est fortement variant dans toutes les directions de l'espace. Couplée à un dispositif de calibrage, la bonne résolution spatiale de la méthode est un atout majeur pour déterminer précisément les gradients à proximité du changement de phase. En complément, un dispositif de microchromatographie gazeuse a été utilisé afin de valider le choix du traceur spécifique ainsi que la procédure de calibrage.

2.3.1 Présentation du diagnostic de Fluorescence Induite par Laser (FIL)

Dans cette partie, nous allons présenter le diagnostic de mesure, basé sur le principe de fluorescence, pour déduire le champ de concentration de vapeur. Après avoir rappelé brièvement les principes photo-physiques sous-jacents à la fluorescence, nous allons présenter les contraintes inhérentes au diagnostic qui nous ont conduits à sa mise en place sur le dispositif expérimental présenté précédemment.

Principe photo-physique de la fluorescence

La fluorescence est un processus linéaire et non élastique, qui correspond à l'émission de photons provoquée par l'excitation des électrons d'une molécule (ou atome), généralement par absorption d'un photon et immédiatement suivie d'une émission spontanée par désexcitation isotrope. Les échanges d'énergie ayant lieu par absorption d'énergie entre un rayonnement électromagnétique et une molécule (ou atome), se font par saut d'énergie, les électrons de la molécule passent donc d'une orbitale moléculaire « stable » à une orbitale d'énergie supérieure dite « excitée ». Les niveaux d'énergie atteints étant par nature instables, la durée de vie d'un électron sur un tel niveau est de l'ordre de quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes. La molécule « excitée » va donc revenir à son état stable par différents mécanismes de désexcitation tels que des transitions radiatives et non radiatives qui sont en concurrence. Ces transitions sont dépendantes des conditions thermodynamiques du milieu. Le retour à l'état fondamental par l'émission d'un photon est un processus radiatif. Ce mécanisme de réémission peut être altéré par d'autres processus de relaxation non radiatif (collisions intermoléculaires, relaxation vibrationnelle), des

croisements inter-système de relaxation (phosphorescence) et de relaxation intermoléculaire par délocalisation de l'énergie excédentaire vers d'autres molécules (quenching). La prise en compte de ce dernier mécanisme altérant le processus de fluorescence est généralement une contrainte sur la mise en place des diagnostics en présence de molécules paramagnétiques telles que l'oxygène. Par rapport au phénomène d'absorption, le spectre de fluorescence est décalé vers des longueurs d'onde de réémission plus élevées que l'excitation due aux pertes d'énergie et liée aux autres processus de relaxation.

Le diagnostic de mesure de concentration par fluorescence s'appuie sur le processus photo-physique présenté précédemment. Il consiste à exciter par un faisceau laser une molécule fluorescente naturellement présente dans l'écoulement ou introduite préalablement, afin d'examiner une zone d'étude. La quantité de photons émise par cette zone d'étude dépend d'un certain nombre de paramètres qui prennent en compte à la fois les différentes étapes photo-physiques du processus, des facteurs thermodynamiques (pression et température) ainsi que l'énergie du faisceau laser qui définissent le système (décrit en Annexe F). En fixant ces deux grandeurs, il est possible à partir, d'une référence, de déterminer la concentration locale de traceur. En supposant que la quantité de traceur reste proportionnelle à celle de l'espèce à mesurer, on en déduit la concentration de cette dernière. En réalité, dans le processus de calibrage, la corrélation est directement établie entre la quantité de signaux reçus par le capteur et la concentration de l'espèce étudiée et non celle du traceur.

Contraintes inhérentes à la méthode

Il existe principalement deux types de contraintes qui conditionnent la mise en place du diagnostic pour la détermination de la concentration locale de vapeur de n-heptane.

Une première contrainte est liée aux propriétés spectroscopiques et notamment au phénomène de quenching qui peut altérer la mesure. Le traceur choisi doit être adapté à l'environnement de l'atmosphère ambiante composé à 21% d'oxygène.

Une deuxième contrainte est due aux propriétés physico-chimiques liées à l'évaporation. Contrairement à son utilisation classique pour une analyse en phase vapeur, l'originalité de l'étude consiste à déterminer le champ de concentration résultant de l'évaporation à partir d'un ensemencement initial liquide. Il est donc nécessaire que le champ de distribution de traceur soit strictement similaire au champ de distribution de n-heptane après évaporation. Ce comportement doit rester identique pour toutes les conditions expérimentales, ce qui implique dans un premier temps que le taux de traceur vaporisé par rapport à celui du n-heptane reste constant. Le choix du traceur doit donc prendre en compte cet aspect par l'intermédiaire d'une similitude des propriétés physico-chimiques de changement de phase avec le n-heptane.

Choix du traceur

Parmi les molécules les plus utilisées dans les diagnostics optiques, le 3-pentanone est couramment employé pour ses propriétés optiques et physiques adaptées aux caractéristiques des environnements retrouvés dans les moteurs, afin d'effectuer des mesures

quantitatives. Ce traceur est ainsi tout à fait adapté pour être utilisé conjointement avec le n-heptane, notamment grâce à sa température d'ébullition à pression atmosphérique proche de celle du n-heptane (98°C pour le n-heptane et 102°C pour le 3-pentanone). L'utilisation du 3-pentanone comme traceur dans le diagnostic nécessite de s'interroger sur trois contraintes avant sa mise en application :

- le choix de la longueur d'onde d'excitation,
- la dépendance du signal de fluorescence à la température et à la pression,
- la diminution de l'intensité du signal de fluorescence par quenching de l'oxygène.

Fujikawa *et al.* [60],[61] ont observé que la dépendance du signal de fluorescence avec la température et la pression était la plus faible pour une longueur d'onde d'excitation de 266 nm (11% / 100K et 3% / MPa). La revue bibliographique de Modica *et al.* [62] confirme que l'utilisation du 3-pentanone, excité par une longueur d'onde à 266 nm, dans le cas de mesure de concentration, est la plus adaptée au contexte moteur et donc à notre étude étant donné le choix du combustible et les conditions expérimentales retenues (température et pression ambiantes). De plus, les résultats de l'étude ont montré que le diagnostic de fluorescence, avec du 3-pentanone comme traceur, était particulièrement insensible aux effets de quenching dans le cas d'un milieu contenant 20% d'oxygène, ce qui a été confirmé par Orain *et al.* [63].

À ces différentes questions, vient s'ajouter celle de la co-évaporation du mélange 3-pentanone/n-heptane. En effet, Le Coz *et al.* [64] et Schulz *et al.* [65] ont montré que l'existence d'un point azéotrope dans le cas d'un mélange 3-pentanone/iso-octane. Celui-ci provoque une évaporation préférentielle du 3-pentanone pour de faibles proportions de celui-ci dans l'iso-octane (12% en volume) lors des processus d'évaporation sur de longues périodes de temps. La proportion de 3-pentanone dans la solution liquide diminue alors au fur et à mesure du processus et augmente dans la phase gazeuse altérant leur processus de calibrage.

Le mélange 3-pentanone/n-heptane présente lui aussi un point azéotropique d'après Horsley [66]. Tait *et al.* [67] ont démontré que cet effet n'a pas d'impact majeur dans les processus d'évaporation rapide dans des environnements fortement turbulents. La stratégie adoptée dans notre étude est quant à elle orientée vers le choix de temps d'acquisition court et de volumes de liquides importants afin de minimiser la déviation de la proportion traceur/n-heptane lors du processus de calibrage. Avec ces précautions, il est raisonnable de considérer que l'évaporation du n-heptane et du 3-pentaone est identique dans la ZE.

Description du dispositif optique utilisé

Dans le cadre de cette étude, le processus photo-physique de fluorescence décrit précédemment est provoqué par un laser Nd YAG ayant une longueur d'onde d'excitation de 266 nm. L'excitation du traceur 3-pentanone se produit sous l'effet d'une nappe laser plane générée par un dispositif de lentille permettant le contrôle de ses caractéristiques. La Figure 2.14 présente la configuration générale qui permet l'acquisition des images. Un

faisceau laser issu du laser YAG est émis dans la direction du dispositif de génération de nappe composé de deux lentilles sphériques L1 et L2 permettant d'élargir le faisceau de 6 mm à 20 mm. Un système à focale réglable composé de deux lentilles cylindriques L3 et L4 est ensuite traversé par le faisceau élargi pour former une nappe de largeur et d'épaisseur contrôlées. La nappe traverse ensuite la Zone d'Étude de façon à effleurer l'interface du poreux. Une photodiode DET 10A placée dans une réflexion de la nappe laser permet l'acquisition pulse à pulse de la puissance laser relative.

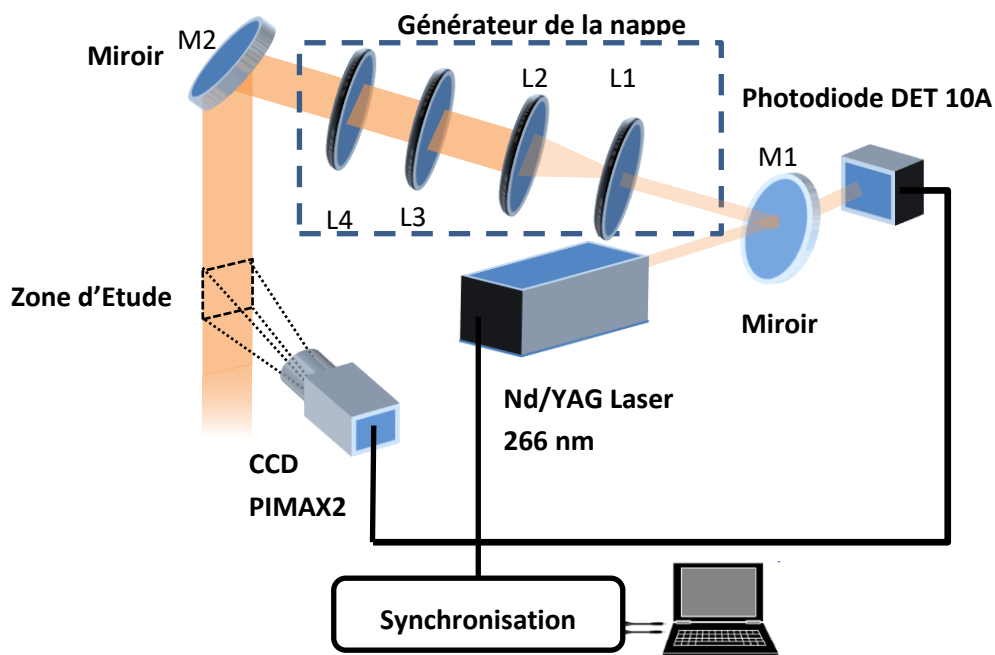


Figure 2.14 : Disposition des différents organes optiques, générateur de la nappe laser, système d'acquisition par caméra PIMAX2 et de la ZE

Dans le centre de la ZE, l'épaisseur de la nappe mesure 2 mm et varie de 1,5 % par millimètre selon l'axe z_w . Nous avons choisi de privilégier une épaisseur relativement importante de la nappe afin de garantir un maximum de signal en faisant l'hypothèse que le champ de concentration variait peu dans la tranche d'écoulement observée (ZE éloignée des effets de bords).

L'acquisition des images est réalisée par une caméra CCD intensifiée PIMAX2 sur laquelle est monté un soufflet de longueur ajustable qui sert de support à un objectif 102 mm UV. Les images sont enregistrées à une fréquence de 3 Hz, synchronisée avec le pulse laser, mais avec un déphasage de 25 ns (Gate Delay). Ce déphasage permet de diminuer fortement les réflexions et de minimiser les effets de diffusion dus à l'interaction de la nappe avec le matériau. La fenêtre d'acquisition est de 500 ns (Gate Width).

Chaque acquisition est composée d'un lot de 300 images. Une caractérisation de l'ensemble du système d'acquisition d'images composées de la caméra, du soufflet optique étiré de 90 mm et de l'objectif a été réalisée à partir de la méthode « Knife Edge Approach » [68] (cf. Annexe D).

Dispositif de calibrage

Le dispositif de calibrage a pour rôle de recréer des conditions contrôlées de concentration rencontrée pendant les tests afin de déterminer la relation qui existe entre le signal acquis par la caméra d'une part et la concentration de vapeur de n-heptane d'autre part. Ce dispositif est composé de deux parties :

- une enceinte thermo-régulée dans laquelle est située la Zone d'Étude FIL (illustré Figure 2.15),
- un dispositif capable de générer un mélange saturé de vapeur à concentration contrôlée (illustré Figure 2.16).

L'enceinte est composée d'un cube, dont chacune des faces est une enveloppe double paroi permettant de réguler la température interne de la structure. Trois de ses faces sont munies d'ouverture pour le passage de la nappe laser et pour la visualisation du signal de fluorescence par la caméra. Des thermocouples de contrôles (diamètre de soudure de $200\ \mu\text{m}$) sont placés sur toutes les faces internes afin de garantir le contrôle de l'homogénéité en température de l'enceinte (voir Annexe C).

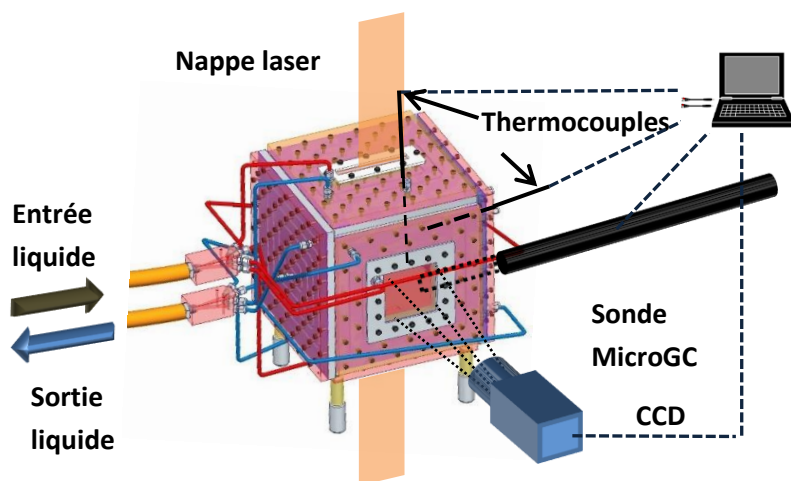


Figure 2.15 : Schéma de l'enceinte de calibrage thermorégulée

L'ensemble du circuit de gaz et l'acheminement de celui-ci dans l'enceinte sont présentés Figure 2.16. Le processus de génération de vapeur est reporté par analogie sur un diagramme d'air humide (le n-heptane et l'eau ayant une température d'ébullition très proche).

1. De l'air sec à température ambiante est dans un premier temps injecté dans un premier échangeur à bulle. Cet échangeur est rempli du liquide de travail à température fixée T_1 . Le liquide est composé de 92,5 % de n-heptane en volume et de 7,5% de 3-pentanone en volume.
2. Le mélange arrive ensuite dans un second échangeur à température fixée $T_2 < T_1$. Une partie du mélange gazeux se condense alors sur les parois pour assurer la saturation du mélange en vapeur à T_2 .

3. La vapeur saturée en sortie du deuxième échangeur est alors surchauffée à la température T_{tube} .
4. Le mélange gazeux à concentration $C_v [mol.L^{-1}]$ est injecté par un tube de 4 mm de diamètre sous la forme d'un jet dans l'enceinte surchauffée thermorégulée. Le jet est projeté dans la Zone d'Étude à l'endroit de focalisation de la nappe laser.

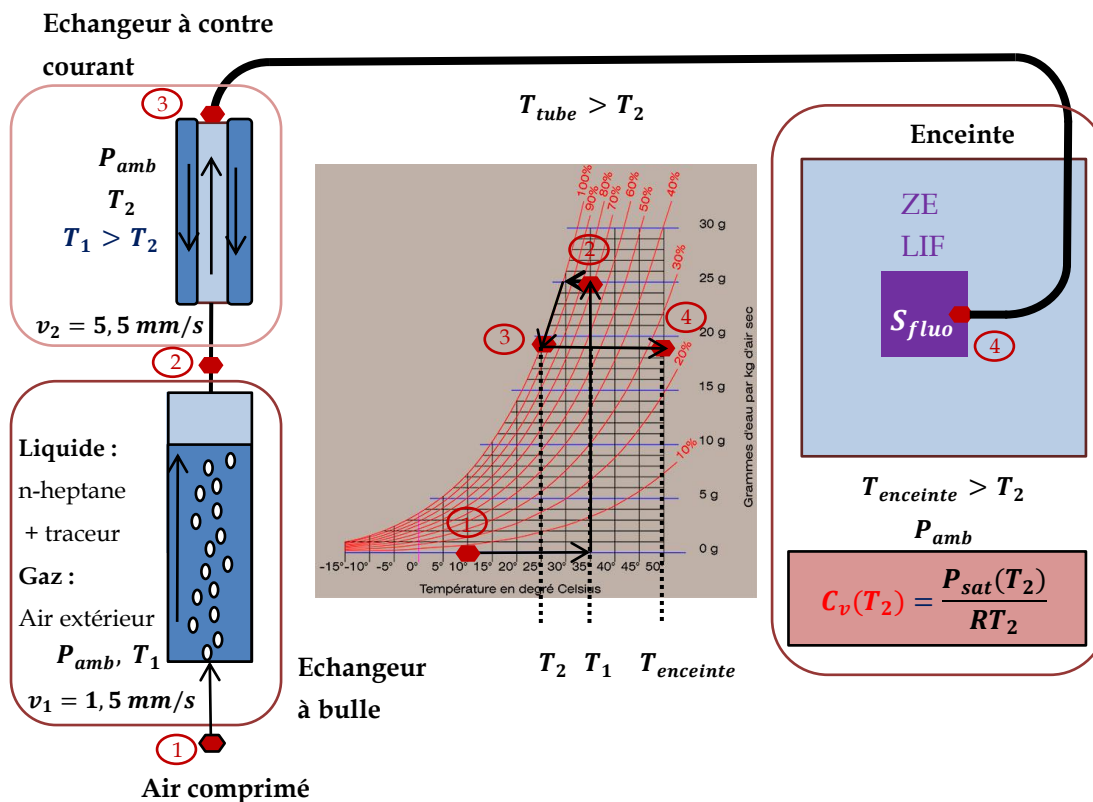


Figure 2.16 : Schéma de principe du dispositif de calibrage illustré sur un diagramme d'air humide

Ce processus a été reproduit avec de l'eau déminéralisée et validé à l'aide d'une mesure d'humidité (voir Annexe C). Les résultats ont montré que le mélange généré atteignait 95% de la concentration saturée, calculée à partir de la température T_2 . Ce résultat montre que l'incertitude systématique maximale est de 5% (voir Annexe F). Plusieurs courbes d'étalonnage ont été produites pour les besoins des mesures et sont présentées en Annexe C. Afin de valider l'utilisation du 3-pentanone malgré le mécanisme d'évaporation préférentielle, deux aspects ont été pris en compte. Le premier concerne directement le processus de changement de phase au niveau du poreux. Étant donné que la totalité du liquide est vaporisée et que le liquide pénétrant dans la face arrière du poreux est de composition constante, nous avons supposé que l'impact de l'effet de l'évaporation préférentielle était négligeable. Elle peut néanmoins se produire localement, mais il est très difficile d'estimer son impact sur la mesure. Le second concerne le processus d'évaporation dans le processus de calibrage. La méthode a été mise au point de sorte à minimiser les effets de l'évaporation préférentielle en limitant le temps de mesure lors de la génération de vapeur.

Le début de l'acquisition des mesures est déclenché dans une période comprise entre deux temps caractéristiques. Le premier temps caractéristique t_1 correspond à deux fois le temps de séjour du point 1 au point 4 de l'air sec dans le circuit d'acheminement (cf. Figure 2.16). Le calcul effectué à partir du débit d'air sec donne $t_1 = 1$ minute. Le second temps caractéristique t_2 est défini comme la période typique de déviation du signal de fluorescence observée. Une estimation de ce temps dans le cas le plus défavorable à forte concentration donne $t_2 = 10$ minutes. Cette estimation a été possible par l'utilisation d'un Micro-chromatographe en phase gazeuse (MicroGC) utilisé pour réaliser une mesure ponctuelle dans l'espace à la sortie du jet.

2.3.2 Présentation des mesures réalisées au Micro-chromatographe en phase gazeuse

Certaines mesures de concentration ont été réalisées à l'aide d'un Micro-chromatographe en phase gazeuse afin de supporter la validation le diagnostic de FIL. Le modèle utilisé dans cette étude est un Micro-chromatographe SRA MyGC.

Principe

Le principe de mesure repose sur deux phases de fonctionnement distinctes. La première phase est basée sur des mécanismes d'absorption/désorption entre une phase stationnaire de référence emprisonnée dans une colonne et une phase mobile composée d'un gaz vecteur (hélium) et de l'échantillon à analyser. La différence de sorption permet de séparer les différentes molécules les unes des autres. Les temps de rétention spécifiques à chaque molécule permettent alors la séparation de chacun des composés. Ensuite vient la seconde phase pendant laquelle la conductivité de la phase mobile est comparée à la conductivité de la phase de référence afin de déduire une grandeur directement corrélée à la concentration. À partir de cette grandeur, il est possible de comparer la concentration de n-heptane par rapport à celle du 3-pentanone.

Validation du choix du 3-pentanone par mesure de Micro GC

L'utilisation du Micro GC directement sur la configuration expérimentale présente beaucoup d'inconvénients. La résolution de la mesure locale est au mieux égale à la zone d'influence par aspiration de la sonde (environ 1 mm). La sonde intrusive peut engendrer des modifications profondes des grandeurs thermiques et thermodynamiques et interférer avec l'établissement des différentes couches limites comme des zones de sillage non désirées. De plus, la mesure n'est pas instantanée, la résolution temporelle est bien moins pertinente que celle de la FIL. Bellettre [48] ayant utilisé ce procédé, a pu discuter des limitations de cette méthode. Cette dernière a néanmoins pour avantages d'apporter une validation de l'adéquation entre le champ de concentration du 3-pentanone et celui de n-heptane.

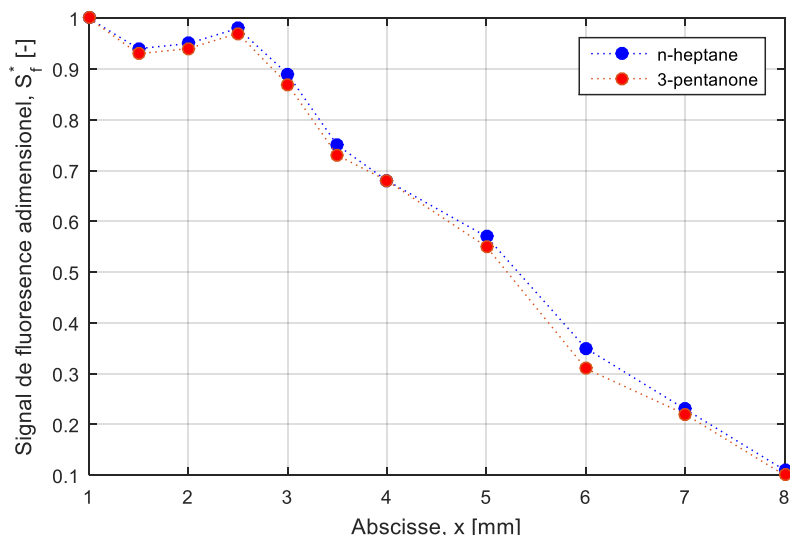


Figure 2.17 : Mesure Micro GC, profils adimensionnels de concentration en n-heptane et en 3-pentanone le long du poreux dans une condition expérimentale représentative

La Figure 2.17 présente les profils adimensionnés de concentration des deux composés dans une condition de test à vitesse d'écoulement nul et un chauffage modéré du poreux. Cette mesure montre que la distribution du traceur reproduit bien la distribution de n-heptane dans la phase gazeuse.

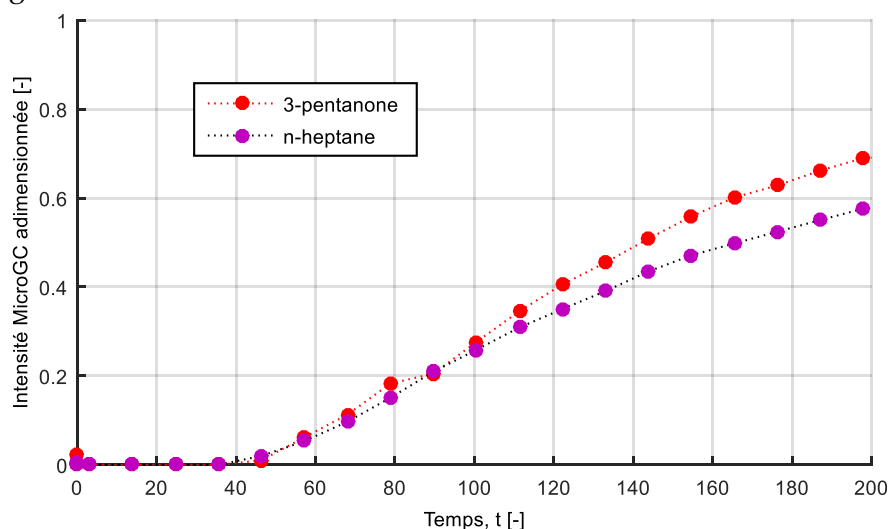


Figure 2.18 : Mesure Micro GC, signaux adimensionnés des concentrations de n-heptane et de 3-pentanone pendant une phase de remplissage de l'enceinte

Des mesures ont également été réalisées en configuration de calibrage. L'objectif est de montrer que le mélange produit par le dispositif est de composition constante sur la période définie pour les tests. La Figure 2.18 illustre l'évolution de la concentration adimensionnée dans l'enceinte pendant un remplissage intégral. La période d'injection démarre à $t = 35$ minutes. Les courbes montrent que pendant la première phase de remplissage jusqu'à $t = 90$ minutes, l'augmentation des concentrations de n-heptane et de 3-pentanone dans la cellule est identique. Au-delà, l'évaporation préférentielle du 3-pentanone et la différence de

stratification dans l'enceinte causent des différences de proportion. Les mesures de calibrages ont été effectuées par conséquent avant cette gamme de temps critique.

La mise en œuvre du Micro GC a été limitée à la validation de la co-évaporation étant donné la difficulté d'implantation dans le dispositif de mesure, notamment dû aux contraintes d'encombrement, de résolutions spatiales et temporelles précédemment évoquées.

2.4 Bilan sur les conditions de réalisation de l'étude

Cette section a pour but de faire un point sur les conditions dans lesquelles l'étude est réalisée. Dans un premier temps, nous allons présenter les Régions d'Intérêts qui correspondent aux portions de la ZE examinées par le diagnostic de FIL. À partir d'un rappel sur les dispositifs de mesure, nous allons ensuite présenter les protocoles de mesure et de calibrage pour finir par un bilan sur les paramètres contrôlés et les grandeurs mesurées.

2.4.1 Définition des Régions d'Intérêt (RI)

Les ZE FIL et ZE Thermocouple ont été définies dans les parties précédentes.

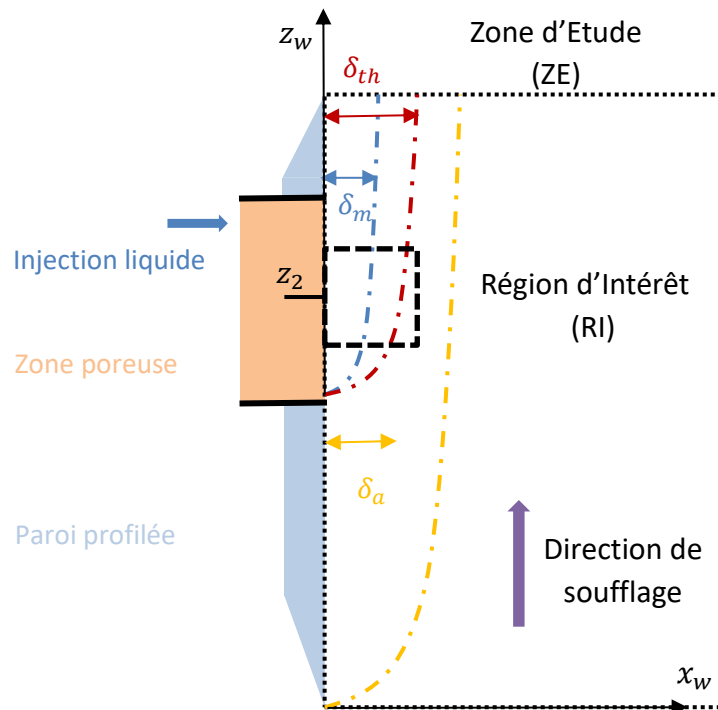


Figure 2.19 : Localisation de la Zone d'Étude et de la Région d'Intérêt sur la configuration expérimentale

Elles s'étendent du bord d'attaque de la plaque profilée jusqu'à son bord supérieur sous la forme de deux plans parallèles placés de part et d'autre d'un plan médian au centre de la paroi.

Ces zones correspondent aux régions influencées par l'évaporation du n-heptane et la présence de la paroi. Cependant, l'espace géométrique concerné est très étendu dans la direction verticale et relativement limité dans la direction horizontale. Nous avons choisi de limiter l'étude à une Région d'Intérêt (RI) correspondant à la taille de l'image capturée par la caméra, placée au niveau du centre du poreux dans la ZE FIL. Dans la suite, la notation ZE se rapporte à la ZE FIL. L'analyse dans celle-ci est complétée par deux régions secondaires localisées au niveau du bord supérieur et inférieur du poreux. La position de la ZE et de la RI sont rappelées sur la Figure 2.19.

Dans la configuration utilisée, la couche limite aérodynamique δ_a se développe du bord d'attaque de la paroi profilée jusqu'à la limite supérieure de la plaque. Les couches limites massiques δ_m et thermiques se développent quant à elles à partir du bord inférieur du poreux.

La Région d'Intérêt principal est placée dans le plan de la ZE, centrée sur l'altitude $z_2 = 18 \text{ cm}$. Des mesures complémentaires ont été effectuées dans les Régions d'Intérêt secondaires centrées sur le bord inférieur à $z_1 = 14 \text{ cm}$ et sur le bord supérieur du poreux à $z_3 = 22 \text{ cm}$.

2.4.2 Rappel sur l'ensemble du dispositif expérimental et description du protocole de mesure

À partir de la définition de la RI, il est maintenant possible de décrire les protocoles expérimentaux avec, dans un premier temps, un rappel sur les différents organes du dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental complet

L'ensemble du dispositif expérimental est rappelé dans son intégralité Figure 2.21.

Il se décompose sous la forme de trois parties distinctes (cf. Figure 2.20 et Figure 2.21).

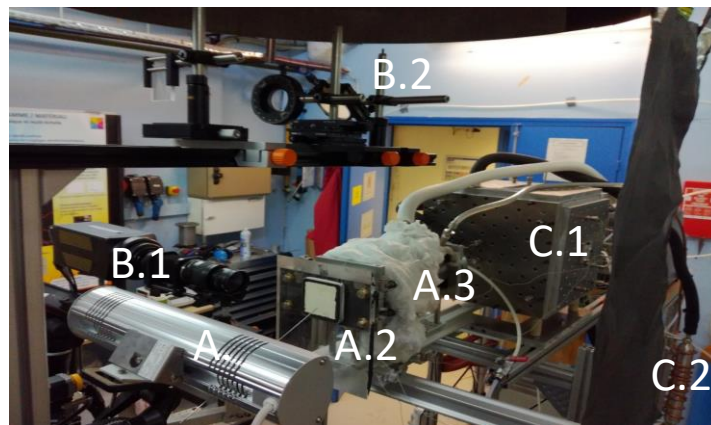


Figure 2.20 : Photo du dispositif complet en configuration de mesure sur le poreux

Dispositif « A » de test sur la configuration académique	
A.1 Source infrarouge	A.3 Échangeur double paroi
A.2 Paroi profilée	
Dispositif « B » Diagnostic optique de FIL	
B.1 Caméra PIMAX2	B.2 Montage optique
Dispositif « C » de calibrage	
C.1 Enceinte de calibrages	C.2 Dispositif de génération de vapeur

- A. La paroi, constituée du poreux enchâssé dans une plaque profilée, est placée verticalement dans un écoulement laminaire ascendant. La soufflerie ainsi que les dispositifs de chauffage permettent de contrôler les conditions aux limites du poreux. La RI principale est localisée à mi-hauteur du poreux.
- B. Le dispositif optique est composé d'un laser, d'un montage optique composé d'une succession de lentille et de la caméra intensifiée. La caméra est placée face à la RI et la nappe laser traverse cette dernière de haut en bas.
- C. L'enceinte de calibrage et le dispositif de génération de vapeur permettent de recréer un environnement à concentration contrôlée dans la RI. À partir des mesures de FIL dans cette région, il est possible d'établir une courbe de calibrage relative à la configuration.

Protocole de mesure

Le protocole de mesure se déroule en deux phases distinctes. Une première phase consiste à réaliser la calibration de la mesure de FIL en configuration de calibrage. La deuxième phase consiste à effectuer les mesures dans la configuration expérimentale pour de multiples conditions. Chacune des deux phases met en œuvre le dispositif optique de manière parfaitement identique.

Lors de la phase de calibrage, la fréquence des tests est déterminée par le temps caractéristique de transitions thermiques de la structure extérieure de l'enceinte. Chacune des mesures est répétée trois fois durant un temps caractéristique inférieur au temps de déviation du signal FIL t_2 (due à l'appauvrissement du liquide de travail en 3-pentanone conséquence de l'évaporation préférentielle). Le mélange ternaire {air+n-heptane+traceur} est assimilé à un mélange binaire d'air et de n-heptane du point de vue thermodynamique. La concentration saturante de vapeur de n-heptane est évaluée à partir de la température relevée à la sortie de l'échangeur à contre-courant T_2 suivant la formulation du CRC Handbook [69].

La transition entre les deux phases de mesure s'effectue par l'intermédiaire d'une opération manuelle de translation. La cellule est retirée de la RI et elle est remplacée par l'ensemble {paroi+échangeur}. La soufflerie et les dispositifs optiques restent parfaitement immobiles pendant l'ensemble du processus.

Lors de la phase de mesure sur la paroi, la fréquence des tests est déterminée par le temps caractéristique thermique du système {support+poreux} mesuré par le thermocouple placé dans le matériau. Pour un flux thermique fixé par les diverses sources de chaleur (source radiative, préchauffage du liquide et chauffage du support), plusieurs vitesses d'écoulement d'air sont testées. Étant donné les inerties thermiques de chacun des éléments du dispositif « A » (en particulier le réchauffeur), les transitions entre les différentes configurations thermiques sont effectuées d'un jour sur l'autre. Chacun des tests est effectué à conditions expérimentales fixées. Toutes les grandeurs contrôlées et mesurées sont résumées dans la section suivante.

2.4.3 Bilan des paramètres contrôlés et grandeurs mesurées

Les paramètres contrôlés sur le dispositif de mesure relatifs à la configuration académique sont rappelés dans le Tableau 2.2. Une fois le régime thermique permanent du système atteint, les températures T_{∞}^g et T_w sont fixées. Le flux de chaleur apporté au système par l'intermédiaire du préchauffage du fluide, du support résistif et de la source radiative est constant pour une Configuration Thermique (CT).

Paramètres	Description	Unité	Valeur(s)
T_{amb}	Température initiale de l'air	°C	≈ 20
U_{∞}	Vitesse moyenne de l'air à la sortie de la soufflerie	$m \cdot s^{-1}$	[0 ; 0,4 ; 0,9 ; 1,3 ; 1,8 ; 2,2 ; 2,6]
T_w	Température de la paroi poreuse	°C	[$T_{min} = 15$; $T_{max} = 60$]
ε_{poreux}	Porosité moyenne du matériau	/	65 %
q	Taille moyenne de pore (voir Annexe B)	μm	70
r	Rugosité moyenne (voir Annexe B)	μm	100

Tableau 2.2 : Paramètres fixés pendant les tests

L'ensemble des mesures ont été réalisées sur 28 conditions expérimentales différentes. Chacune des conditions expérimentales est définie par :

- une vitesse d'écoulement d'air U_{∞} ,
- une configuration thermique CT.

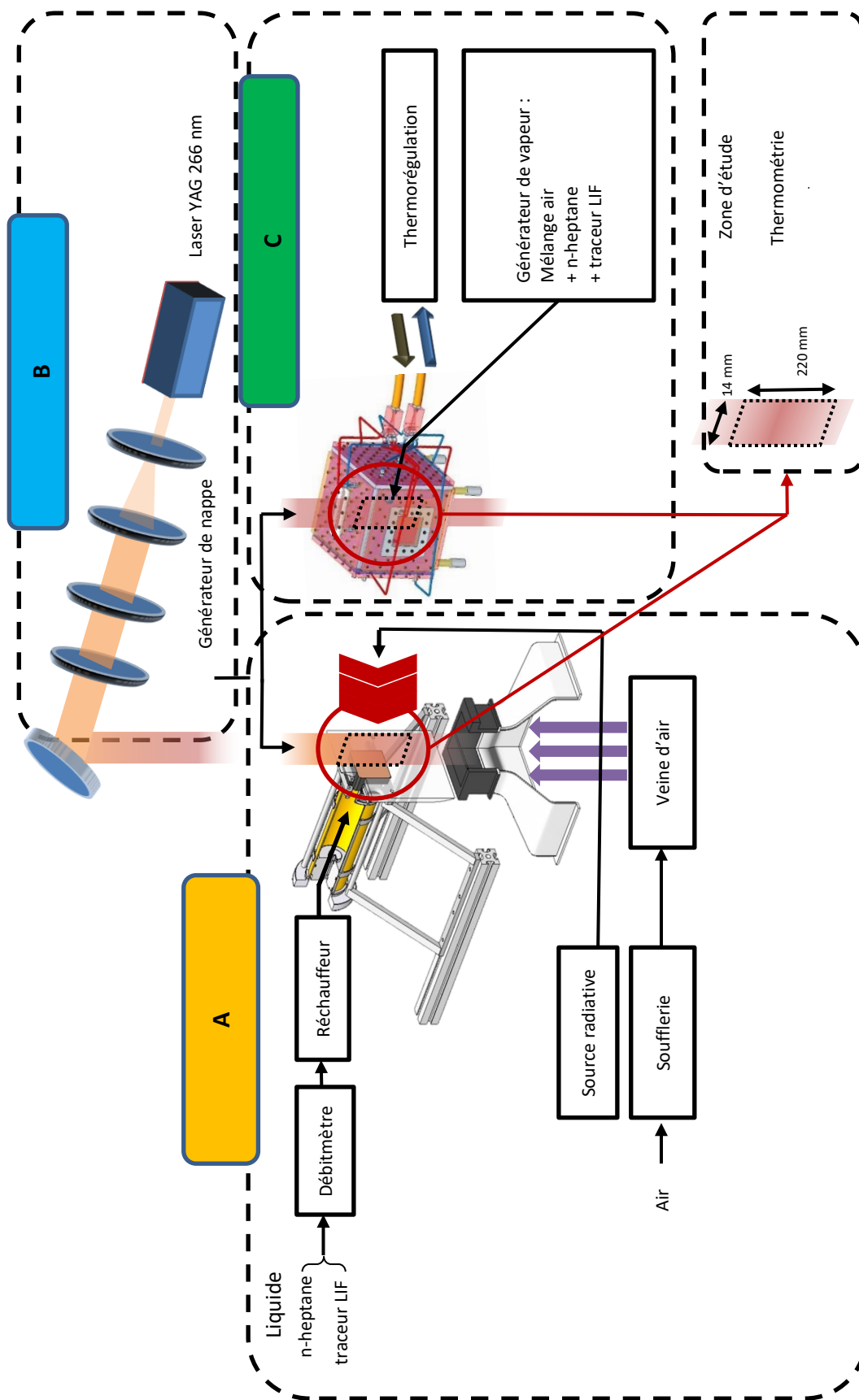


Figure 2.21 : Schéma de l'intégralité des dispositifs expérimentaux

Les vitesses d'écoulement

Les différentes vitesses d'écoulement laminaire imposées ($Re < 3.5 \cdot 10^5$ [70]) permettent de parcourir un large étendue de nombre de Reynolds dont les maximums calculés sur le bord supérieur du poreux à la température de sa surface sont présentés Tableau 2.3 :

	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$	7840	8231	10031	12073
$U_\infty = 0.9 \text{ m/s}$	15669	15992	18808	22193
$U_\infty = 1.3 \text{ m/s}$	23481	23750	26467	29722
$U_\infty = 1.8 \text{ m/s}$	31286	31585	34129	37211
$U_\infty = 2.2 \text{ m/s}$	39036	39639	41924	44887
$U_\infty = 2.6 \text{ m/s}$	46803	47206	49624	52538

Tableau 2.3 : Nombre de Reynold au niveau du bord supérieur du poreux

Deux configurations d'études sont examinées, la différence entre les deux se fait par rapport aux régimes d'écoulement du mélange gazeux observés près de la paroi.

- Une configuration en régime de convection forcée est traitée dans le Chapitre 3 et dans la seconde partie du Chapitre 4. Dans ce cas, l'évaporation est pilotée à la fois par la température de la surface poreuse, mais aussi par la convection forcée engendrée par l'écoulement provenant de la soufflerie. En faisant varier la vitesse en amont de la ZE, il est possible d'observer l'influence de la vitesse de convection sur l'allure du champ de concentration ainsi que les éventuelles transitions entre différents modes de transferts convectifs et diffusifs.
- Une configuration en régime de convection libre dans laquelle aucun écoulement d'air n'est imposé. L'analyse de celle-ci est traitée dans la première partie du Chapitre 4. Dans cette configuration, l'évaporation est pilotée par la température de surface du poreux, l'écoulement d'air forcé est absent. Cette configuration permet de déterminer l'influence de la température de la surface poreuse sur l'établissement d'un régime de transfert par convection libre.

Les Configurations Thermiques

La température de paroi T_E est le résultat d'un équilibre thermique dépendant de la vitesse de l'écoulement. Cette grandeur n'est donc pas une grandeur directement contrôlée par le dispositif, elle est seulement fixée par l'équilibre thermique à la surface du poreux. Chacune des CT est définie selon certain critères.

- Configuration Thermique n°1 (CT-1) : aucun des éléments du dispositif n'est chauffé, l'état thermique se détermine à partir de la température ambiante.

- Configuration Thermique n°2 (CT-2) : l'apport d'énergie thermique compense le refroidissement dû à l'évaporation. Les gradients de température sont faibles.
- Configuration Thermique n°3 (CT-3) et n°4 (CT-4) : le flux de chaleur émis par la source infrarouge et le préchauffage du liquide permettent d'obtenir un champ de température surfacique du poreux supérieur à la température ambiante

	Flux radiatif, ϕ_{rad} [W/m ²]	Température liquide entrée poreux, T_{in} [°C]	Chauffage support [W]
CT-1	$\phi_1^* = 0$	20	0
CT-2	$\phi_2^* = 5$	34	3
CT-3	$\phi_3^* = 30$	57	5
CT-4	$\phi_4^* = 90$	66	5

Tableau 2.4 : Définition de chacune des configurations thermiques en fonction des grandeurs contrôlées sur le dispositif expérimental

Les densités de flux thermique ϕ_i^* ont été mesuré à l'aide d'un pyranomètre stellaire FLA 628 S. L'instrument est couramment utilisé pour des mesures sur des stations météorologiques, les valeurs sont donc données de manière indicative puisqu'elles correspondent à des domaines de longueur d'onde d'utilisation très différente de celle de la source infrarouge. Les densités de flux radiatifs effectifs seront calculées à l'aide d'un bilan thermique dans le chapitre suivant.

Grandeurs mesurées

Les grandeurs mesurées correspondent aux paramètres de sortie pour une condition expérimentale. Les deux premières grandeurs, le débit d'évaporation et le champ de luminance surfacique de la paroi sont des grandeurs de nature globale. Elles permettront par la suite d'étudier les transferts de masse et de chaleur entre la paroi et l'écoulement d'air convectif. Le débit d'évaporation correspond à la quantité de liquide injecté dans le système puis vaporisé au niveau de l'interface du poreux saturé. Il est mesuré indirectement par le débitmètre placé sur la ligne de fluide par l'intermédiaire d'un bilan de masse par compensation (cf Annexe E). Le champ de température surfacique est décrit à l'aide de la détermination du champ de luminance par thermographie infrarouge. Ce diagnostic secondaire permet de déterminer les régions de plus fort gradient de température sur une surface à iso-émissivité.

Grandeurs	Description	Unité	Méthode
J_{evap}	Taux d'évaporation	g/h	Débitmétrie Coriolis, Protocole de compensation
$L(x, y)$	Luminance de la paroi	W.m ⁻² .sr ⁻¹	Thermographie infrarouge
$C(x, z)$	Champ de	mol.L ⁻¹	Calibration FIL

	concentration 2D		
$T_g(x, z_2)$	Température en milieu gazeux	°C	Thermométrie par thermocouple

Tableau 2.5 : Grandeurs mesurées pour chaque condition expérimentale

Les deux autres grandeurs mesurées, le profil de température normal à la paroi et le champ de concentration sont des grandeurs locales. Elles permettent d'examiner spécifiquement la distribution de la stratification de vapeur et les gradients de température dans la RI. Des grandeurs secondaires, comme l'épaisseur de couche limite massique, seront introduites par la suite afin de compléter les analyses.

2.5 Conclusion

La définition d'une configuration expérimentale à partir d'un poreux saturée en liquide a permis de reproduire la configuration académique du film liquide stagnant présentée dans le Chapitre 1. Le contrôle des conditions aux limites aérodynamique est assuré par une plaque profilée placée dans un écoulement laminaire ascendant généré par une soufflerie. Les conditions aux limites thermiques sont fixées par plusieurs sources de chaleur principalement constituées d'une source radiative infrarouge et d'un préchauffage du liquide de travail par un réchauffeur. L'évaporation du liquide résultant forme une couche de vapeur analysée à partir d'un diagnostic de FIL et la température de l'écoulement est mesurée par thermocouple. Le calibrage des mesures de concentration est assuré par un dispositif spécifique, conçu pour s'adapter à une Région d'Intérêt sur la configuration expérimentale. La mise en œuvre du dispositif expérimental a permis de dégager deux configurations d'études, caractérisées par un régime de convection forcée et par un régime de convection libre. L'étude des transferts de masse et de chaleur est présentée dans le Chapitre 3. L'étude de la distribution de la vapeur à l'aide du diagnostic de FIL est menée dans le Chapitre 4, introduit par une étude préliminaire sur l'influence de la gravité responsable du régime de convection libre.

Chapitre 3

Analyse des transferts de masse et de chaleur en régime de convection forcée

En vue d'évaluer l'influence des conditions aux limites sur l'évaporation dans la configuration retenue, il est important de décrire précisément les transferts de masse et de chaleur induits par l'évaporation de n-heptane. C'est principalement l'objet de ce chapitre, pour lequel, dans un premier temps, nous rappelons de manière synthétique l'ensemble des concepts nécessaires à la compréhension des mécanismes de changement de phase en lien avec notre configuration. L'objectif est également, sur la base d'une analyse bibliographique, de sélectionner des approches de référence pertinentes pour modéliser et prédire les transferts de masse dans le cadre de notre étude en soulignant les mécanismes prépondérants. La validation de ces choix nécessitera une description fiable du champ de température surfacique de la paroi poreuse. La confrontation finale des débits évaporés mesurés et des débits prédits par corrélations, en fonction des conditions aux limites, devrait permettre d'analyser le rôle et l'importance relative d'un certain nombre de facteurs dans le cas d'une paroi poreuse saturée en liquide volatil placé dans un écoulement.

CHAPITRE 3 ANALYSE DES TRANSFERTS DE MASSE ET DE CHALEUR EN CONVECTION FORCÉE 65

3.1	LE PHÉNOMÈNE D'ÉVAPORATION	67
3.1.1	<i>Mécanismes de changement de phase</i>	67
3.1.2	<i>Caractérisation thermodynamique de l'interface liquide/vapeur</i>	67
3.1.3	<i>Caractérisation des couplages entre les différents phénomènes de transfert</i>	68
3.1.4	<i>Les différents modes de transferts de la vapeur à l'interface et dans la phase gazeuse.....</i>	70
3.1.5	<i>Influence de l'interface complexe d'un matériau poreux</i>	73
3.2	L'ÉVAPORATION CONVECTIVE	78
3.2.1	<i>Modèle empirique de Dalton.....</i>	79
3.2.2	<i>Modèle semi-empirique sur une configuration de nappe.....</i>	80
3.2.3	<i>Analogie entre les Transferts de Chaleur et de Masse (ATCM)</i>	81
3.2.4	<i>Conclusion</i>	84
3.3	ANALYSE DES TRANSFERTS THERMIQUES	86
3.3.1	<i>Étude du champ de température surfacique du matériau poreux</i>	87
3.3.2	<i>Température de surface du poreux pour chaque condition expérimentale</i>	89
3.3.3	<i>Détermination du flux radiatif effectif.....</i>	90
3.3.4	<i>Conclusions sur les transferts thermiques</i>	93
3.4	ANALYSE DES TRANSFERTS DE MASSE	93
3.4.1	<i>Analyse du débit d'évaporation en fonction des conditions expérimentales</i>	94
3.4.2	<i>Confrontation avec les modèles de prédiction</i>	95
3.4.3	<i>Origine des différences observées</i>	104
3.4.4	<i>Conclusion sur les transferts de masse.....</i>	110
3.5	CONCLUSION	111

3.1 Le phénomène d'évaporation

Avant de discuter des différentes approches qui traitent de l'évaporation d'un film liquide, il est important de rappeler les concepts physiques liés au phénomène de changement de phase. À l'aide d'une analyse graduelle, nous allons identifier progressivement les différents facteurs intervenant dans le processus d'évaporation, d'après le cas académique d'un film stagnant placé dans un écoulement d'air, jusqu'à la configuration expérimentale retenue composée d'un milieu poreux saturé, situé dans le même écoulement.

3.1.1 Mécanismes de changement de phase

L'évaporation et l'ébullition sont les deux principaux phénomènes de changement de phase entre l'état liquide et l'état gazeux, que ce soit dans les phénomènes naturels ou dans les systèmes industriels. Ces transformations physiques sont provoquées par un déséquilibre thermodynamique, modélisé par un écart de potentiel de nature chimique entre les phases liquides et gazeuses d'un corps pur. Ces processus font intervenir des transferts à la fois de masse et de chaleur.

Dans un environnement d'air à pression constante, l'ébullition relève principalement de transferts convectifs à haute température dans la phase liquide. L'évaporation induit quant à elle des transferts à l'interface de séparation entre la phase liquide et la phase gazeuse, et se produit à des températures moins élevées.

La distinction entre ces deux phénomènes est caractérisée par une température critique d'ébullition à pression constante, au-delà de laquelle la vapeur peut exister sous une forme pure. Dans le cas des températures inférieures à celle de l'ébullition, la quantité de vapeur saturée est fonction de la température de l'interface entre le liquide et le gaz. Cette température ne joue pas seulement le rôle de critère puisqu'elle résulte aussi de l'équilibre thermique local à l'interface.

Les conditions expérimentales de température et de pression réunies dans cette étude limitent le processus de changement de phase à l'évaporation et donc à des modes de transfert de masse à l'interface liquide/gaz. Notre étude se focalise principalement sur la distribution de vapeur dans la phase gazeuse, l'interface liquide/gaz correspond à une condition à la limite prédéterminée par les différents couplages physiques qu'il est nécessaire de caractériser.

3.1.2 Caractérisation thermodynamique de l'interface liquide/vapeur

L'objectif est ici d'identifier les différents aspects qui caractérisent la condition à la limite à l'interface de changement de phase vis-à-vis des transferts dans la phase gazeuse pour le cas de la configuration académique. Dans le cadre de la configuration expérimentale retenue dans ce travail, l'enjeu est de valider l'hypothèse de l'assimilation d'un film stagnant à un milieu poreux en évaluant la contribution de l'interface complexe d'un matériau poreux

saturé sur les transferts. Cette hypothèse permettra, à partir des résultats expérimentaux de généraliser les mécanismes sur la configuration académique du film liquide stagnant.

Le déséquilibre thermodynamique provoquant l'évaporation du liquide provient de la différence de saturation en vapeur entre l'interface liquide/gaz et la phase gazeuse environnante. Dans le cas d'un film liquide volatil A en présence d'un environnement composé d'air à pression atmosphérique, la pression partielle de vapeur saturée $p_{A,sat}$ à l'interface liquide/gaz (Σ) est estimée à partir d'une référence connue $\{p_{ref}, T_{ref}\}$ (l'ébullition par exemple) et la formulation de Clausius Clapeyron (en supposant un équilibre thermodynamique local) :

$$\ln\left(\frac{p_{A,sat}}{p_{ref}}\right) = \frac{L_A}{R}\left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T_\Sigma}\right) \quad (3.1)$$

où L représente la chaleur latente molaire de vaporisation et R la constante des gaz parfaits.

Le terme relatif à la chaleur latente est une fonction de la température, on préférera donc s'orienter vers une autre méthode pour déterminer la pression partielle de vapeur saturée. Il existe notamment des expressions, déterminées expérimentalement, spécifiques à un composé en particulier. L'expression de la pression partielle utilisée pour le n-heptane dans le cadre de cette étude est reportée en annexe B.

Lorsque la pression partielle de vapeur dans la phase gazeuse est différente de celle saturée de l'interface, les molécules du liquide volatil traversent l'interface et se diffusent dans la phase gazeuse afin de rétablir l'équilibre thermodynamique entre les deux phases. Le processus d'évaporation examiné dans cette étude se produit dans des conditions similaires aux Conditions Normales de Température et de Pression (CNTP) définies de la manière suivante : $P_0 = 1 \text{ atm}$ et $T_0 = 293 \text{ K}$. Ces conditions impliquent que les gradients de pression partielle de vapeur ne sont pas suffisants pour que les mécanismes liés à la théorie cinétique des gaz soient prédominant comme dans le cadre du modèle de Hertz Knudsen [71]. Les mécanismes dont il est question ici sont dominés par un mode de transfert relatif à la diffusion moléculaire à l'interface liquide/vapeur qui reste fortement couplé au transfert thermique.

3.1.3 Caractérisation des couplages entre les différents phénomènes de transfert

Dans le but de compléter l'analyse préliminaire (cf. Chapitre 1) sur la description succincte des couplages, nous allons identifier précisément la contribution des transferts de masse et de chaleur dans l'évaporation au sein de trois zones distinctes : la phase continue liquide du film, l'interface liquide/gaz et la phase continue gazeuse.

Haut *et al.* [46] ont décrit les couplages entre un film liquide sur une paroi et un écoulement gazeux à l'aide d'un modèle théorique 1D (cf. Figure 3.1). L'approche consiste à exprimer le

débit de liquide évaporé en fonction d'impédances disposées en série, celles-ci sont estimées à partir des données du problème.

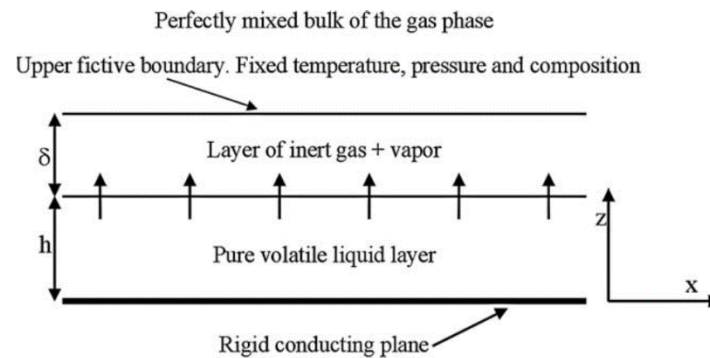


Figure 3.1 : Représentation schématique du processus d'évaporation d'après Haut et al. [46]

L'analyse de ce modèle permet de dégager trois facteurs principaux (F), chacun lié à une impédance, jouant sur l'évaporation du film dans chacune de ces trois zones.

- F1 : la capacité de la phase liquide à conduire la chaleur jusqu'à l'interface où se produit le changement de phase. Cette impédance est très largement dominée par l'épaisseur du film qui joue un rôle majeur à très forte composante thermique.
- F2 : la capacité de l'interface à favoriser la transition énergétique des molécules de l'état liquide à l'état gazeux. Ce facteur est lié aux propriétés géométriques (courbure, ligne de contact, surface d'échange, etc..) ou chimique (surfactant, liquide multiconstituant, etc..) de l'interface.
- F3 : la capacité de la phase gazeuse à assurer le transfert de masse de l'interface liquide/gaz du film jusqu'aux limites du domaine de la phase gazeuse. Ce facteur est principalement lié aux grandeurs de transfert massique de type diffusif et convectif, et par conséquent aux caractéristiques de l'écoulement gazeux.

L'analyse de ce modèle permet en particulier de montrer que le couplage entre les différents facteurs est articulé autour de la température de l'interface et de l'intensité du transfert convectif. En effet, l'équilibre entre les transferts thermiques dans la phase liquide et dans la phase gazeuse conditionne la température de l'interface de changement de phase. Cette température joue un rôle majeur dans le déséquilibre thermodynamique qui provoque la diffusion des molécules à travers l'interface liquide/gaz, de la phase liquide vers la phase gazeuse. Le transport dans la phase gazeuse entretient le déséquilibre thermodynamique en assurant l'évacuation de la vapeur produite à l'interface. La quantité de vapeur produite lors de l'évaporation consomme une grande partie du flux de chaleur provenant du film. La quantité de liquide évaporé intervient donc sur l'équilibre entre les transferts thermiques d'où le caractère endothermique de l'évaporation.

Dans le cas de notre étude, l'interface liquide/vapeur étant une condition limite connue, le premier facteur intervenant au sein de la phase condensée (ici le poreux saturé) n'est pas considéré. En revanche, l'assimilation d'un poreux saturé à un film liquide stagnant est relative au second facteur et les types de transferts de la vapeur sont relatifs au troisième

facteur. Nous allons à présent nous intéresser plus spécifiquement à chacun de ces aspects en commençant par la phase gazeuse, qui constitue le point commun entre la configuration du film stagnant et du poreux saturé.

3.1.4 Les différents modes de transferts de la vapeur à l'interface et dans la phase gazeuse

Dans nos conditions expérimentales, le mode de transfert par diffusion lors de l'évaporation a été étudié pour la première fois par Joseph Stefan [41] dans une configuration très épurée d'un liquide volatil placé dans un tube. Dans le cas qui nous intéresse, les conditions aux limites sont différentes, mais la nature des transferts massiques reste identique. Nous présenterons l'expression du flux de vapeur produit par évaporation puis introduirons le concept de l'évaporation convective dans la phase gazeuse pour le cas du film liquide stagnant placé dans un écoulement.

Mode de transfert diffusif à l'interface

Dans l'ensemble de ce travail, nous avons fait le choix d'adopter un formalisme basé sur les quantités massiques, classiquement utilisé par la communauté de la combustion. Il faut noter que l'expression relative à la quantité de liquide évaporé peut être également formalisée à l'aide de quantités molaires, mais cela implique alors certaines modifications, en particulier sur la vitesse moyenne des différentes phases suivant la nature molaire ou massique des transferts tel que discuté par Bird *et al.* [43].

Dans cette approche, on considère le problème de l'évaporation d'un film liquide d'un composé A dans un milieu gazeux B incondensable et insoluble dans A. La fraction massique de vapeur Y_A en phase vapeur dans le mélange gazeux s'écrit :

$$Y_A = \frac{\rho_{g,A}}{\rho_g} = \frac{M_A p_A}{M P_{tot}} \quad (3.2)$$

où $\rho_{g,A}$ représente la concentration massique du composé A, ρ_g la masse volumique du mélange gazeux, M_A la masse molaire de A, M la masse molaire du mélange et P_{tot} la pression totale égale à la pression atmosphérique.

La diffusion moléculaire du composé A dans un gaz B est décrite par la première loi de Fick sous sa forme massique :

$$j_A = -\rho_g D_{AB} \nabla Y_A \quad (3.3)$$

où j_A est la densité de flux massique de diffusion de l'espèce A et D_{AB} est le coefficient de diffusion de l'espèce A dans le gaz B.

Cependant, la relation de Fick ne permet pas de décrire le flux de vapeur émis par l'évaporation provenant de l'interface. En supposant que le gaz B est insoluble et incondensable dans le liquide A, le mécanisme de transfert de l'évaporation est considéré comme un processus de transfert par diffusion non équimolaire. Le gaz B ne traversant pas

l'interface liquide gaz, le mouvement d'ensemble des molécules à l'interface, induit par la diffusion de la vapeur, diffère de la relation de Fick. L'équilibre des flux à l'interface permet d'obtenir la densité de flux de vapeur $\phi_A [kg.s^{-1}.m^{-2}]$ provenant de l'interface. Cette densité de flux d'espèce s'écrit :

$$\phi_A = -\frac{\rho_g D_{AB}}{1 - Y_{A0}} \nabla Y_A \quad (3.4)$$

Ce formalisme est détaillé par Bird *et al.* [43] ainsi que Annaland [50] et repris par différents auteurs comme Machrafi *et al.* [42] et Haut *et al.* [46]. Cette relation est valable dans les CNTP définis précédemment. Elle valide le fait que la quantité de vapeur introduite dans la phase gazeuse est fortement corrélée à la fraction de vapeur saturée à l'interface, et donc de la température, ainsi qu'au gradient de fraction de vapeur lié au transfert dans le milieu gazeux. Dans le cas de la configuration académique, l'écoulement convectif est le principal acteur de ces transferts qui font l'objet d'une analogie avec les transferts de chaleur.

Mode de transfert convectif dans l'écoulement gazeux

Le mode de transfert convectif est caractérisé par le transport de propriétés du fluide par le mouvement d'ensemble des molécules dans un écoulement. Lorsque les modes de transferts sont majoritairement convectifs dans la phase gazeuse, l'Analogie entre les Transferts de Chaleur et les transferts de Masse (ATCM) [50], [70], [72] est un outil conceptuel permettant de modéliser une grande partie des transferts de quantité de mouvement, de chaleur et d'espèce impliqués dans l'évaporation d'un film liquide, en particulier lorsque les flux de chaleur et de masse ne sont pas très intenses. Cette analogie repose sur la similarité entre les lois phénoménologiques élémentaires de transport dans les domaines de l'aérodynamique (loi de Newton), de la thermique (loi de Fourier) et de la diffusion d'espèce (loi de Fick). Cette similarité s'applique aussi aux équations de transport lorsque les transferts de masse et de chaleur ne sont pas couplés entre eux. Cette hypothèse revient à négliger les effets Soret (thermo-diffusion) et Dufour, ces deux effets se manifestent plutôt dans les transferts à l'intérieur des milieux poreux [73].

La configuration relative à l'ATCM correspond à une configuration académique composée d'un film stagnant placé dans un écoulement tangentiel (cf. Figure 3.2). Au niveau de l'interface entre le film liquide et l'écoulement gazeux, on définit la fraction massique saturée de vapeur $Y_{A,\Sigma}$, la température T_Σ et la vitesse longitudinale U_Σ nulle dans le cas d'une condition de non-glissement.

L'interaction entre l'écoulement pariétal et le film se manifeste par la génération de trois couches limites, aérodynamique δ_a , thermique δ_{th} et massique δ_m , qui se développent à partir du bord d'attaque localisé en $z_w = 0$. La similarité entre les transferts thermiques et les transferts de masse permet de proposer un parallèle simple entre l'évolution des couches limites thermique et massique, ainsi qu'entre le champ de température et la distribution de concentration d'espèce A. L'estimation des transferts de masse et de chaleur se fait à travers

les couches limites δ_m et δ_{th} par l'intermédiaire des coefficients d'échange thermique h_{th} et massique h_m .

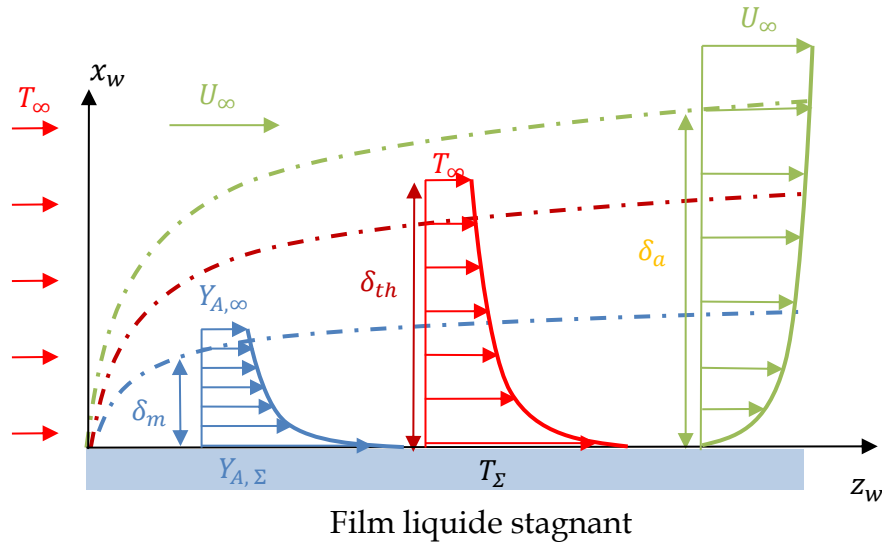


Figure 3.2 : Représentation schématique bidimensionnelle de l'évaporation d'un film stagnant dans un écoulement tangentiel, dans un repère $(O, \vec{x}_w, \vec{z}_w)$

L'ATCM permet de déterminer ces coefficients à partir de nombres adimensionnels, dépendant des données du problème, tels que les nombres de Nusselt et de Sherwood, définis comme des coefficients adimensionnels de transfert de chaleur et de masse :

$$Nu = \frac{h_{th}L}{\alpha} \text{ et } Sh = \frac{h_m L}{D_{AB}} \quad (3.5)$$

où L est une dimension caractéristique et α le coefficient de diffusivité thermique.

L'expression du flux de masse ϕ_A dans la phase gazeuse s'écrit :

$$\phi_A = h_m(\rho_{A,\Sigma} - \rho_\infty) \quad (3.6)$$

où h_m est le coefficient d'échange massique, $\rho_{A,\Sigma}$ [$g \cdot m^{-3}$] est la concentration massique saturée de vapeur A à l'interface liquide/gaz et ρ_∞ [$g \cdot m^{-3}$] la concentration massique initiale de vapeur A dans l'air incident. À l'aide d'un bilan des flux massiques à l'interface, il est possible d'écrire dans la couche de vapeur créée par l'évaporation :

$$h_m = - \frac{\rho_g D_{AB} \left. \frac{\partial Y_A}{\partial x} \right|_{x=0}}{(\rho_{A,\Sigma} - \rho_{A,\infty})} \quad (3.7)$$

Cette relation montre que le coefficient d'échange h_m dépend fortement de la température de l'interface par l'intermédiaire des grandeurs ρ et Y .

Le coefficient de transfert de masse h_m est homogène à une vitesse, introduisant ainsi une composante de vitesse normale à l'interface. Le flux de masse est communément appelé flux

de Stephan notamment dans les développements numériques (Iafrate [19]), et peut s'écrire sous la forme :

$$\phi_A = \rho_{A,\Sigma} v_{steph} \quad (3.8)$$

où v_{steph} [$m \cdot s^{-1}$] correspond à la vitesse de Stéphan aussi appelé vitesse de soufflage. Cette vitesse correspond à la vitesse moyenne de l'écoulement à l'interface (Σ). Il est intéressant de noter que dans le cas où le film liquide s'évapore dans de l'air pur, le coefficient h_m est égal à la vitesse de Stéphan. Le mécanisme de transport lié à cette vitesse normale à l'interface rentre en compétition avec le transfert convectif tangentiel dû à l'écoulement dans la couche limite massique.

Nous avons vu dans cette partie que le transport de vapeur était localisé au niveau de l'interface liquide/gaz caractérisée par un mécanisme de diffusion non-équimolaire. Dans la phase gazeuse, l'Analogie entre les Transferts de Chaleur et de Masse permet d'apporter une description phénoménologique des mécanismes de transfert par convection. Suivant la position dans l'écoulement, il existe ainsi une compétition entre le mode de transfert diffusif de l'interface et le mode de transfert convectif de l'écoulement. L'analyse a révélé que la vitesse de soufflage induite par l'évaporation et la température sont des facteurs ayant une importance sur l'ensemble du processus d'évaporation du film stagnant. Dans l'ATCM, l'influence de cette vitesse est négligée ainsi que celle de la gravité, mais relèvent de problématiques pertinentes dans notre étude, elles feront l'objet d'une analyse approfondie à partir des résultats de mesure. Il faut à présent étudier l'impact du degré de complexité supplémentaire apporté par la présence d'un milieu poreux saturé en lieu et place du film stagnant.

3.1.5 Influence de l'interface complexe d'un matériau poreux

Afin de garantir un contrôle total sur l'interface liquide/vapeur, la démarche expérimentale consiste à assimiler un film liquide stagnant à un poreux saturé en liquide. Dans cette partie, nous cherchons à dégager les principaux aspects qui différencient la configuration académique (film stagnant) et la configuration expérimentale traitant du poreux saturé en liquide. L'objectif est de déterminer le facteur prédominant qui caractérise cette différence dans le but d'évaluer spécifiquement sa contribution au regard des résultats de mesure.

Il est possible de trouver dans la littérature des exemples d'utilisation d'un matériau poreux pour l'injection de fluides. Le terme transpiration désigne le processus thermique de refroidissement par évaporation qui se produit à une échelle macroscopique lorsqu'un poreux est partiellement ou totalement saturé en liquide. L'étude de la transpiration d'un liquide volatil à partir d'une matrice poreuse relève souvent d'applications dans le domaine du séchage ou encore du refroidissement par effusion [48]. Une étude de Càceres Salazar [74] décrit le séchage comme étant un processus fortement couplé aux caractéristiques du matériau poreux et du liquide, ainsi qu'aux effets physico-chimiques liés au contact entre ces derniers. Les transferts dans la matrice poreuse sont aussi très dépendants de la saturation en

liquide dans la porosité ouverte du matériau puisque la saturation en liquide est le principal responsable de la courbure d'interface dans un pore à la frontière du matériau. En considérant que le liquide est parfaitement mouillant (remplissant l'intégralité d'un pore ouvert), deux aspects (a,b) se dégagent principalement.

- a. Les caractéristiques intrinsèques du poreux ont une influence sur le coefficient d'échange massique à la frontière du matériau. La caractéristique principale est la porosité, qui est définie par le rapport du volume de vide V_0 sur le volume total du matériau V_{tot} . Les paramètres intrinsèques d'ordres secondaires sont la tortuosité τ , définie comme le rapport entre le trajet effectif d'une particule et le trajet géométrique le plus court et la constrictivité κ définie comme le resserrement du trajet de la particule.
- b. Les effets capillaires provenant de la courbure d'interface locale, dans chacun des pores ont des effets sur l'équilibre thermodynamique de l'interface Σ . La taille typique des pores joue un rôle sur la courbure moyenne rencontrée à la surface d'un poreux saturé.

Il est nécessaire d'évaluer l'influence de chacun de ces phénomènes afin d'appréhender les différences entre un film stagnant et un poreux saturé en liquide, du point de vue du changement de phase.

Impact des caractéristiques du matériau poreux

L'influence des caractéristiques du poreux sur le débit d'évaporation est modélisée à l'aide d'une modification du coefficient de diffusion moléculaire D_{AB} pour devenir un coefficient de diffusion effectif D_{eff} . Beyhaghi *et al.* [75] ont proposé une liste non exhaustive de modèles très généraux qui dépendent de nombreux paramètres dynamiques et constitutifs. La plupart traitent essentiellement des matériaux partiellement saturés, privilégiant des facteurs liés à des mécanismes capillaires internes au matériau. Dans le cas d'un poreux saturé, il est plus pertinent de choisir la version la plus épurée de ces modèles qui s'écrit de façon à pondérer le coefficient de diffusion moléculaire par un coefficient de diffusibilité Q relatif aux propriétés intrinsèques du matériau : $D_{eff} = Q D_{AB}$ [52],[76].

Dans notre étude, nous avons choisi de considérer l'influence potentielle des propriétés intrinsèques du matériau via un coefficient de diffusibilité Q égal à la porosité ε . Cette hypothèse, qui a été retenue pour les études privilégiant les transferts dans la phase gazeuse [48],[77], repose sur le fait que le rapport volumique qui définit la porosité est égal à un rapport surfacique. La taille des pores n'est pas un facteur déterminant sur la surface effective d'évaporation puisqu'elle peut être compensée par la faible densité de pore débouchant.

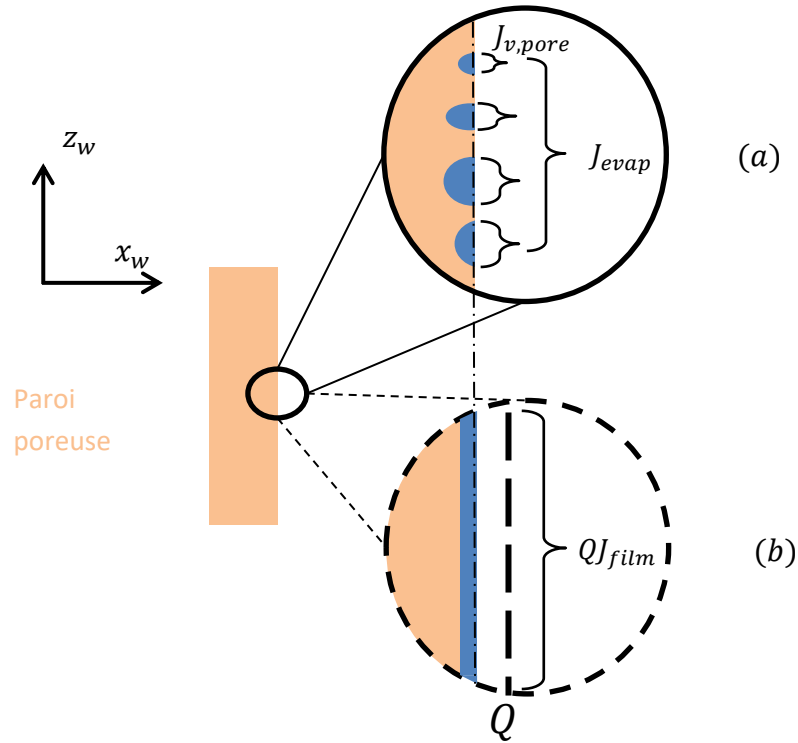


Figure 3.3 : Analogie entre la transpiration du liquide (a) et l'évaporation d'un film (b) corrigé par un terme de diffusibilité Q

On peut s'interroger alors sur l'impact de cette hypothèse sur l'interprétation des résultats de mesure sur un poreux transpirant par rapport à la configuration académique constituée du film liquide. La Figure 3.3 illustre l'analogie qui permet d'obtenir la condition à la limite massique du débit d'évaporation surfacique ϕ_A à l'interface Σ . Le débit d'évaporation globale dans le cas de la transpiration du liquide correspond à la somme des débits d'évaporation locaux relatifs à chacun des pores débouchant :

$$J_{evap} = \phi_A S = \sum_{pores} J_{v,pore} \quad (3.9)$$

Le débit d'évaporation globale dans le cas d'un film liquide serait alors pondéré par la diffusibilité Q sous la forme :

$$J_{evap} = Q J_{film} \quad (3.10)$$

Il reste maintenant à s'interroger sur la prise en compte de l'impact dû à la courbure de l'interface sur le coefficient d'échange massique.

Impact des effets capillaires

La courbure de l'interface liquide/vapeur au niveau des pores peut influencer l'état de l'équilibre thermodynamique. Ces courbures dépendent principalement de la tension de surface du liquide, de la taille des pores et de la taille caractéristique des irrégularités de surface. La forme de la courbure de l'interface induit une différence de pression ΔP de part et d'autre de la frontière liquide/gaz, par des effets capillaires modélisés par la loi de Laplace :

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3.11)$$

où σ est la tension superficielle du liquide à température donnée, R_1 et R_2 sont respectivement deux rayons de courbure caractéristiques du ménisque dans le pore. La différence de pression introduit un décalage entre la pression de vapeur réelle dans le gaz à l'interface liquide vapeur $p_{v,\Sigma}$ et la pression de vapeur saturante $p_{v,sat}$. La conjugaison de la loi de Laplace avec une égalité des potentiels chimiques aboutie à la loi de Kelvin qui décrit l'influence de la courbure de l'interface sur la pression de vapeur $p_{v,\Sigma}$:

$$\ln(\varphi) = \ln\left(\frac{p_{v,\Sigma}}{p_{v,sat}(T)}\right) = -\frac{2\sigma M}{R_c \rho_l RT} \quad (3.12)$$

où M est la masse molaire du liquide, T la température d'interface, ρ_l la masse volumique du liquide et R_c le rayon capillaire moyen. Le rapport $\varphi = p_{v,\Sigma} / p_{v,sat}$ correspond au taux de saturation de vapeur. Expérimentalement, ce rapport s'exprime à l'aide des isothermes de sorption [51].

Dans les parties précédentes, le rôle de la gravité n'a pas été considéré. Pourtant, dans le cas où un poreux vertical chargé de liquide, il est nécessaire de considérer le rôle de la gravité du point de vue du potentiel d'écoulement du liquide. Plusieurs cas sont alors possibles en fonction du degré de saturation du poreux en liquide. La Figure 3.4 illustre le comportement de l'interface liquide/gaz pour différentes valeurs de saturation d'un poreux parfaitement lisse.

- Cas A : Lorsque le milieu poreux est peu saturé en liquide, la courbure de l'interface liquide induit une forte différence de pression à l'interface liquide/gaz. La pression partielle de vapeur $p_{v,\Sigma}$ est fortement impactée par la courbure ; elle est alors moins élevée que pour dans le cas d'une interface plane.
- Cas B : Si le milieu poreux est quasiment saturé en liquide, la courbure de l'interface a peu d'impact sur la pression partielle de vapeur $p_{v,\Sigma}$.
- Cas C : Quand le milieu poreux est parfaitement saturé en liquide, la relation $p_{v,\Sigma} = p_{v,sat}$ est valide. Dans le cas d'un liquide parfaitement mouillant, cette configuration correspond à la limite juste avant que le liquide ne s'écoule sur la paroi (Cas D₂).

- Cas D_1 : Si le liquide n'est pas parfaitement mouillant, il existe une pression limite pour laquelle l'écoulement du liquide sur la paroi est provoqué. Le milieu poreux est complètement saturé et la pression dans le liquide est supérieure à celle du gaz.
- Cas D_2 : Lorsque le liquide est parfaitement mouillant, le liquide s'écoule sur la paroi sous l'effet de la gravité et il n'y a pas d'effet de courbure d'interface au niveau des pores.

En considérant que le liquide est injecté en amont du poreux, la rugosité joue un rôle secondaire puisque les effets capillaires dus aux courbures qui se forment sur les aspérités de surface n'interviennent véritablement que dans le cas D_2 .

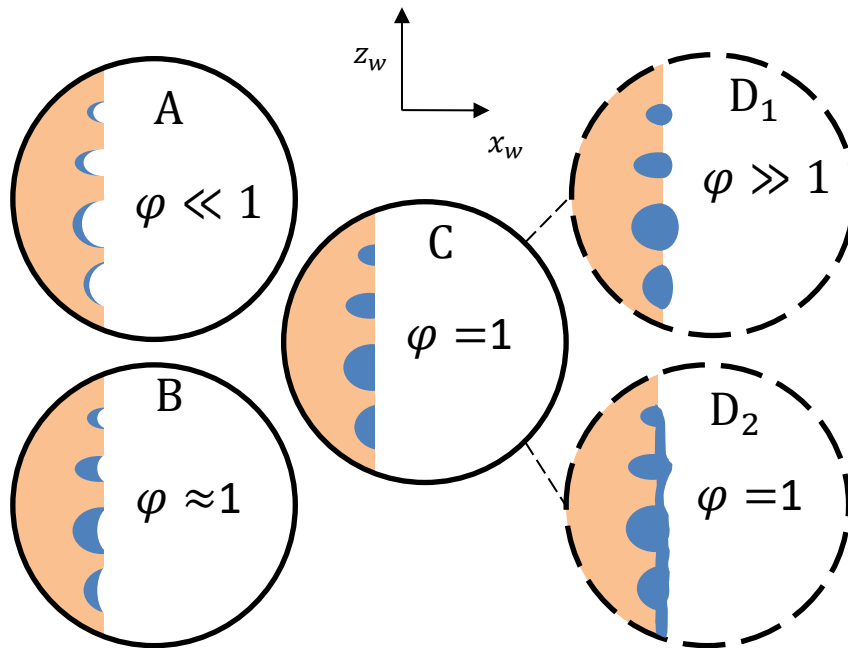


Figure 3.4 : Valeur du taux de saturation en vapeur pour différentes saturations en liquide du milieu poreux. La direction du champ de gravité \vec{g} est orientée dans le sens opposé à \vec{z}_w

Dans le cas de la configuration expérimentale, la méthode d'injection et le protocole de compensation (cf. Annexe E) permettent d'assurer dans une certaine mesure que le poreux est saturé selon le cas C. L'impact des effets capillaires sur la pression de vapeur partielle $p_{v,\Sigma}$ peut donc, être négligé ainsi que ceux liés aux effets de la rugosité.

En résumé, la formulation de la condition à la limite massique à la paroi qui prend en compte la diffusibilité s'écrit :

$$\phi_m = -Q \frac{\rho_g D_{AB}}{1 - Y_{A0}} \nabla Y_A = Q h_m (\omega_{v,\Sigma} - \omega_{v,\infty}) \quad (3.13)$$

Cette relation est valable pour des valeurs de taux de saturation ϕ proche de 1 (saturation totale du milieu poreux) où la valeur du coefficient de diffusibilité Q est égale à la porosité ε . La pondération par la porosité du milieu représente finalement une surface d'échange

effective pour laquelle on suppose que le rapport volumétrique de la porosité est similaire à un rapport de surface d'échange. La paroi poreuse est donc raisonnablement assimilable à un film liquide stagnant du point de vue des transferts interfaciaux dans la phase gazeuse, la condition aux limites à l'interface liquide/gaz étant simplement pondérée par une caractéristique surfacique. Cette hypothèse sera rediscutée au regard des analyses sur les résultats de mesure de débit d'évaporation.

3.2 L'évaporation convective

Dans les parties précédentes, nous avons rappelé les concepts essentiels liés aux différents mécanismes de l'évaporation d'un film liquide. Afin d'analyser l'influence des conditions expérimentales de température d'interface liquide/gaz et de la vitesse de l'écoulement sur le débit d'évaporation, nous avons caractérisé la condition limite que représente la surface du poreux saturé, en fonction des modes de transfert et de la nature de l'interface. De plus, nous avons identifié un certain nombre de facteurs pouvant jouer un rôle sur le débit évaporé comme la vitesse de soufflage, la gravité ainsi que l'assimilation d'un film stagnant à un poreux saturé.

Pour enrichir l'analyse des mesures réalisées sur le dispositif expérimental, nous allons examiner un certain nombre de travaux traitant de l'influence de ces facteurs. Dans les environnements à Condition Normal de Température et de Pression (Pression et température ambiante), on peut recenser (de façon non exhaustive) de nombreuses applications dans lesquelles interviennent les problématiques de transfert de masse et de chaleur dans des conditions similaires à celles définies dans cette étude. Il s'agit par exemple :

- de refroidissement et la protection thermique par film d'alcool [48] ou d'eau [78],
- de séchage de matériaux avec une approche expérimentale [52] ou numérique [79],
- de l'évaporation de bassin avec une approche expérimentale [80], [81],
- de l'évaporation de nappe de liquide provenant d'accident de conditionnement [47]
- d'évaporateurs et de systèmes de refroidissement en microgravité [42], [46].

De manière générale, ces études centrées sur l'évaporation d'un film liquide dans un écoulement de couche limite laminaire ont été abordées par trois approches différentes.

- Des corrélations empiriques sont établies à partir de données expérimentales : c'est le cas des études sur l'évaporation de l'eau en bassin dans des configurations de type « wind tunnel » [80], [81]. Ces corrélations sont basées sur l'équation de Dalton [82].
- Des corrélations semi-empiriques décrivent l'évaporation de nappe de fluide organique sous l'influence de conditions de vent dans des configurations d'accident de conditionnement dont une revue bibliographique est présentée par Forestier [47].
- Des corrélations théoriques dont les formulations sont déterminées de la résolution des équations de Prandtl [43], [72], [83], [84] sur la base d'une Analogie entre les Transferts de Chaleur et les transferts de Masse (ATCM) avec un certain nombre de formulations dérivées.

L'objectif est donc maintenant de mieux comprendre chacune de ces approches pour être en mesure de dégager les facteurs physiques qui sont privilégiés dans la modélisation et les aspects qui en sont écartés. Les plages de température ciblées correspondent à des températures comprises entre la température ambiante et la température d'ébullition et pour un régime d'écoulement laminaire. Les effets du champ de gravité ne sont pas considérés dans les régimes de convection forcée.

3.2.1 Modèle empirique de Dalton

Les modèles empiriques pour déterminer la quantité d'eau qui s'évapore d'un bassin d'eau sous influence du vent ont été constitués à partir du modèle de Dalton repris par Carlier [82]. Le positionnement du problème est illustré sur la Figure 3.5. La configuration usuelle correspond à un bassin rempli d'eau stagnante, dont les dimensions sont de l'ordre de bassin de rétention (de 1 m² jusqu'à des surfaces type de bassin olympique). La surface du liquide est balayée par des écoulements d'air laminaire ou turbulent contrôlés, de vitesse proche de celle de vent atmosphérique (de 0 à 10 m/s).

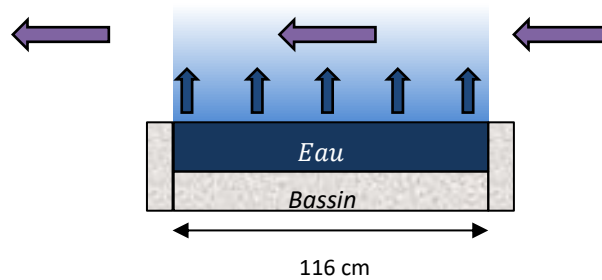


Figure 3.5 : Positionnement du problème pour l'évaporation d'eau d'un bassin (Tang et al. [85])

Parmi les multiples formes récentes inspirées de l'équation de Dalton, la corrélation empirique de Tang *et al.*[85] est celle-là plus proche de notre cas d'étude en termes de vitesse d'écoulement :

$$\phi_m = 3600 \times \frac{(0.2253 + 0.24644 u)(p_{vs} - \varphi p_{vs,\infty})^{0.82}}{L_v} \quad (3.14)$$

où ϕ_m est le Flux de liquide évaporé [$kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$], p_{vs} la pression de vapeur saturante [Pa], φ l'humidité de l'air, u la vitesse du vent [$m \cdot s^{-1}$] et L_v la chaleur latente de vaporisation [$J \cdot kg^{-1}$].

Cette relation est définie pour des vitesses d'air de l'ordre de 1 m/s à température ambiante et pression atmosphérique. Cette approche prend en compte l'influence de la vitesse de l'écoulement u , de la fraction saturée de vapeur à l'interface ainsi que de la chaleur latente. En revanche, la nature de l'espèce volatile, les propriétés de la phase gazeuse et les caractéristiques de transfert ne sont pas retenues en raison du domaine d'application (évaporation de l'eau en conditionnement par bassin). Les grandeurs relatives à la géométrie

de la configuration (autre que sa surface totale) ne sont pas non plus considérées, car les surfaces d'échange sont très importantes par rapport aux épaisseurs des couches limites.

L'intérêt principal de cette corrélation est sa simplicité, basé sur les caractéristiques essentielles du changement de phase. Elle risque néanmoins d'être phénoménologiquement la plus éloignée de notre configuration en négligeant l'impact de la température d'interface liquide/vapeur.

3.2.2 Modèle semi-empirique sur une configuration de nappe

Dans un contexte d'accident de conditionnement de liquide volatil suite à la rupture d'un stockage industriel, Forestier [47] a établi une revue des corrélations permettant d'obtenir la quantité de liquide vaporisée. La configuration considérée est similaire à celle présentée précédemment du point de vue de la géométrie. Le degré de complexité supplémentaire repose sur la considération des caractéristiques diffusives de l'espèce considérée. Dans ce cas, le modèle le plus adapté est celui de Hummel *et al.* [86] car il a été établi à l'aide d'une importante base de données [87] dans des conditions expérimentales similaires à celle de notre propre configuration. Cette corrélation, qui recalcule le coefficient de diffusion moléculaire à partir de l'équation de Chapman-Cowling [88], adapte la prédiction de débit d'évaporation à la nature volatile du liquide.

$$\phi_m = \frac{8.79 \times 10^{-4} M^{0.833}}{T^{0.05}} \frac{p_{vs}}{1.013 \times 10^5} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{29} \right)^{0.25} \times \sqrt{\frac{u}{l \times \frac{P}{1.013 \times 10^5}}} \quad (3.15)$$

où ϕ_m représente le flux de liquide évaporé ($kg.s^{-1}.m^{-2}$), M la masse molaire du mélange ($g.mol^{-1}$), l la longueur caractéristique de la nappe (m), p_{vs} la pression de vapeur saturante (Pa), T la température de l'air (K), u la vitesse du vent ($m.s^{-1}$), u la vitesse du vent ($m.s^{-1}$) et P la pression ambiante (Pa).

Cette corrélation est définie pour des vitesses comprises entre 0.3 et 1 m/s des températures d'environnement comprises entre 4°C et 48°C et pour des surfaces d'échange de 0.2 à 1 m^2 . Cependant, elle ne prend pas en compte le développement des couches limites aérodynamique, thermique et massique à la surface de la nappe. L'impact des couplages entre les transferts n'est pas considéré dans cette approche étant donné les faibles gradients thermiques dans les configurations d'accident de conditionnement. Si dans les problématiques de sécurité cette démarche est tout à fait cohérente (volonté de minimiser les risques), elle est associée à une simplification des mécanismes d'échange qui tendent à surestimer le flux de liquide évaporé. De plus, le développement des couches limites liées aux différents types de transfert (aérodynamique, thermique et massique) peut conduire à des disparités de flux locaux, aspects également négligés dans cette approche.

Cette corrélation est néanmoins un outil permettant d'évaluer l'impact des caractéristiques du fluide sur son évaporation et sa comparaison avec les résultats expérimentaux permettra d'estimer l'ampleur de la surestimation des flux évaporés.

3.2.3 Analogie entre les Transferts de Chaleur et de Masse (ATCM)

L'ATCM repose sur la détermination des différents flux et des champs scalaires à partir des trois équations couplées de conservation de quantité de mouvement, d'énergie et d'espèce dans la configuration du film stagnant placé dans un écoulement laminaire. Dans cette approche, une première méthode différentielle repose sur la résolution analytique directe des équations et une seconde méthode sur une résolution indirecte de type intégrale. La mise en application de ces deux méthodes est facilitée lorsque les conditions aux limites de température à l'interface de changement de phase sont de type Dirichlet (température de surface constante) ou Neumann (flux constant). La condition limite de concentration d'espèce étant liée directement à la température d'interface par la loi de Clapeyron, une condition de type Dirichlet est privilégiée. La solution différentielle est mathématiquement exacte et calculée numériquement. En revanche, son application est circonscrite à une configuration pour laquelle où les trois couches limites se développent à partir du même bord d'attaque.

L'avantage de la méthode intégrale provient de la liberté offerte par l'approximation du calcul dans la formulation intégrale du problème à l'intérieur des couches limites. Cette dernière méthode permet en particulier de modifier la condition limite à l'interface et de retrouver ainsi la configuration académique qui nous intéresse (cf. Section 1.4.4) : une couche limite aérodynamique prenant naissance au niveau du bord d'attaque d'une plaque et des couches limites massiques et thermiques se développant à partir d'un point défini en aval de l'écoulement. Examinons ces éléments de façon un peu plus détaillée.

La méthode différentielle

Dans le cas de faibles taux d'évaporation, une analogie simple entre les transferts thermiques et massiques est utilisée (ATCM). La méthode de résolution différentielle est donc limitée à la configuration dans laquelle les couches limites se développent à partir du même bord d'attaque. Cette limitation repose sur la nature auto similaire de la solution aux équations de couche limite de Prandtl [49]. Lorsque les transferts sont plus intenses, Bird *et al.*[43] proposent une résolution plus générale prenant en compte l'influence de la vitesse de soufflage (3.8). La configuration de Bird *et al.* est illustrée Figure 3.6 pour laquelle une espèce A s'évapore dans un écoulement composé d'une espèce B non condensable. La couche limite massique (boundary layer) est donc un mélange gazeux constitué des deux espèces dont la proportion évolue en fonction de la position. La composition exceptée, les propriétés du mélange sont cependant supposées constantes. Sur cette figure est schématisé le profil d'une isovaleur de la grandeur adimensionnelle Π , qui représente la vitesse longitudinale Π_v , la température Π_T ou la fraction de vapeur Π_{AB} . La vitesse de soufflage v_{y0} est aussi représentée pour souligner sa décroissance à l'aval du bord d'attaque de la plaque.

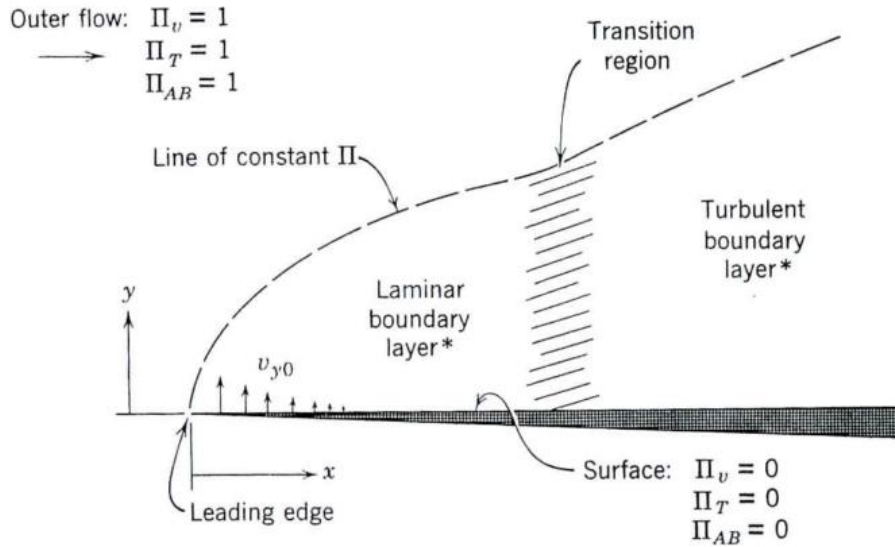


Figure 3.6 : Positionnement du problème d'après Bird et al.[43]

La résolution proposée par Bird *et al.*[43] permet de déterminer le débit d'évaporation à partir du calcul itératif d'un nombre adimensionnel K qui s'écrit :

$$K = \frac{\rho_0 v_{y0}(x)}{\rho v_\infty} \sqrt{2 \frac{v_\infty x}{\nu}} \quad (3.16)$$

où ρ_0 et ρ [$g \cdot m^{-3}$] sont respectivement les masses volumiques du mélange gazeux à la paroi et dans l'écoulement incident, v_∞ [$m \cdot s^{-1}$] la vitesse de l'écoulement incident, K le flux d'évaporation adimensionnelle et ν [$m^2 \cdot s^{-1}$] la viscosité cinématique du mélange supposé constant.

Le flux de liquide évaporé peut donc s'écrire :

$$\phi_m = \rho_0 v_{y0}(x) = K \rho v_\infty \sqrt{\frac{\nu}{2 v_\infty x}} \quad (3.17)$$

De manière similaire à notre étude, l'hypothèse sur des transferts de masse à l'interface limités par la diffusion conduit à considérer K comme une constante du problème, qui peut s'exprimer par une formulation dépendante des conditions aux limites (non explicitée ici). Ce flux d'espèce, qui n'est pas homogène sur l'ensemble de la surface, dépend aussi fortement des conditions expérimentales, dont la température ou la diffusivité de l'espèce dans l'air.

Cette méthode différentielle permet donc de prendre en compte les conditions expérimentales aérodynamiques et thermiques ainsi qu'une vitesse de soufflage. Il est cependant impossible d'évaluer l'impact d'un décalage entre le point de développement de ces couches limites.

La méthode intégrale de Karman/Pohlhausen

Une résolution partiellement intégrale des champs de vitesse, de température et de concentration d'espèce dans les trois couches limites aérodynamique δ_a , thermique δ_{th} et massique δ_m par la méthode de Karman/Pohlhausen explicitée par Padet [89]. Le principal intérêt de l'approche intégrale est la possibilité de considérer un décalage entre le point de développement des différentes couches limites d'une distance z_1 . La configuration académique que nous allons considérer dans ce travail (cf. Figure 3.7) peut être envisagée avec cette méthode. Cependant cette possibilité se fait sans la contribution de la vitesse de soufflage comme précédemment.

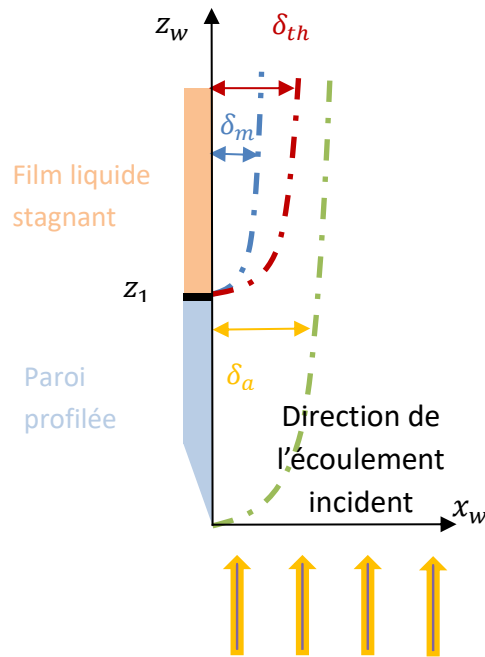


Figure 3.7 : Configuration académique et positionnement de la hauteur z_1

Les coefficients d'échange thermique $h_{z,th}$ et d'espèce $h_{z,m}$ sont déterminés à partir des nombres de Nusselt Nu et de Sherwood Sh :

$$Nu_z = \frac{h_{z,th}z}{\alpha} = \frac{0.332 Re_z^{1/2} Pr^{1/3}}{\left[1 - (z_1/z)^4\right]^{1/3}} \quad (3.18)$$

et

$$Sh_z = \frac{h_{z,m}z}{D_v} = \frac{0.332 Re_z^{1/2} Sc^{1/3}}{\left[1 - (z_1/z)^4\right]^{1/3}} \quad (3.19)$$

Et l'expression du flux de liquide évaporé s'écrit :

$$\phi_m(z) = h_{z,m}(\rho_\Sigma - \rho_\infty) \quad (3.20)$$

dans laquelle Sh_z est le nombre de Sherwood local, $h_{z,m}$ le coefficient d'échange massique [$m \cdot s^{-1}$], Re_z le nombre de Reynolds local (zU_∞/ν), Sc le nombre de Schmidt (ν/D_v), D_v le coefficient de diffusion moléculaire de la vapeur dans l'air [$m^2 \cdot s^{-1}$], z_1 l'ordonnée à partir du bord inférieur du poreux [m], ϕ_m le flux de liquide évaporé [$kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$], ρ_Σ la concentration massique de vapeur à l'interface Σ [$kg \cdot m^{-3}$] et ρ_∞ la concentration massique de vapeur à l'interface Σ [$kg \cdot m^{-3}$].

Tout comme pour la méthode différentielle, les densités de flux de chaleur et d'espèce émises ne sont pas homogènes le long de la paroi en raison du développement progressif des couches limites. Le coefficient d'échange d'espèce $h_{z,m}$ dépend de l'altitude z et de la position z_1 , des caractéristiques de l'écoulement par le nombre de Reynolds local et des propriétés du mélange, supposées homogènes, par le nombre de Schmidt. Comme pour la méthode différentielle, la contribution des effets de flottabilité dus à la présence d'un champ de gravité est négligée. Nous verrons dans le Chapitre 4 que cette hypothèse trouve effectivement sa limite à faible vitesse à cause de l'existence d'un régime de convection libre descendant.

3.2.4 Conclusion

Les différentes approches permettant de calculer le flux de liquide évaporé ont été exposées dans cette partie. Elles présentent des différences à examiner au regard de leur intérêt pour la configuration expérimentale que nous avons étudié.

Le Tableau 3.1 récapitule l'ensemble des analyses préliminaires desquelles ressorts les points suivants.

- L'approche choisie par Tang *et al.* [85] privilégie la simplicité de la formulation du changement de phase de l'eau. Ce choix se fait au détriment du couplage entre les trois aspects aérodynamique, thermique et massique et des disparités de flux thermique et massique sur la totalité de la surface d'échange.
- Les approches privilégiées dans l'évaporation de nappe de liquide (configuration de type « wind tunnel ») prennent en compte les aspects thermodynamiques et les caractéristiques diffusives de l'espèce considérée. Cette approche justifiée dans le domaine de sécurité a tendance à surestimer le débit réel d'espèce évaporée, car elle néglige les effets de l'épaisseur de couche de vapeur (surestimation du gradient massique).
- La méthode différentielle généralisée de Bird *et al.* [43] est la seule qui prend en compte la condition limite d'une vitesse de soufflage normale à la paroi. Les gradients de propriétés dus aux fortes concentrations sont en revanche négligés, et le

décalage géométrique entre les trois couches aux limites aérodynamiques, thermiques et massiques ne peut être considéré.

- La méthode de résolution approchée de Karman-Pohlhausen est la seule corrélation capable de prendre en compte la configuration géométrique de notre étude. Elle permet de déterminer à la fois les flux et les champs scalaires liés à l'évaporation. Néanmoins, la condition limite de vitesse de soufflage normale à la paroi est absente de la résolution.

Auteurs Configuration	Approche développée	Avantages par rapport à notre étude	Difficultés par rapport à notre étude
Tang <i>et al.</i> [85] Évaporation de l'eau d'un bassin	Empirique Expérimental Inspirée de Dalton[82]	Formulation adaptée à la plage de vitesse	Déterminée pour l'eau en bassin. + Pas de couplage avec l'aérothermique
Hummel <i>et al.</i> [86] Évaporation de liquide volatil de type « wind tunnel »	Semi-empirique Équation de transport d'espèce + Chapman-Cowling[88]	Formulation polyvalente + Importante base de données[86], [87], [90]	Surestimation du débit + Pas de couplage avec l'aérothermique
Bird <i>et al.</i> [43] Plaque plane perméable	ATCM généralisé Forme différentielle	Couplage avec l'aérothermique + prise en compte de la vitesse de soufflage	Pas de décalage géométrique en z_1 + propriétés du mélange homogène.
Karman/Pohlhausen[72] Plaque plane perméable avec décalage géométrique	ATCM Forme intégrale	Couplage avec l'aérothermique + prise en compte du décalage en z_1	Pas de vitesse de soufflage + propriétés du mélange homogène

Tableau 3.1 : Récapitulatif des modèles sélectionnés d'évaporation convective et intérêt pour notre étude

Même si des différences significatives ont été relevées dans ce tableau, les différentes approches sélectionnées vont permettre d'apporter des points de comparaison avec les données expérimentales et donner des éléments sur la compréhension du phénomène d'évaporation. Globalement, nous allons chercher à savoir si les mécanismes de transfert examinés expérimentalement sur le poreux saturés sont représentatifs de la vaporisation

d'un film stagnant. De même, la comparaison de ces différentes approches peut nous permettre de répondre à plusieurs questions relatives au mécanisme étudié.

1. Est-il possible d'évaluer le débit d'évaporation à partir d'un nombre limité de paramètres physiques déterminés par une approche purement empirique ?
2. Qu'apporte le degré supplémentaire de complexité obtenu avec les modèles liés aux équations de transport ?
3. Qu'elle est la contribution de la vitesse de soufflage par rapport approches standards ? Ce facteur apporte-t-il une correction pertinente et suffisante au regard des hypothèses relatives aux approches de l'ATCM ?
4. Quel est l'impact du décalage géométrique entre les couches limites sur les flux évaporés ? Quelle est son importance relative sur les transferts au regard de la vitesse de soufflage ?

Si aucune des approches sélectionnées ne permet de décrire précisément l'ensemble des mécanismes relevant de notre configuration expérimentale, nous attendons cependant beaucoup de la confrontation des flux évaporés prédits avec les résultats de mesures.

Une hypothèse commune très forte est supposée dans toutes ces approches : l'homogénéité de la condition de saturation en vapeur. Cette hypothèse implique aussi, en l'absence d'effet Kelvin, une uniformité de la température de l'interface liquide/vapeur. En réalité, les fortes variations des coefficients d'échange locaux proches du point de développement des couches limites peuvent engendrer des différences notables de température. Avant de conduire l'analyse des mesures de débit d'évaporation et de leur confrontation avec les modèles, il apparaît donc nécessaire d'évaluer la pertinence de l'assertion liée à l'uniformité de la température sur la surface du poreux dans la partie suivante.

3.3 Analyse des transferts thermiques

Les deux approches liées à l'ATCM montrent que les flux locaux de vapeur dépendent fortement de la région observée, principalement due au développement progressif de la couche limite massique. Ces disparités de flux engendrent par conséquent un flux thermique latent local variant avec la position sur le poreux ainsi que des disparités de température sur la surface du poreux. Cette disparité de température a pour conséquence une distribution non homogène de la fraction saturée de vapeur. Or, une des hypothèses principales de la mise en application des corrélations précédemment retenue est l'uniformité de la fraction de vapeur saturée. Pour assurer la pertinence de la confrontation entre mesures et modèles, il est donc nécessaire d'évaluer l'importance de ces disparités de fraction de vapeur saturée par l'intermédiaire d'une analyse sur les disparités de température.

La place de l'analyse des transferts thermiques s'inscrit ainsi en préambule des analyses sur les transferts de masse dans le but de valider la pertinence de la confrontation. Cette analyse permet aussi de déterminer la place des transferts thermiques provenant de la part endothermique de l'évaporation dans le flux de chaleur total du processus d'évaporation convective.

Dans cette partie nous allons, dans un premier temps, analyser la disparité de température de surface de la zone poreuse et la comparer à celle dans l'écoulement gazeux. À partir de cette analyse, nous en déduisons une température représentative des variations de la température de surface avec les conditions expérimentales. Dans un second temps, un bilan thermique permettra de déterminer le flux radiatif réellement reçu par le poreux saturé et évaluer la part latente du transfert thermique dans le processus d'évaporation.

3.3.1 Étude du champ de température surfacique du matériau poreux

L'importance de la disparité de température de surface du poreux va être évaluée qualitativement par thermographie infrarouge puis quantitativement à partir de mesures locales à l'aide de thermocouple. Cette analyse s'effectue à l'échelle du système {poreux+liquide} et comparée au système {couche limite thermique} dans l'écoulement à proximité du poreux.

Identification de la région la plus hétérogène en température

L'avantage de la thermographie infrarouge est l'apport d'informations sur les disparités de température sur la totalité de la surface. En revanche, les interprétations reposent sur l'hypothèse de l'homogénéité de l'émissivité des surfaces observées. Cette hypothèse est pertinente lorsque les surfaces examinées sont constituées du même matériau et sous le même angle.

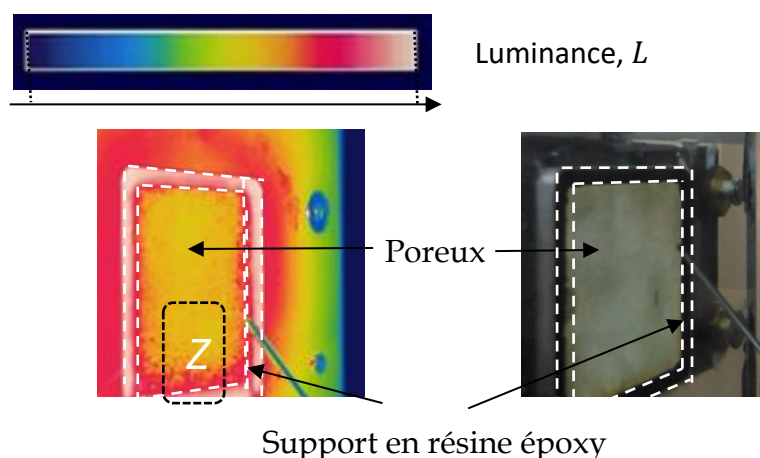


Figure 3.8 : Localisation du support en résine sur un thermogramme (à gauche) et sur une photo (à droite) et rappel de l'échelle de Luminance

Pour identifier la région la plus impactée par la disparité de température la mesure de thermographie a été effectuée dans un cas de chauffage et de vitesse d'écoulement modéré. Le thermogramme, illustré Figure 3.8, montre que la zone Z située entre le bord inférieur à proximité du support en époxy et la région à mi-hauteur est la zone la plus hétérogène en température. À l'exception des régions très proches du support en époxy, la disparité en température est plus marquée dans la direction verticale (direction de l'écoulement d'air) que dans la direction horizontale. Les couches limites thermiques et massiques sont, dans cette zone, les plus minces et les gradients de température et de fraction de vapeur les plus forts.

Analyse de l'importance de la disparité de température

Pour évaluer l'importance relative de la disparité de température dans la zone Z dans la partie inférieure du poreux, nous avons choisi d'étudier la grandeur Θ définie tel que :

$$\Theta = \frac{\Delta T_{surf}}{\Delta T_{gaz}} = \frac{T_{z_2} - T_{z_1}}{T_{z_2} - T_{\infty}} \quad (3.21)$$

où ΔT_{surf} représente l'écart de température entre le bord inférieur du poreux et la région à mi-hauteur et ΔT_{gaz} représente l'écart de température entre la surface du poreux et l'écoulement d'air imposé. Les altitudes z_1 et z_2 correspondent respectivement au bord inférieur et à la mi-hauteur du poreux dans le plan de la ZE thermocouple, ces positions sont repérées sur la Figure 3.9.

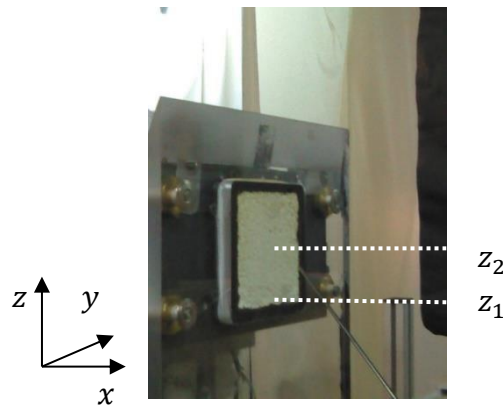


Figure 3.9 : Localisation des hauteurs z_1 et z_2 sur la paroi poreuse

Pour évaluer l'importance de la disparité, nous allons analyser l'évolution de la grandeur Θ avec les conditions expérimentales (cf. Figure 3.10). On constate que toutes les valeurs de Θ sont en majorité inférieures à 0,2 sauf pour un cas (CT-2 à vitesse nulle). Les écarts de température dans la phase gazeuse sont donc au moins cinq fois supérieurs à ceux sur la surface d'échange. Il est donc possible de dire que l'écart de température sur la région identifiée est faible devant celui dans la couche limite thermique. Plus généralement, les disparités de température sur la totalité de la surface sont donc très inférieures à celle

mesurées dans la phase gazeuse. Le champ fraction de vapeur saturée à la surface du poreux est raisonnablement peu hétérogène.

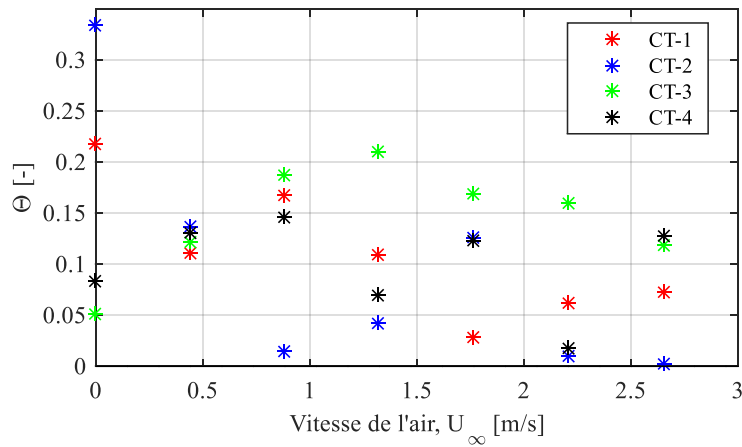


Figure 3.10 : Variation de la grandeur Θ en fonction des conditions expérimentales

À partir de cette analyse, on choisit de représenter la température de surface moyenne de la surface du poreux par la température mesurée au centre de celui-ci à la position z_2 . L'analyse de l'évolution de cette température représentative T_Σ en fonction des conditions expérimentales permettra de généraliser sur le champ de température moyen sur la totalité de la surface.

3.3.2 Température de surface du poreux pour chaque condition expérimentale

La température de l'interface de changement de phase joue un rôle majeur dans l'équilibre thermodynamique. L'analyse menée dans le paragraphe précédent a permis de faire l'hypothèse que la température relevée à l'altitude z_2 notée T_Σ est représentative du champ de température de la surface du matériau poreux. Pour toutes les interprétations des différents résultats dans la suite de ce mémoire, on réduit le champ de température surfacique à la température T_Σ dont les valeurs mesurées sont explicitées Tableau 3.2 en fonction des conditions expérimentales. Ces valeurs servent notamment à recalculer la fraction de vapeur saturée à la surface nécessaire pour la confrontation des flux évaporés avec les corrélations.

Vitesse (m.s ⁻¹)	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_\infty = 0.0$	17,5	26,1	44,6	53,4
$U_\infty = 0.4$	16,8	25,2	42,7	52,7
$U_\infty = 0.9$	16,2	21,3	38,4	48,7
$U_\infty = 1.3$	15,2	19,3	33,0	42,0
$U_\infty = 1.8$	14,3	17,6	29,9	37,7
$U_\infty = 2.2$	13,8	17,2	27,6	34,2
$U_\infty = 2.6$	13,6	16,5	25,6	32,0

Tableau 3.2 : Température représentative de la température de surface du poreux en fonction des différentes configurations thermiques et des vitesses d'air, T_{Σ} [°C]

Pour analyser l'influence du transfert convectif sur le champ de température de surface du poreux, nous avons examiné l'évolution de la température T_{Σ} en fonction de la vitesse de l'air pour les différentes Configurations Thermiques (cf. Figure 3.11).

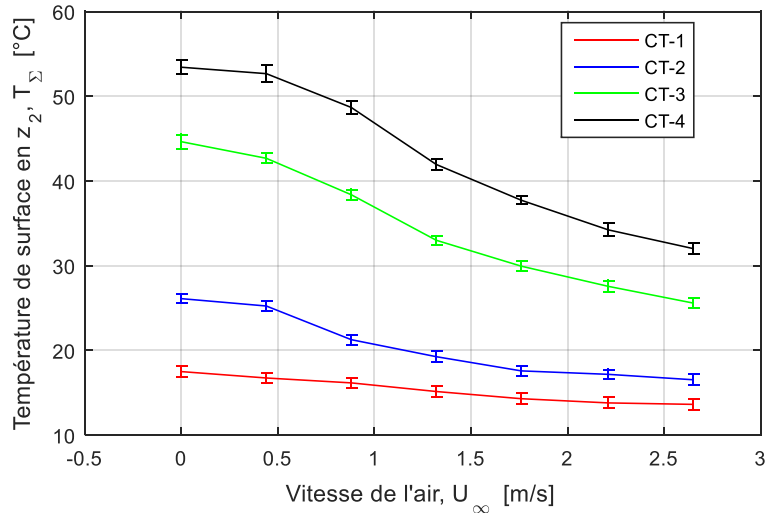


Figure 3.11 : Température au centre de la surface du poreux en fonction de la vitesse U_{∞} pour différents flux de chaleur et représentation des barres d'erreur relatives aux incertitudes de mesure (cf Annexe F)

On constate que l'augmentation de la vitesse diminue la température dans toutes les conditions. Ceci s'explique par l'action des transferts thermiques sur l'équilibre thermique du système {poreux+liquide}. Les écarts de températures entre les différentes courbes liées aux CT s'expliquent par la différence entre les intensités des flux imposés expérimentalement.

À partir des valeurs de température de surface présentée et de mesures complémentaires disponibles sur le dispositif, il est possible de réaliser un bilan thermique simplifié pour analyser la contribution de chacun des flux sur l'équilibre thermique de l'interface de changement de phase et de déterminer le flux radiatif réellement reçu de la source infrarouge.

3.3.3 Détermination du flux radiatif effectif

L'objectif de cette partie est de déterminer le flux radiatif effectivement reçu par le système {poreux+liquide} ϕ_{rad} à l'aide d'un bilan thermique simplifié. On considère la configuration simplifiée unidimensionnelle composée du poreux saturé en liquide. Les flux thermiques qui interviennent dans le bilan sont représentés Figure 3.12.

Au débit d'évaporation correspond un flux de chaleur latente $\phi_{evap} = L_v \dot{m}$ nécessaire pour vaporiser le liquide, exprimé à partir de la chaleur latente de vaporisation L_v et du débit massique de liquide injecté \dot{m} . La somme de ce flux avec le flux sensible relatif au

changement de température du liquide à travers le poreux correspond à un terme $\dot{m}\Delta h$ relatif à la variation d'enthalpie du système ouvert. Le contact du liquide en amont du système entraîne un flux de chaleur par conduction à travers le poreux ϕ_{cond} .

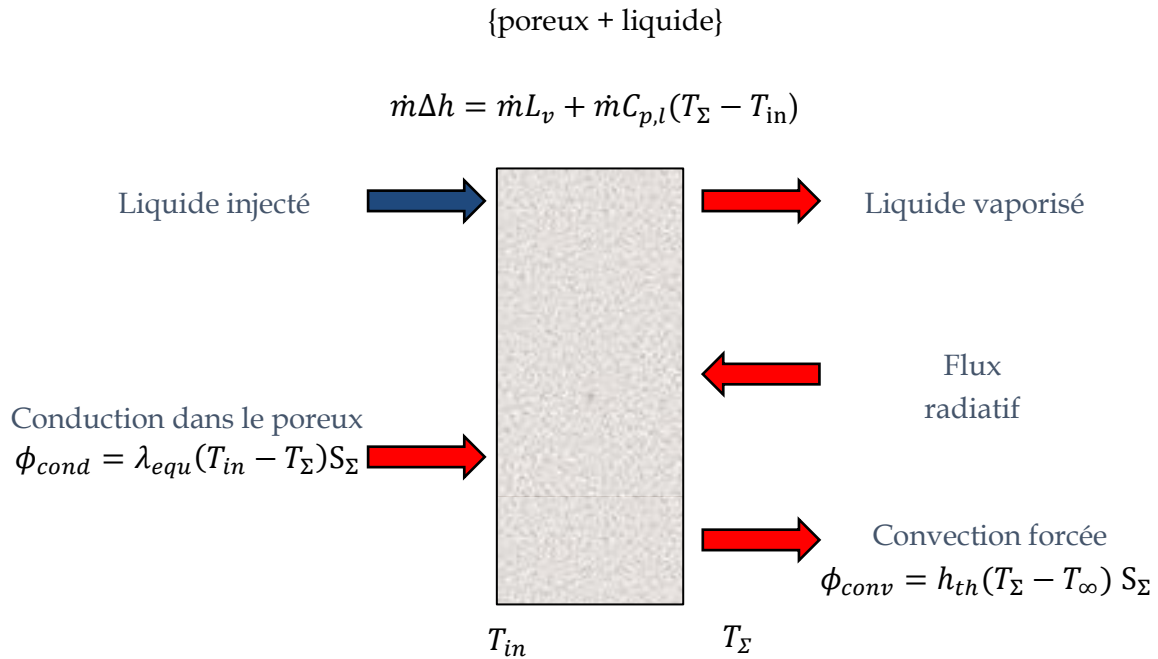


Figure 3.12 : Système considéré pour le bilan thermique et représentation des différents flux de chaleur

Étant donné la forte conductivité thermique de l'époxy, la conductivité équivalente λ_{equ} considérée est celle du poreux saturé, composé d'une part de silice et d'autre part de liquide. Cette conductivité est calculée par $\lambda_{equ} = (1 - \varepsilon)\lambda_{silice} + \varepsilon\lambda_l$ d'après Tavman [91]. Du côté de la phase gazeuse, le transfert thermique par convection forcée due à l'écoulement est noté ϕ_{conv} , ce terme est calculé à partir des corrélations de transfert thermique dans la configuration d'une plaque plane à température constante [72].

Alors que le flux radiatif ϕ_{rad} est fixé pour chacune des CT, des pertes thermiques peuvent être considérées comme des flux non contrôlés dépendant des conditions expérimentales. Le bilan thermique simplifié en considérant ces pertes conduit ainsi à un flux de chaleur radiatif ϕ_{rad}^* tel que :

$$\dot{m}\Delta h - \phi_{cond} + \phi_{conv} = \phi_{rad}^* \quad (3.22)$$

avec $\phi_{rad}^* = \phi_{rad} + \phi_{pertes}$.

Pour estimer le flux radiatif effectif ϕ_{rad} , nous avons examiné l'évolution du flux ϕ_{rad}^* en fonction de la vitesse d'écoulement (cf. La Figure 3.13). Les pertes thermiques peuvent être considérées tantôt négatives si le système {poreux+liquide} est plus chaud que l'air ambiant (CT-3 et CT-4) ou bien positif si le système est plus froid (CT-1). Dans le cas de la (CT-2), le système est en revanche quasiment à température ambiante et ces pertes n'ont donc pas d'incidence sur l'évolution de ϕ_{rad}^* en fonction de U_∞ .

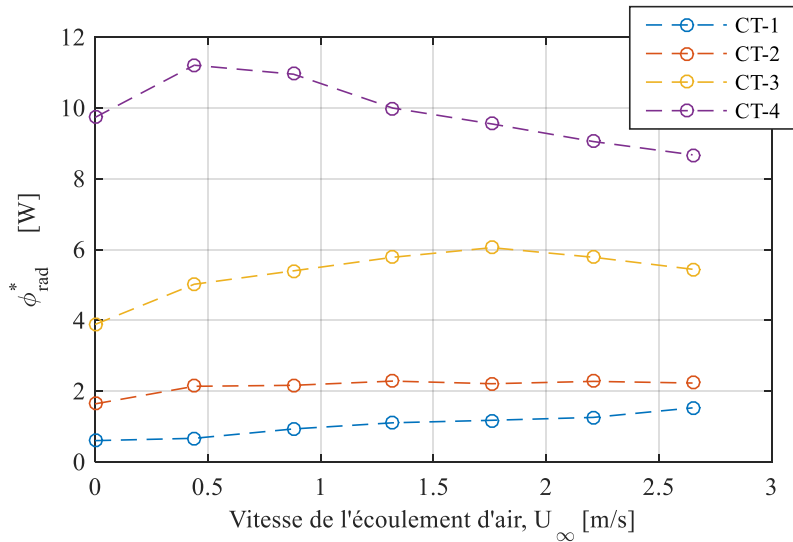


Figure 3.13 : Flux radiatif calculé ϕ_{rad}^* à partir du bilan thermique

Pour la plupart des conditions expérimentales, le flux radiatif calculé varie peu avec la vitesse de l'écoulement d'air. Cette observation est néanmoins différente pour le cas de la CT-4 lorsque les pertes thermiques dues aux échanges entre les pièces du support externe du poreux et l'écoulement d'air sont non négligeables. De cette analyse, nous en tirons les flux radiatifs ϕ_{rad} à partir de la valeur moyenne des flux ϕ_{rad}^* pour chacune des CT (cf. Tableau 3.3) en considérant une erreur systématique de 1 W pour les configurations plus froides que l'air ambiant. La comparaison entre le flux de chaleur radiatif et le flux de chaleur latente confirme que l'essentiel de la quantité de chaleur consommée par évaporation provient en grande partie de la source infrarouge dans le cas des CT-3 et CT-4.

Pour évaluer l'importance de la part endothermique de l'évaporation dans les transferts thermiques du processus de changement de phase, nous avons comparé les flux de chaleur latente ϕ_{evap} avec le flux de chaleur sensible ϕ_{conv} . Les valeurs du rapport entre ces deux quantités montrent que le transfert thermique sensible dans la phase gazeuse correspond à moins de 10 % du flux de chaleur latente dû à l'évaporation.

	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
ϕ_{rad} [W]	0	1	5	10
φ_{rad} [W/m ²]	0	205	1020	2040
ϕ_{evap} [W]	3	4	8	12
ϕ_{conv}/ϕ_{evap} [%]	-11	5	8	9

Tableau 3.3 : Intensité du flux radiatif dans les différentes CT, intensité du flux thermique latent pour la vitesse d'écoulement $U_\infty=1,3$ m/s et ratio flux thermique latent/sensible ϕ_{conv}/ϕ_{evap}

La part endothermique de l'évaporation est donc l'acteur principal des transferts thermiques dans le processus d'évaporation convective d'un film liquide stagnant. La valeur négative du ratio pour la CT-1 correspond en fait au sur-refroidissement de la paroi en dessous de la température ambiante. L'évolution croissante du ratio avec la quantité de chaleur injectée

dans le système montre qu'il existe un lien de corrélation entre la proportion du transfert thermique sensible et la quantité d'énergie apportée au système.

Pour améliorer la lisibilité lors des interprétations des résultats, on exprimera les Configurations Thermiques en rappelant les flux radiatifs calculés ϕ_{rad} et la température de consigne du liquide injecté T_{in} tel que : Configuration Thermique n°1 = CT-1($\phi_{rad} = 0$ W, $T_{in}=20^{\circ}\text{C}$).

3.3.4 Conclusions sur les transferts thermiques

Dans le but de valider la pertinence de la confrontation entre les débits d'évaporation mesurés et les corrélations sélectionnées, une première analyse des transferts thermiques à l'échelle du poreux a été effectuée. Pour ce faire, nous avons choisi d'analyser les disparités de fraction de vapeur saturée par l'intermédiaire de la température de surface du poreux. À partir d'une analyse qualitative du champ de luminance mesuré par thermographie infrarouge, la zone entre le bord inférieur et le centre du poreux a été identifiée comme la région où la différence de températures était la plus forte. Des mesures de température locale à l'aide de thermocouple ont permis de confirmer que cet écart était largement inférieur au gradient normal de température dans la phase gazeuse pour l'ensemble des conditions expérimentales. Nous en avons déduit que les écarts de fraction de vapeur saturée étaient donc plutôt faibles sur la majorité de la surface du poreux.

Dans un second temps, à partir d'un bilan thermique simplifié, il a été possible de déterminer l'intensité du flux radiatif effectivement reçu par le poreux saturé en liquide. Le bilan thermique explicité a aussi permis de confirmer que le flux de chaleur consommé par le changement de phase est le mode de transfert thermique dominant dans le processus d'évaporation par rapport au transfert thermique sensible.

3.4 Analyse des transferts de masse

L'analyse menée dans la section précédente a permis de rendre compte des transferts thermiques durant le processus de l'évaporation. Ces transferts sont pour une part due au transfert de nature sensible, mais une part importante de l'énergie thermique est aussi consommée par le changement de phase liée à la quantité de liquide vaporisée.

Nous allons maintenant nous intéresser plus spécifiquement à la quantité de liquide évaporé en fonction des conditions de vitesse d'air et de température fixées par le dispositif expérimental. Grâce aux modèles présentés précédemment, la confrontation entre les débits d'évaporation mesurés et prédits permettra de répondre aux questions physiques posées en début de ce chapitre.

3.4.1 Analyse du débit d'évaporation en fonction des conditions expérimentales

La section précédente a permis de définir les couples (T_{Σ}, U_{∞}) traduisant les conditions expérimentales température de surface et vitesse de l'écoulement incident (cf. Tableau 3.2). L'objectif est à présent de répondre à la première question posée dans le chapitre introductif : quelles sont les influences de la vitesse d'écoulement et de la température d'interface liquide/vapeur sur le transfert de masse relatif à l'évaporation d'un film liquide ? Pour répondre à cette question, nous avons examiné l'évolution du débit d'évaporation mesuré en fonction de la température du poreux T_{Σ} pour les différentes vitesses d'écoulement imposées (cf. Figure 3.14). Ces résultats de mesures sont accompagnés des incertitudes, déterminées à partir du bilan de masse (voir annexe E).

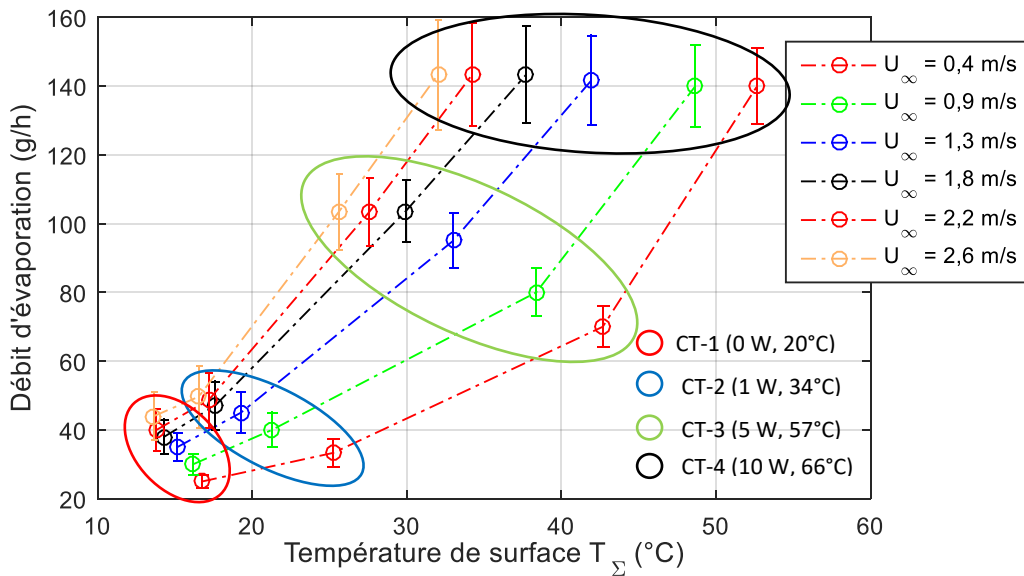


Figure 3.14 : Évolution du débit d'évaporation en fonction de la température de surface T_{Σ} pour différentes vitesses d'écoulement d'air U_{∞} . Chacune des CT est identifiée par un cerclage de couleur.

Dans tous les cas de vitesse d'air testés, la quantité de liquide évaporé augmente drastiquement avec la température d'interface et confirme le lien étroit entre la température de l'interface et l'intensité du débit évaporé. Cette observation est en accord avec la première analyse théorique menée en début de ce chapitre qui nous a montré que l'augmentation de la vitesse de l'air a pour effet d'augmenter les transferts de masse.

On constate en revanche que pour une CT donnée, l'évolution du débit d'évaporation avec la vitesse de l'écoulement n'est pas aussi clairement identifiée. En effet, pour les CT où l'apport d'énergie thermique est faible, la quantité de vapeur produite varie fortement avec la vitesse d'écoulement. En revanche, pour les CT où le flux de chaleur radiatif est le plus intense, le débit d'évaporation varie peu avec la vitesse. Ce comportement est la manifestation du couplage entre le transfert thermique et le transfert de masse. En effet, dans le cas des faibles transferts de masse, le refroidissement, induit par la diminution du gradient de fraction de vapeur saturé, n'est pas suffisant pour compenser l'augmentation de transfert convectif massique. Dans le cas des processus de transfert plus intense au contraire, le refroidissement compense le transfert convectif et le débit d'évaporation ne varie plus avec la vitesse de l'air

pour une quantité d'énergie thermique apportée fixée. La question est donc d'essayer de comprendre d'où provient ce revirement à partir des confrontations avec les modèles de prédictions.

3.4.2 Confrontation avec les modèles de prédiction

En préambule, il est important de préciser que les modèles de flux évaporé provenant de l'ATCM s'écrivent sous la forme de flux surfaciques. Étant donné les disparités de flux qui peuvent exister notamment proche du bord inférieur du poreux, les prédictions de débits évaporés seront confrontées à des mesures intégrées sur toute la surface du poreux (70 x 70 mm²).

Dans le cas de la corrélation de Tang *et al.* [85] et la corrélation de Hummel *et al.* [86], les formulations sont indépendantes de la position. Il suffit de calculer le débit d'évaporation global à partir de la relation :

$$J = \phi_m S \quad (3.23)$$

Dans le cas des corrélations de l'ATCM en revanche, la prise en compte du développement des couches limites nécessite le calcul intégral du coefficient d'échange sur la surface du poreux à partir du coefficient local h_m . Pour faciliter le calcul, on supposera que le débit local d'évaporation sur les bords latéraux du poreux n'affectera pas de manière importante le débit global d'évaporation sur la surface. Sur la base de cette hypothèse qui sera discutée par la suite, les coefficients d'échanges globaux pour les deux corrélations de l'ATCM s'écrivent :

$$h = \frac{1}{L} \int h_m dz \quad (3.24)$$

où $L = 70$ mm correspond à la longueur le long de laquelle s'établit la couche limite massique.

Outil graphique pour la confrontation entre les mesures et les modèles sélectionnés

Le contrôle du flux thermique relatif à chacune des CT ne permet pas de présenter l'évolution du débit d'évaporation en fonction de la vitesse pour une température de surface constante. Afin d'enrichir la confrontation entre des grandeurs mesurées et calculées, nous avons choisi un mode de représentation par cartographie sur la base de la Figure 3.11. Les différentes valeurs d'une grandeur sont alors représentées par une échelle de couleurs dont la gamme s'étend entre les valeurs minimales et maximales mesurées. Les cercles blancs représentent la position des valeurs connues de la grandeur. A chacune des quatre rangées de cercles correspond à une Configuration Thermique.

Cette représentation est obtenue à partir de la fonction « contourf » de MATLAB®. Le principe repose sur une interpolation des valeurs de la grandeur G étudiée entre chaque point de mesure connu (U_∞, T_Σ). Cette interpolation est construite à partir d'une composition

d'interpolation linéaire relative à une maille défini par quatre points de mesure adjacent (cf. Figure 3.15).

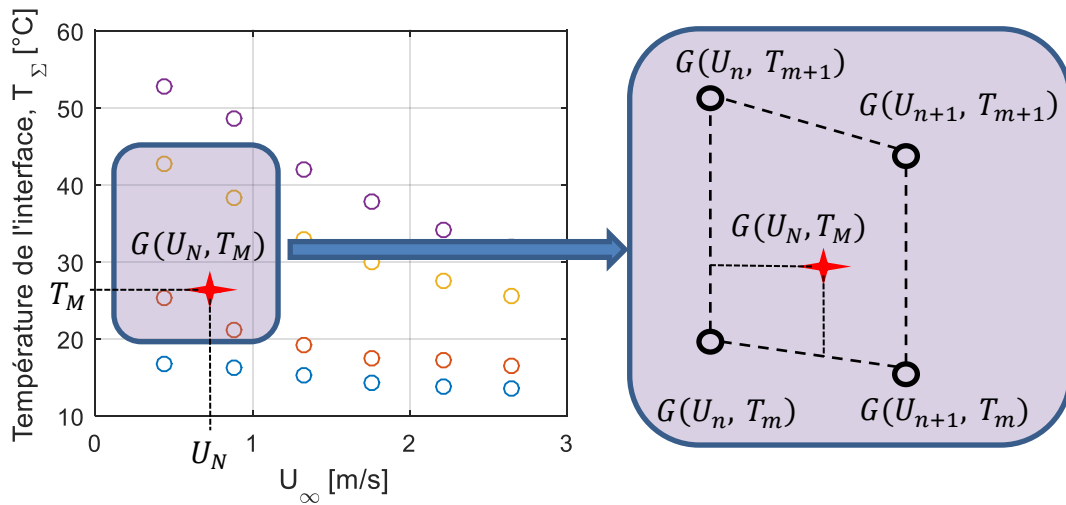


Figure 3.15 : Illustration d'une maille pour le calcul de la grandeur G en fonction des conditions expérimentales relative à une maille

La relation qui lie la valeur de la grandeur $G(U_M, T_N)$ à chacune des conditions expérimentales relatives à la maille s'écrit :

$$G(U_M, T_M) - G(U_n, T_m) = \frac{G(U_{n+1}, T_m) - G(U_n, T_m)}{U_{n+1} - U_n} (U_N - U_n) + \frac{G(U_n, T_{m+1}) - G(U_n, T_m)}{T_{m+1} - T_m} (T_M - T_m) \quad (25)$$

où les différents membres sont définis en fonction des frontières de la maille suivant la Figure 3.15.

Une fois ces relations établies, la fonction utilisée trace le graphique de contour qui fait apparaître un nombre, fixé manuellement, d'iso-valeurs régulièrement espacé dont les interlignes sont colorées pour plus de lisibilité.

Cette forme de la représentation permet d'évaluer l'influence d'un seul paramètre sur la grandeur en fixant l'autre. De plus, le « motif » formé par les iso-valeurs et les régions colorées permet de mettre en évidence l'importance relative d'un paramètre par rapport à l'autre. Plus la pente des isovaleurs (en norme) est importante, plus la vitesse joue un rôle important par rapport à la température. À l'inverse, une pente nulle signifie que la vitesse joue un rôle moindre, comparativement à la température de surface.

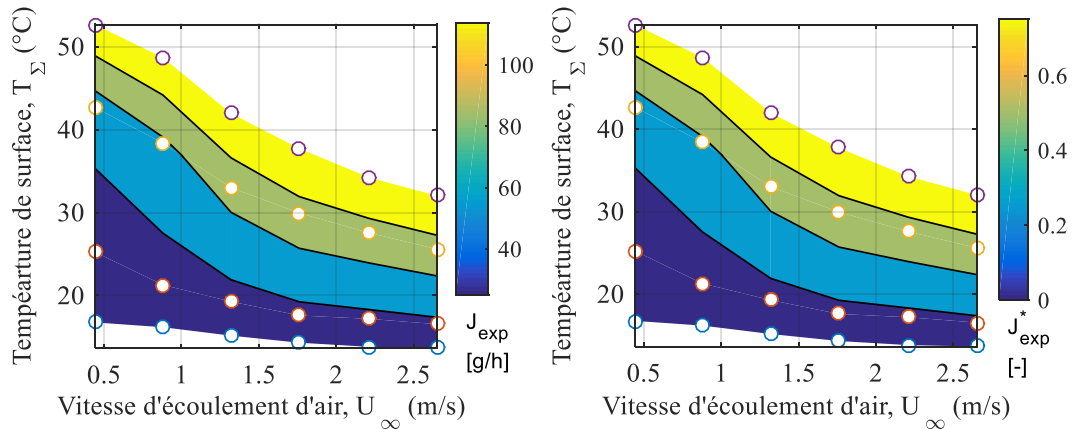


Figure 3.16 : Représentation par cartographie du débit d'évaporation J_{exp} mesuré (à gauche) et du débit d'évaporation adimensionné J_{exp}^ correspondant (à droite) en fonction des conditions expérimentales*

Ce mode de représentation est employé à plusieurs reprises dans ce mémoire afin de confronter différentes grandeurs de même nature, provenant soit de mesure, soit de calcul. Lorsque l'attention est portée sur la dépendance aux conditions expérimentales, le débit d'évaporation et les épaisseurs de couche limite seront adimensionnés, cette opération n'ayant aucun impact sur le motif (cf. Figure 3.16)

Cette représentation permet de constater, par exemple, que le débit évaporé mesuré évolue sensiblement avec la vitesse de l'écoulement, pour une température de surface constante. En parallèle, la diminution de la pente des iso-valeurs avec la vitesse de l'écoulement montre que la température joue un rôle de moins en moins important lorsque la vitesse augmente. Il est important d'être particulièrement vigilant lors de l'analyse de ces cartographies car le nombre relativement faible de points de mesure donne à chacun de ces points une influence très importante et provoque l'apparition éventuelle de « motifs localisés ». Les formes prises par ces derniers peuvent induire des erreurs d'interprétation comme des gradients artificiellement créés entre deux points directement adjacents.

Confrontation des débits d'évaporation

Pour rappel, les différents modèles sectionnés précédemment s'appliquent dans une configuration de film stagnant pour lequel la température et la fraction de vapeur saturées sont uniformes sur l'interface de changement de phase :

- le modèle empirique de Tang se rapporte à l'évaporation de bassin d'eau à température ambiante,
- le modèle semi-empirique de Hummel se rapporte à l'évaporation de nappe liquide axée sur les caractéristiques physico-chimiques des espèces,
- l'ATCM se rapporte à une configuration dans laquelle les transferts de masse et de chaleur se comportent de manière similaire.

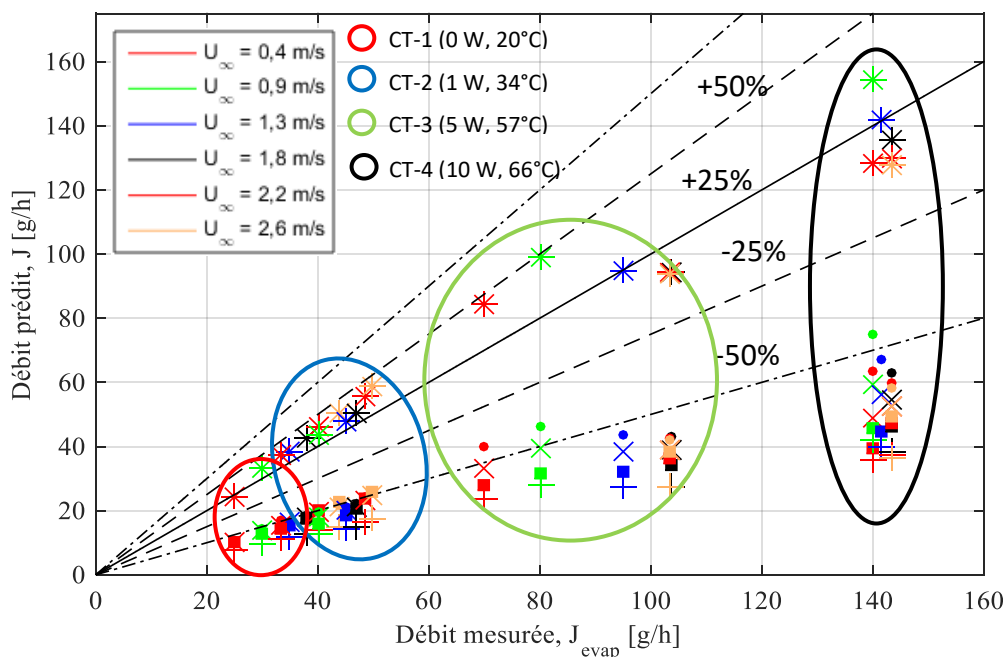
Deux approches dérivées de l'ATCM viennent compléter la sélection :

- un premier modèle théorique, par résolution différentielle, privilégie l'importance d'une condition à la limite de vitesse de soufflage normal à l'interface,
- un second modèle théorique, par résolution intégrale, privilégie l'influence d'une caractéristique géométrique. Celle-ci correspond à un décalage entre le point de développement de la couche aérodynamique et les points de développement des couches limites thermiques et massiques.

Pour approfondir l'analyse sur le débit d'évaporation et évaluer la pertinence du parallèle entre un poreux saturé en liquide et un film stagnant, la confrontation des mesures avec les modèles va s'effectuer en deux phases :

- une première phase consacrée à une comparaison quantitative,
- une seconde phase consacrée à une comparaison plus qualitative à partir de la représentation par cartographie.

La Figure 3.17 présente la comparaison entre les débits d'évaporation prédits et les débits mesurés pour les différents points de fonctionnement du dispositif expérimental.



- *Figure 3.17 : Débits d'évaporation prédits par les corrélations en fonction des débits mesurés pour chacune des quatre configurations thermiques repérées par des cercles de couleur.*
- * modèle de Hummel et al.
- • modèle ATCM de Bird et al.
- + modèle ATCM intégrale avec décalage
- × modèle ATCM intégral sans décalage
- ■ modèle de Tang et al.

Dans un souci de lisibilité, les droites en pointillés localisent les fuseaux permettant d'identifier la précision des écarts à $\pm 25\%$ et $\pm 50\%$. Les points relatifs aux CT ont été

repérés par des cercles de couleurs. Cette forme de représentation met l'accent sur la précision des corrélations par rapport aux mesures au détriment de leurs variations avec les conditions expérimentales. La droite continue de pente 1 équivaut à une parfaite prédiction du débit. Si un point se situe au-dessus, la prédiction surestime la mesure, si le point est dessous, la prédiction la sous-estime.

La position générale de chacun des points de corrélation montre qu'il existe une réelle différence entre la prédiction du modèle de Hummel et les autres modèles. En accord avec les auteurs, les valeurs des débits calculés sont en majorité légèrement supérieures aux débits mesurés exceptés pour la CT-4 où la corrélation est en accord avec les débits mesurés. Les prédictions des autres modèles sont, de manière générale, deux fois inférieures aux débits mesurés. Parmi celles-ci, la corrélation de Bird *et al.* [43] correspond à la prédiction la moins imprécise, ce qui montre que la prise en compte de la vitesse de soufflage tend à améliorer la qualité du modèle de l'ATCM. La prise en compte du décalage en revanche altère le modèle puisqu'elle a tendance à augmenter l'écart entre les points du modèle classique sans décalage. La prédiction relative à l'équation de Dalton (Tang *et al.*[85]) sous-estime également largement le débit mesuré de manière plus significative que l'ATCM classique.

Globalement, la représentation proposée ici permet de constater que les modèles prédictifs tendent à sous-estimer le flux de vapeur émis. En revanche, cette représentation ne permet pas de comparer les variations des flux de liquide évaporé mesurés avec les variations de ceux prédits en fonction des conditions expérimentales imposées. Afin d'apporter ce complément, nous avons comparé les motifs de la représentation par cartographie des mesures avec les motifs relatifs aux modèles de Hummel *et al.*, Bird *et al.* et Tang *et al.* (cf. Figure 3.18).

L'allure générale de ces représentations montre que les variations des débits prédits sont les mêmes que celles des débits mesurés. La prédiction de l'ATCM classique et avec décalage présente les mêmes motifs que celui de Hummel *et al.*, c'est pourquoi seulement l'un d'entre eux est présenté. En revanche, on constate une légère différence entre d'une part les mesures et la prédiction de Tang (corrélations d'origine expérimentale) et d'autre part les modèles liés aux équations de transport (Bird et Hummel), particulièrement pour les débits les plus importants. Dans le cas des débits les plus intenses (rouge foncé), le motif de la représentation relative aux mesures présente le stade d'invariance avec la vitesse à flux constant (cf. Figure 3.14) alors que les modèles analytiques ont déjà franchi ce stade. À flux constant, ces corrélations prévoient une diminution du débit avec la vitesse de convection à flux constant due au refroidissement trop intense de la surface. Ceci s'explique par la part plus importante prise par le transfert thermique sensible dû à des écarts de température suffisants dans ces cas de figure. Cette observation vient ainsi compléter celle faite dans la section 3.3.3.

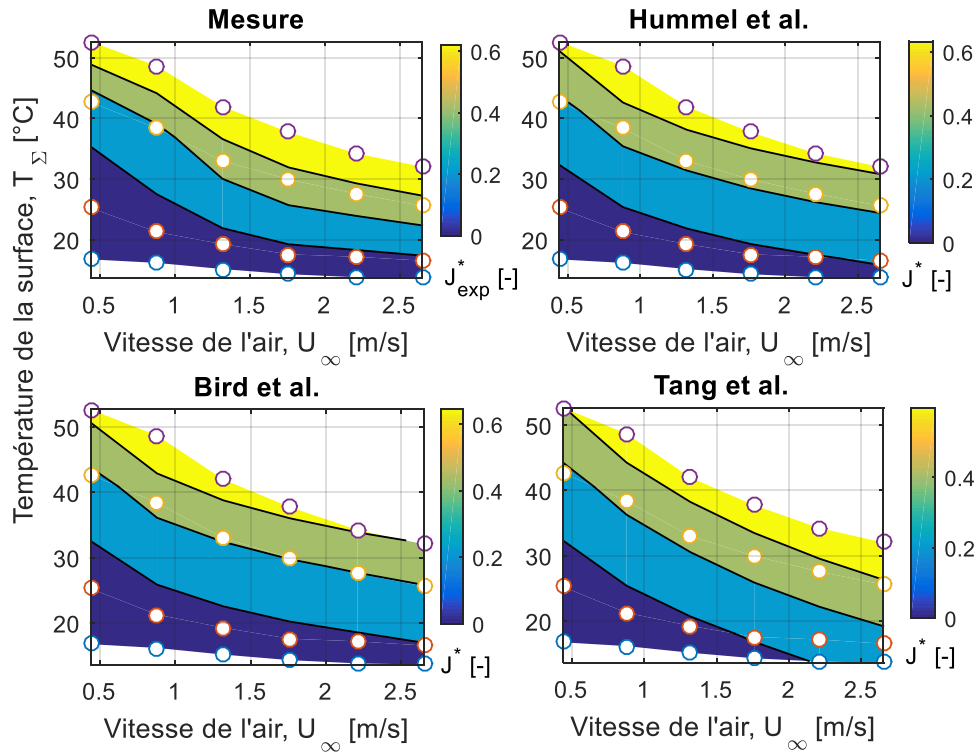


Figure 3.18 : Comparaison du motif relatif aux débits d'évaporation mesurés avec les motifs relatifs aux débits d'évaporation prédits

Les flux de vapeur déterminés à l'aide des modèles dépendent de deux facteurs, le coefficient d'échange et la fraction de vapeur saturante. Les coefficients d'échange massique de l'ATCM sont très peu dépendants de la température de par leur formulation. Dans le but d'affranchir les interprétations du caractère exponentiel de la fraction de vapeur saturante avec la température dans la formulation (3.6), nous allons examiner dans la suite le coefficient d'échange massique sur le poreux en fonction des conditions expérimentales en particulier de la température.

Coefficient d'échange massique

Du point de vue des mesures, le débit de vapeur produit par évaporation J peut s'exprimer par la relation suivante :

$$J = \iint h_m dS (\rho_{v,\Sigma} - \rho_{v,\infty}) \quad (3.26)$$

où ρ_v est la concentration massique de vapeur de n-heptane à la surface du poreux Σ où dans l'écoulement incident et h_m est le coefficient d'échange local massique.

Dans le cas de notre étude, l'air ne contient pas de vapeur de n-heptane ($\rho_{v,\infty} = 0$) et la fraction de vapeur saturée à la surface du poreux $\rho_{v,\Sigma}$ est constante. Il est alors possible de déterminer un coefficient d'échange d'espèce moyen $\overline{h_m}$ sur la surface tel que :

$$\overline{h}_m = h_{exp} = \frac{J_{exp}}{S\rho_{v,\Sigma}} \quad (3.27)$$

La Figure 3.19 présente l'évolution du coefficient d'échange massique expérimentale h_{exp} en fonction de la température de surface T_Σ pour une vitesse d'écoulement fixée.

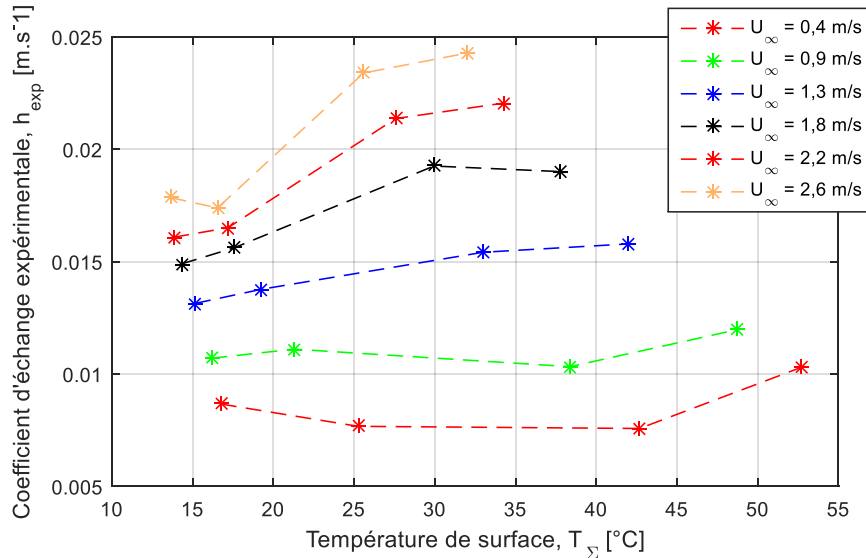


Figure 3.19 : Coefficient d'échange expérimental h_{exp} en fonction de la température de la surface T_Σ pour différentes vitesses d'écoulement d'air U_∞

L'allure de chacune des courbes indique que le coefficient d'échange expérimental dépend peu de la température pour les vitesses les plus faibles. En revanche la température prend une place plus importante lorsqu'on augmente la vitesse d'écoulement. Cette dernière tendance est donc intéressante à comparer aux prédictions des différents modèles.

Dans le cas des prédictions, les coefficients d'échange h_m sont recalculés afin d'être comparés au coefficient d'échange expérimental h_{exp} par la formule :

$$h_m = \frac{J}{S\rho_{v,\Sigma}} \quad (3.28)$$

La Figure 3.20 présente les comparaisons entre les coefficients moyens prédits h_m par les corrélations et le coefficient d'échange h_{exp} .

Les différences d'ordre de grandeur observées entre les prédictions et les mesures sont très similaires à celles constatées pour les débits d'évaporation. Le modèle de Hummel reste le modèle le plus en accord avec les résultats expérimentaux. Les autres modèles sous-estiment les mesures l'augmentation de vitesse ce qui a tendance à amplifier les écarts. L'alignement à l'horizontale de chacun des ensembles de points, correspondant à une vitesse constante, montre que les coefficients d'échanges des modèles varient peu avec la CT contrairement aux mesures. Cette observation confirme que l'origine des différences entre les prédictions et les mesures provient de la manière dont le transfert convectif est modélisé, notamment via sa dépendance à la température de surface T_Σ .

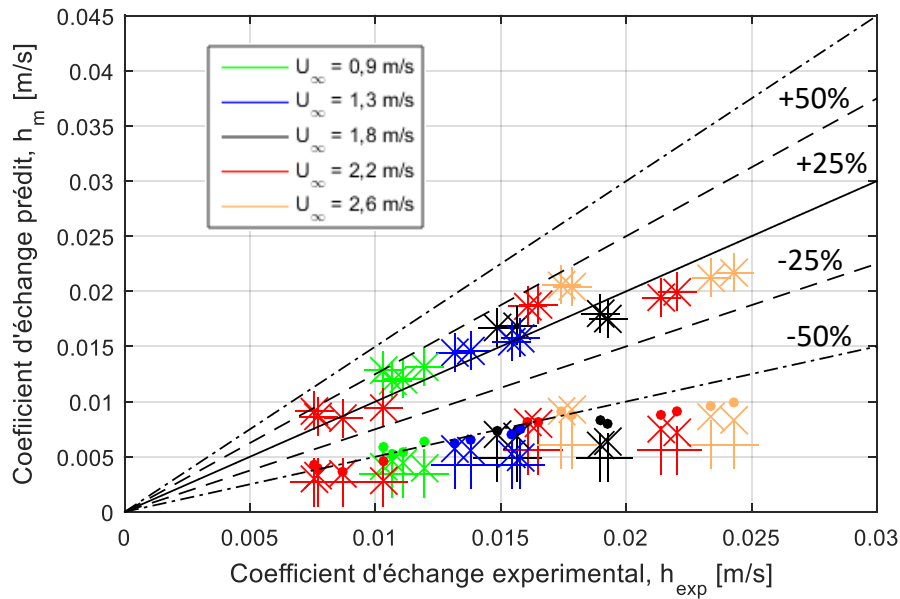


Figure 3.20 : Coefficients d'échange obtenus par corrélation, comparés aux coefficients d'échange expérimentaux.

- * modèle de Hummel *et al.*
- modèle ATCM de Bird
- + modèle ATCM intégrale avec décalage
- × modèle de Tang *et al.*

Pour approfondir ces analyses, la Figure 3.21 expose les représentations par cartographie des coefficients d'échange massique expérimentaux et prédits qui permettent d'examiner l'influence relative de la température de surface par rapport à la vitesse de l'écoulement. Les modèles intégraux avec et sans décalage font apparaître des variations très similaires à celle de Hummel *et al.* [86], c'est pourquoi nous avons choisi de ne pas les représenter. Le décalage n'introduit pas de modification sur ce mode de représentation. De façon générale, les différences entre les motifs illustrent qu'il existe des différences significatives entre les approches en ce qui concerne le coefficient d'échange massique. La similarité entre les motifs relatifs aux modèles de Hummel et Bird avec le motif des résultats expérimentaux montre les tendances générales sont respectées pour les plus faibles valeurs du coefficient. Les pentes des iso-valeurs relatives au modèle de Bird *et al.* [43] montrent une meilleure adéquation avec celle des mesures par rapport à celles du modèle de Hummel *et al.* [86]. La prise en compte de la vitesse de soufflage est un facteur qui améliore le modèle par rapport à la formulation semi-empirique.

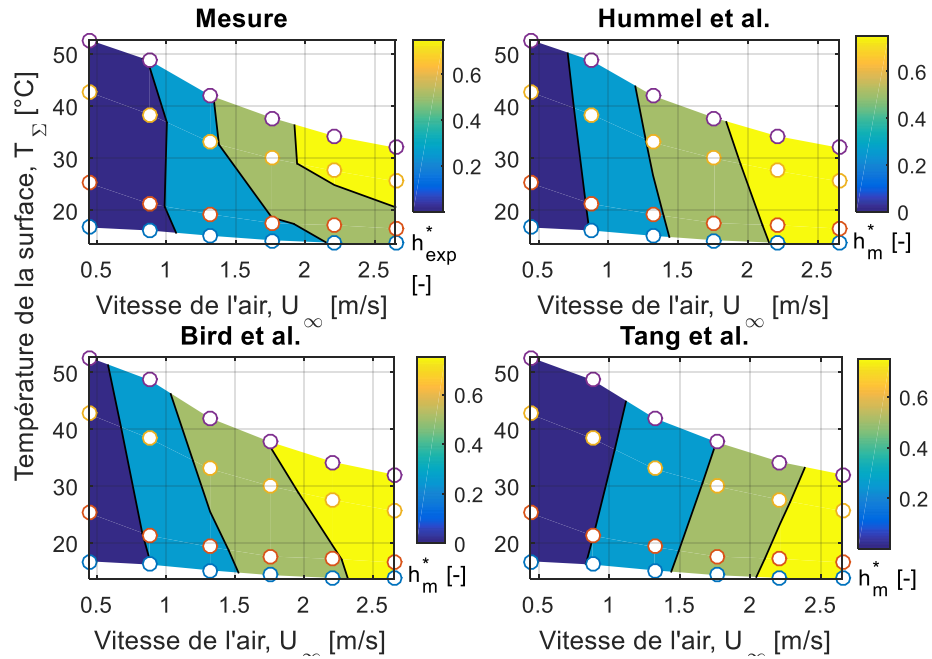


Figure 3.21 : Confrontation entre le motif relatif au coefficient d'échange massique adimensionnelle h_{exp}^* avec les motifs relatifs aux prédictions h_m^*

Les fortes variations observées dans le cas des mesures pour les vitesses les plus élevées restent néanmoins sous-estimées. Enfin, le motif de la représentation relative au modèle de Tang *et al.* [85] montre une tendance inverse évidente du point de vue de la dépendance à la température à vitesse constante (pente des iso-valeurs inversée). Cette tendance montre que ce dernier modèle est inadapté dans des configurations à gradient de température.

Synthèse partielle des résultats

L'analyse des mesures du débit d'évaporation a permis de mieux comprendre l'impact de la température de surface et de la vitesse sur l'évaporation. En particulier, il ressort que :

- les mesures et les prédictions choisies tendent à confirmer que la température de surface et la vitesse d'écoulement sont deux facteurs impactant le débit de vapeur produit,
- la configuration à flux thermique constant fait apparaître une évolution du débit d'évaporation avec la vitesse de l'écoulement peu intuitive. Les résultats montrent que l'influence de cette dernière sur le transfert de masse diminue lorsque la part de transfert thermique sensible augmente dans le flux total émis pendant le processus d'évaporation.

La confrontation avec les modèles a permis de mettre en lumière différents aspects de modélisation.

- Le modèle de Hummel *et al.* [86] est celui qui est le plus proche des résultats expérimentaux par rapport aux autres modèles sélectionnés.
- Les débits prédits par les modèles de l'ATCM et de Tang *et al.* [85] sont environ deux fois inférieurs à ceux mesurés, et ce, quelles que soient les conditions expérimentales.
- Les modèles de Hummel *et al.* [86] et ceux relatifs à l'ATCM (intégral et différentiel) restent néanmoins précis en ce qui concerne l'importance relative de la température du poreux par rapport à la vitesse de l'écoulement, surtout en cas de régime d'évaporation intense. Ces confrontations ont en particulier révélé l'importance de la prise en compte de la vitesse de soufflage qui accentue la dépendance à la température conformément aux mesures.
- Le modèle de Tang *et al.* [85], de par sa simplicité, ne modélise pas correctement l'influence de la température à vitesse constante. La dépendance à la température provient uniquement du terme de fraction de vapeur saturé et non du coefficient d'échange massique dans l'expression (3.27).
- Le décalage pris en compte dans le modèle intégral est un facteur qui altère la prédiction.

En résumé, les observations sur la Figure 3.17 et sur la Figure 3.21 semblent indiquer que les différences entre mesures et prédictions ne proviennent pas d'un défaut de modélisation, mais d'un aspect physique des transferts sous-estimés. Il est donc fondamental d'examiner plus en détail les différentes hypothèses associées aux modèles sélectionnés et leurs conséquences en termes de mécanismes et phénomènes physiques négligés.

3.4.3 Origine des différences observées

La confrontation entre les mesures et les résultats issus des différents modèles pose une question majeure qu'il convient de traiter :

- d'où provient l'écart entre les débits d'évaporation mesurés et les prédictions, hors prédiction de Hummel *et al.* [86] ?

Les deux facteurs identifiés dans l'ATCM, que sont la vitesse de soufflage et le décalage entre le bord d'attaque de la plaque et le bord inférieur du poreux, sont deux éléments ayant été partiellement examinés. Dans un premier temps, nous allons rappeler la contribution de chacun d'eux dans la modélisation du flux évaporé. Dans un deuxième temps, nous tenterons d'établir un certain nombre de scénarios pour expliquer l'écart important entre les modèles et les mesures à partir d'une revue bibliographique.

Influence de la vitesse de soufflage

La prise en compte d'une vitesse de vapeur, orthogonale à l'écoulement, n'est pas abordée dans tous les modèles présentés, alors que cette condition limite à la paroi peut perturber l'écoulement de couche limite et modifier la nature des différents échanges. L'ajout de cette

condition limite rend la résolution des équations de Karman/Pohlhausen impossible du point de vue analytique pour des conditions à la limite de température et de fraction de vapeur saturée autres que constantes. Dans le but de contourner cette difficulté, deux approches peuvent être envisagées :

- négliger son impact (ce qui revient à utiliser l'ATCM classique),
- corriger le coefficient d'échange massique.

Dans la littérature, négliger la vitesse de soufflage est possible via deux types d'assertions :

- Brighton *et al.* [92] considèrent que si le rapport est inférieur à 0,01 entre la vitesse de soufflage et la vitesse de l'écoulement pariétal, la contribution de la vitesse de soufflage est négligeable,
- Bird *et al.* [43] considèrent que l'influence de la vitesse de soufflage est négligeable quand la pression partielle de saturation des vapeurs est inférieure à 25kPa.

Afin de vérifier si ces conditions sont vérifiées dans le cadre de notre étude, le Tableau 3.4 synthétise les valeurs des différents rapports de Brighton : vitesse soufflages/vitesse écoulement. On constate que le rapport est toujours inférieur à la valeur critique retenue par Brighton pour tous les cas expérimentaux étudiés, la vitesse de soufflage n'est donc pas à considérer.

Vitesse (m.s ⁻¹)	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_{\infty} = 0,4$	0,002	0,003	0,006	0,011
$U_{\infty} = 0,9$	0,001	0,002	0,004	0,006
$U_{\infty} = 1,3$	0,001	0,001	0,003	0,004
$U_{\infty} = 1,8$	0,001	0,001	0,002	0,003
$U_{\infty} = 2,2$	0,001	0,001	0,002	0,003
$U_{\infty} = 2,7$	0,001	0,001	0,002	0,002

Tableau 3.4 : Rapport vitesse de soufflage/vitesse de convection

La démarche de Bird *et al.*[43] s'avère concordante avec l'assertion précédente puisque les valeurs de pression de vapeur saturante calculées à partir des températures de surface sont toujours inférieures à 25 kPa (cf Tableau 3.5).

Vitesse (m.s ⁻¹)	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_{\infty} = 0,4$	3,9	6,1	13,7	20,8
$U_{\infty} = 0,9$	3,8	5,0	11,3	17,7
$U_{\infty} = 1,3$	3,6	4,5	8,9	13,3
$U_{\infty} = 1,8$	3,4	4,1	7,7	11,0
$U_{\infty} = 2,2$	3,4	4,0	6,8	9,4
$U_{\infty} = 2,7$	3,3	3,9	6,2	8,5

Tableau 3.5 : Pression de vapeur saturante (kPa) à la surface du poreux

On peut tout de même s'interroger sur une possible prise en compte de cette vitesse de soufflage via une correction du modèle de l'ATCM. C'est la démarche qui a été choisie par

Hanna *et al.* [93] qui proposent de corriger le coefficient d'échange massique h_m par un coefficient h_{corr} tel que :

$$\frac{h_{corr}}{h_m} = -\frac{P_{atm}}{p_{vs}} \ln\left(1 - \frac{p_{vs}}{P_{atm}}\right) \quad (3.29)$$

Dans notre étude, il apparait que toutes les valeurs de ce ratio sont très légèrement supérieures à 1 (cf. Tableau 3.6), ce qui indique que la correction augmente bien le coefficient d'échange.

Vitesse (m.s ⁻¹)	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_\infty = 0,4$	1,02	1,03	1,07	1,12
$U_\infty = 0,9$	1,02	1,03	1,06	1,10
$U_\infty = 1,3$	1,02	1,02	1,05	1,07
$U_\infty = 1,8$	1,02	1,02	1,04	1,06
$U_\infty = 2,2$	1,02	1,02	1,04	1,05
$U_\infty = 2,7$	1,02	1,02	1,03	1,04

Tableau 3.6 : Valeur du ratio lié à la correction pour la prise en compte la vitesse de soufflage d'après Hanna *et al.*[95]

Cette correction est en revanche peu significative (de l'ordre d'une augmentation de 12% pour CT-4 $U_\infty=0.4$ m.s⁻¹) et ne permet pas d'expliquer la différence observée de 50 % sur la Figure 3.20.

Décalage géométrique

Le poreux étant inséré dans une plaque profilée, nous avons vu qu'il existe un décalage géométrique entre la couche limite aérodynamique, engendré par le bord d'attaque, et les couches limites thermique et massique qui se développent sur le poreux.

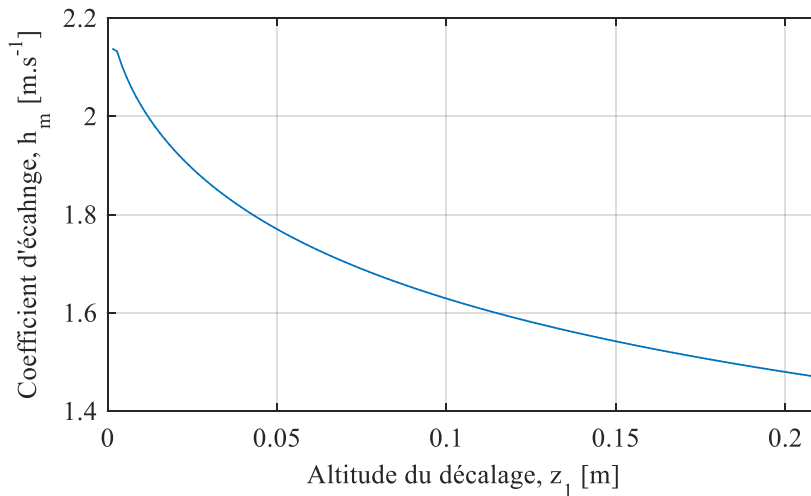


Figure 3.22 : Influence de la position d'un décalage z_1 sur le coefficient d'échange massique dans le cas de l'ATCM

La Figure 3.22 illustre l'influence de ce décalage à l'altitude z_1 (cf. Figure 3.7) sur le coefficient d'échange calculé à partir de l'ATCM d'après l'expression (3.19).

On observe une diminution du coefficient d'échange local lorsque z_1 augmente. Cet élément géométrique n'est donc pas cohérent avec les écarts importants entre calcul et expérience.

Étant donné que ces aspects de modélisation n'apportent pas de réponse suffisante, nous allons à présent examiner un certain nombre de scénarios qui pourraient être à l'origine des différences constatées.

Influence du matériau poreux

Le parallèle physique entre la diffusion de la vapeur provenant d'un film liquide stagnant continu et celle provenant d'un milieu poreux est assurée, au premier ordre, par une correction du flux de vapeur à l'interface du poreux saturé en liquide par la porosité (cf. section 3.1.4). Dans cette étude, la porosité ε du matériau est environ égale à 0,7. Cette correction signifie que le débit d'évaporation devrait en réalité être plus faible (70%) que celui provenant d'un film liquide et donc surestimé par les corrélations. Les observations précédentes sont en total désaccord avec cette conclusion puisque la plupart des corrélations sous-estiment le débit évaporé de 50%. Il n'est donc pas possible de conclure sur la pertinence de l'analogie entre un film stagnant et un poreux totalement saturé à partir des résultats de cette étude.

L'évaporation sur le bord inférieur du poreux

Le développement et la résolution des équations des modèles sur la base de l'ATCM (Méthode différentielle et méthode intégrale) s'effectuent grâce à un certain nombre d'hypothèses, notamment relatives au domaine d'application des corrélations. Ces modèles sont valables lorsque les flux examinés sont éloignés du point singulier mathématique à la naissance des couches limites. Cet aspect n'est pas non plus considéré dans les deux autres modèles de Tang *et al.* [85] et de Hummel *et al.* [86] car la majorité de la vapeur provient d'une couche de vapeur dont l'épaisseur est supposée constante (Tang) ou négligée (Hummel). En réalité, les transferts proches de cette position, lieu de très fort gradient, peuvent prendre une place bien plus importante dans le flux total de vapeur produit par évaporation.

La région localisée à la naissance des couches limites massique et thermique, au niveau du bord inférieur du poreux, est une région dans laquelle les gradients de température et de concentration d'espèces sont extrêmement forts. La résolution des champs de vitesse, de température et de concentration d'espèces dans cette région singulière rencontre des problématiques d'ordre mathématique. Les champs établis relevant des mécanismes physiques se développant sur la configuration expérimentale dépendent de la réalisation du support et de la topologie du poreux. C'est très probablement de cette différence entre la configuration académique du film stagnant et la configuration expérimentale que provient le défaut de modélisation.

En effet, la réalisation de la jonction entre le support et le poreux peut conduire à la présence potentielle d'un film liquide très mince sur le bord inférieur du support, celui-ci pouvant être à l'origine de la différence de débit d'évaporation observée. C'est pourquoi nous avons examiné des scénarios liés à des transferts supplémentaires. Il s'agit en particulier :

- d'un flux de vapeur localisé sur le bord inférieur du poreux, provenant de l'évaporation d'un film très mince parasite,
- d'un flux de vapeur à la ligne triple définie comme l'intersection entre le film, le bord inférieur du poreux et la phase gazeuse de l'écoulement.

La prise en compte de ces phénomènes, différents de ceux liés aux seuls mécanismes de transfert sur des surfaces étendues, relève d'un certain nombre de difficultés liées à la physico-chimie des interfaces que nous allons explorer.

Première piste : influence de l'épaisseur d'un film liquide sur le bord du poreux

L'étude de l'évaporation de films ruisselants sur des parois verticales est confrontée à certaines problématiques de films très minces. L'attention est particulièrement portée sur le rôle de l'épaisseur du film sur le mécanisme de vaporisation et de condensation. Les travaux qui seront présentés ci-après peuvent donc nous apporter un certain nombre de pistes permettant de compléter nos analyses.

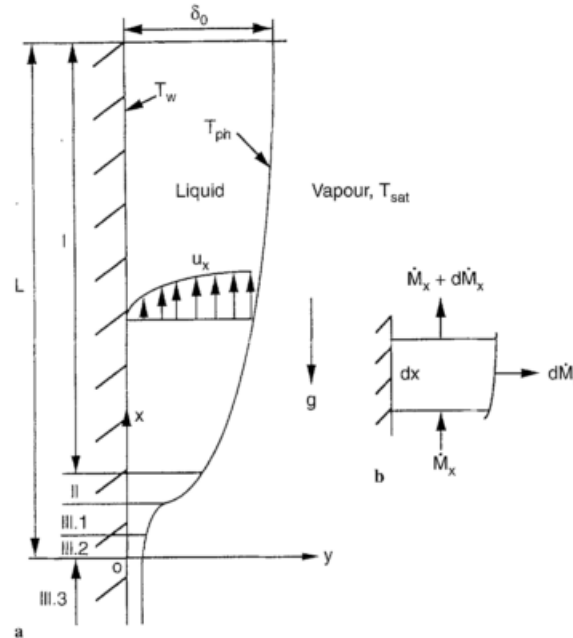


Fig. 1a, b. Physical model and co-ordinate.
 I: macro-region dominated by gravity and shear stress
 II: transition region, capillary forces become important
 III: micro-region, consisting of a region III.1 where gravity becomes negligible, a region III.2 where adhesion forces are important and a region III.3 where adhesion forces dominate

Figure 3.23 : Positionnement du problème d'un film liquide ruisselant s'évaporant dans l'air ambiant d'après Stephan et al. [94].

Stephan *et al.* [94] ont utilisé la similarité entre les modes de transfert de masse qui existe entre les processus de condensation et d'évaporation dans l'étude d'un film liquide volatil ruisselant sur une paroi verticale (Figure 3.23).

Les régimes d'évaporation sont identifiés en fonction de l'épaisseur du film évoluant le long de la paroi. La première région I correspond à un régime de transfert similaire à celui de l'ATCM. La seconde région II correspond à une zone de transition dans laquelle la résistance thermique devient très faible et favorise les transferts thermiques de type conductif vers l'interface de changement de phase. Dans les microrégions III.1 et III.2, l'épaisseur du film est suffisamment faible pour garantir un transfert par conduction sans refroidissement de l'interface. La température de l'interface de changement de phase est alors plus élevée et entraîne une augmentation locale du flux de vapeur produit par rapport aux autres régions. Enfin, dans la dernière zone, les forces de cohésion de type Wan der Waals entraînent une résistance telle qu'il est difficile de vaporiser le film. Les très fortes disparités de température en fonction des différentes régions sur l'interface peuvent alors entraîner des phénomènes d'instabilités d'évaporation liés aux effets Marangoni [46].

Dans le cas de notre étude, il est envisageable que des mécanismes tels que ceux se produisant dans les micros-régions III.1 et III.2, soient présents, amplifiés par l'effet de chauffage du support. Ce scénario propose donc une origine thermique aux différences observées entre mesures et calculs, principalement localisées au niveau du bord inférieur du poreux. Le flux de vapeur supplémentaire permettrait d'expliquer en partie les écarts. Dans l'état d'avancé actuel des travaux sur ce sujet, il n'est pas possible d'évaluer la contribution de ce phénomène.

Deuxième piste : évaporation à la ligne triple

La ligne de contact entre le liquide, la surface de dépôt et le gaz environnant est définie comme étant une ligne triple. Les mécanismes physico-chimiques de transfert au niveau de cette ligne triple s'expliquent par une approche moléculaire ou bien par l'intermédiaire d'une analogie électrostatique notamment dans les études d'évaporation de gouttes sur les substrats. Les études de l'évaporation de gouttes sur différentes surfaces, comme celle de Mailleur [95] montrent que la prise en compte des mécanismes de transfert à la ligne triple est fondamentale dans l'explication de la quantité totale de vapeur produite. Les modes de transferts thermique et massique de nature linéiques, se produisant localement à la ligne triple, sont majoritaires et font appel à des mécanismes physico-chimiques d'interface. Une étude de Karchevsky *et al.* [96] sur la ligne triple entre une goutte déposée sur un substrat dans un environnement au repos a été réalisée afin de déterminer l'importance des transferts thermiques dans le processus d'évaporation de la goutte. Les résultats numériques et expérimentaux montrent que les flux de chaleur et de vapeur sur la ligne triple sont supérieurs de 5 ordres de grandeur aux valeurs moyennes calculées sur l'ensemble d'une goutte. Les conséquences de ces mécanismes sont particulièrement évidentes dans le cas du problème attaché à la « tache de café » exposé par Deegan *et al.* [97],[98]. Dans le cas de notre étude, ce phénomène est situé au niveau des lignes triples localisées sur le pourtour du poreux au niveau de la jonction avec le support chauffé.

L'effet conjugué des mécanismes relatifs à la présence des lignes triples et à la présence d'un film mince parasite peut contribuer à augmenter le débit de vapeur produit par rapport au modèle présenté. Il est cependant très difficile d'estimer la contribution de ces deux phénomènes, la configuration expérimentale du poreux saturé différant grandement du film ruisselant et de la goutte statique.

Troisième piste : pertinence de l'hypothèse sur le champ de température de surface

Les disparités de température sur la surface du poreux peuvent avoir des conséquences sur la valeur des débits calculés par corrélations. Les écarts relatifs constatés entre débits calculés à partir de la température mesurée au centre du poreux et à partir de la température mesurée sur le bord inférieur sont présentés en Annexe F. Ces écarts ne s'éloignent pas au-delà de 20 %. La variation du signe de ces écarts montre qu'il n'existe pas de tendance claire vers une amélioration de l'estimation du débit d'évaporation à partir de la valeur de la température mesurée sur le bord inférieur.

Ceci peut s'interpréter par une trop grande différence entre la température mesurée par le thermocouple T_2 et celle de l'interface de changement de phase proche de la ligne triple. Cette différence explique partiellement l'écart constant de 50% entre mesures et prédictions.

3.4.4 Conclusion sur les transferts de masse

La sélection des modèles ayant servi aux confrontations avec les résultats expérimentaux a été effectuée en supposant que les mécanismes d'évaporation à la surface du poreux étaient en majorité dus à des transferts de nature surfacique. Les résultats de ces confrontations ont montré qu'il existait un écart important entre prédictions et mesures. Nous avons vu dans cette partie que ni la présence d'une surface d'échange hétérogène comme un poreux saturé ni le décalage entre les couches limites ne permettait pas d'expliquer clairement l'origine de cet écart.

D'autre part, nous avons confirmé que la vitesse de soufflage joue un rôle important dans la modélisation, même si sa prise en compte ne suffisait pas à expliquer les disparités observées. Les mécanismes de transfert physiques relatifs au transfert aux abords de la ligne triple permettraient en revanche d'expliquer en partie ces différences. Néanmoins, la complexité liée à la mise en place de corrections d'ordre physico-chimique et la présence hypothétique d'un film très mince parasite limitent grandement les possibilités de valider cette théorie.

La potentielle influence de mécanismes de transfert secondaire à la ligne triple remet en cause la mise en application des modèles de transfert les plus usuels présentés précédemment. Cependant, la confrontation des modèles aux mesures aura permis de démontrer l'influence d'un certain nombre de paramètres physiques (vitesse de soufflage) et géométriques (décalage entre les couches limites).

À partir de ces conclusions, cette section fait finalement apparaître deux types de régimes de transfert, suivant la surface exposée à l'écoulement. Dans le cas où la surface d'échange est très importante par rapport au périmètre mouillé (relatif à la longueur de la ligne triple), les effets des mécanismes de transferts linéiques sont négligeables comme dans le cas des modèles de Tang *et al.*[85] et Hummel *et al.*[86]. Dans le cas où la surface d'échange est en revanche beaucoup plus faible, il est nécessaire de prendre en compte les contributions des mécanismes de transfert linéique. Dans le cas de notre configuration expérimentale, il semblerait que les dimensions choisies pour la surface du poreux ne sont pas suffisantes pour pouvoir négliger la contribution de transferts linéiques.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'objectif a été d'étudier les transferts de masse et de chaleur à l'échelle du poreux sur la configuration expérimentale. L'étude des transferts thermiques via la considération notamment du champ de température à la surface du poreux a été abordée dans la première partie. À l'aide d'un bilan thermique simplifié et de mesures de températures sur cette surface, nous avons montré que la quantité de chaleur consommée par l'évaporation était responsable de la majorité des transferts thermiques du processus devant les transferts thermiques sensibles. De plus, des mesures de thermographie et de température de surface ont montré que les écarts de température sur la surface du poreux étaient faibles par rapport à ceux dans la phase gazeuse. Cette observation nous a permis de justifier l'usage de modèles prédictifs sur les flux évaporés pour enrichir les analyses.

Dans la deuxième partie de l'étude, nous avons montré que dans une configuration à flux thermique imposé, les transferts de masse varient avec la température de surface du poreux et avec la vitesse de l'écoulement. Cependant, nous avons constaté que l'augmentation de la part sensible des transferts thermiques totaux dans la phase gazeuse avec l'intensité des gradients thermique tend à diminuer l'influence de la vitesse de l'écoulement.

L'analyse de la confrontation entre les débits prédits et mesurés a montré que la plupart des modèles sélectionnés sous-estimaient grandement la quantité de liquide évaporée. Les confrontations ont aussi montré que la prise en compte d'une vitesse de soufflage était un facteur améliorant la modélisation. Les corrélations construites sur des bases de données expérimentales (Tang *et al.* [85] et Hummel *et al.*[86]) donnent des résultats très disparates en termes d'ordre de grandeur suivant les hypothèses retenues.

Une analyse approfondie des potentielles sources des écarts entre prédictions et mesures permet de supposer que le flux évaporé dans le cas de la configuration expérimentale est le résultat de mécanismes des transferts de différentes natures. Ceux-ci se divisent en deux catégories : les mécanismes de transferts surfaciques (pris en compte par la modélisation) et les mécanismes de transferts plus localisés au niveau de la naissance de la couche limite massique (écartés des modélisations sélectionnées).

Chapitre 4

Caractérisation de la stratification du champ de vapeur dans un écoulement en convection libre et en convection forcée

Après avoir mené une analyse des transferts de masse et de chaleur dans le chapitre précédent, il s'agit dans ce chapitre de se concentrer sur une approche plus locale consacrée à l'étude de la stratification de vapeur en proche paroi engendrée par l'évaporation du n-heptane. Cette analyse est décomposée en deux parties distinctes suivant le régime de l'écoulement.

Le régime de convection libre est tout d'abord abordé afin d'introduire les effets de gravité en présence d'évaporation. L'objectif est ici d'apporter une description qualitative de ces effets sur les transferts de masse ainsi que sur la distribution de vapeur.

À partir de ces analyses sur l'influence du champ de gravité, l'objectif est ensuite de caractériser la couche de vapeur en convection forcée par l'intermédiaire d'une confrontation avec des approches de références et d'une analyse phénoménologique.

L'ensemble des conclusions résultant de cette analyse permet d'évaluer le rôle de différents facteurs dans la structuration de la couche de vapeur moyenne et d'apporter une description précise de la stratification pour les deux régimes d'écoulement.

CHAPITRE 4 CARACTÉRISATION DE LA STRATIFICATION DU CHAMP DE VAPEUR DANS UN ÉCOULEMENT EN CONVECTION LIBRE ET EN CONVECTION FORCÉE 113

4.1	APPROCHE MISE EN PLACE	115
4.2	COUCHE LIMITE MASSIQUE EXPERIMENTALE	115
4.2.1	<i>Définition de la couche limite expérimentale</i>	<i>116</i>
4.2.2	<i>Détection de la paroi</i>	<i>117</i>
4.2.3	<i>Discussion sur la détermination de l'épaisseur de la couche de vapeur</i>	<i>118</i>
4.3	LE PHENOMENE D'ÉVAPORATION EN CONVECTION LIBRE	119
4.3.1	<i>Origine du régime de convection libre</i>	<i>119</i>
4.3.2	<i>Conditions d'apparition de l'écoulement gravitaire</i>	<i>120</i>
4.3.3	<i>L'Analogie entre les Transferts de Chaleur et de Masse (ATCM) en convection libre</i>	<i>124</i>
4.3.4	<i>Analyse des débits évaporés en convection libre</i>	<i>127</i>
4.3.5	<i>Analyse de la distribution de vapeur</i>	<i>128</i>
4.3.6	<i>Analyse de la variabilité du champ de concentration</i>	<i>130</i>
4.3.7	<i>Perspectives</i>	<i>136</i>
4.4	ANALYSE DE LA DISTRIBUTION DE VAPEUR EN REGIME DE CONVECTION FORCEE	137
4.4.1	<i>Étude du champ de concentration de vapeur dans la littérature en convection forcée</i>	<i>137</i>
4.4.2	<i>Étude de l'épaisseur de couche de vapeur</i>	<i>144</i>
4.4.3	<i>Analyse de la variabilité de l'épaisseur de couche de vapeur</i>	<i>148</i>
4.4.4	<i>Description de la structure de la couche limite moyenne</i>	<i>153</i>
4.4.5	<i>Description détaillée de la couche de vapeur moyenne</i>	<i>160</i>
4.4.6	<i>L'approche expérimentale, un complément de l'approche numérique</i>	<i>162</i>
4.5	CONCLUSION	164

4.1 Approche mise en place

Le chapitre précédent a permis de proposer une analyse de l'évaporation à l'échelle du poreux. De cette analyse, nous avons tiré un certain nombre de conclusions répondant à la première question physique soulevée dans le Chapitre 1 (section 1.4.3). Ce second chapitre a pour vocation de répondre, quant à lui, aux questions physiques suivantes :

2. quelle est l'influence de la température de l'interface liquide/vapeur et de la vitesse de l'écoulement pariétal sur la distribution de vapeur ?
3. quels sont les différents mécanismes et phénomènes qui conditionnent les transferts de masse et de chaleur ainsi que la distribution de vapeur ?

Dans le chapitre précédent, l'utilisation de différentes approches a permis de mettre en avant deux facteurs ayant une influence sur les mécanismes de transfert de l'évaporation :

- la vitesse de soufflage correspondant à la vitesse normale à la paroi de la phase vapeur à l'interface de changement de phase,
- le décalage géométrique entre la couche limite aérodynamique et les couches limites massiques et thermiques.

L'étude des transferts de masse et de chaleur n'a en revanche pas considéré la contribution de la gravité. Bien que les mécanismes de ruissellement du film liquide ne soient pas pris en compte, l'orientation verticale de notre configuration académique a tout de même une incidence sur le processus d'évaporation opérant au niveau du poreux saturé. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que les effets du champ de gravité se manifestent en particulier lorsque l'intensité de l'écoulement est très faible ou nulle. Afin d'introduire leurs effets, nous avons donc choisi d'étudier en premier, le régime de convection libre induit par les disparités de densité du mélange gazeux. Le nombre de points de test étant relativement faible à vitesse d'écoulement nulle, nous avons entrepris l'analyse approfondie de la couche de vapeur en régime de convection forcée qui dispose de plus de point de test.

Dans ces deux parties, l'attention est portée en particulier sur la couche limite massique aux abords du poreux saturé. La mesure de son épaisseur permet de quantifier la portée de l'hétérogénéité de composition dans l'écoulement dû à l'évaporation du n-heptane. Il est donc important de rappeler de façon succincte ce que représente physiquement la notion de couche limite.

4.2 Couche limite massique expérimentale

La notion de couche limite aérodynamique fait référence à la région d'un écoulement situé entre un corps solide et un fluide dans laquelle les gradients de vitesse sont particulièrement marqués. Par analogie, les couches limites thermiques et massiques se matérialisent lors de l'interaction entre deux milieux à différentes températures ou différentes compositions. La zone de gradient caractérisée par la couche limite est le lieu de modes de transferts conjugués

de nature diffusive et convective. L'épaisseur de la couche limite est une grandeur importante qui permet de quantifier la région impactée par la présence des gradients.

L'approche expérimentale de notre étude permet de mesurer une épaisseur de couche de vapeur à partir d'un post-traitement des mesures de FIL qu'il convient de détailler afin de rapprocher les résultats de mesure avec les approches de référence. La couche limite expérimentale est la région localisée entre l'abscisse détectée de la paroi et l'abscisse égale à l'épaisseur mesurée. Nous avons choisi de nuancer les notions de couche limite massique et de couche de vapeur afin de rendre compte d'un certain nombre d'aspects notamment celui de la dynamique. La couche limite massique se rapporte à la région instantanée dans laquelle il existe de fort gradient de concentration de vapeur. La couche de vapeur se rapporte plutôt à la région dans laquelle la concentration de vapeur est suffisamment importante pour être détectée. Ainsi, son épaisseur est une estimation géométrique de la région de l'écoulement impacté par l'évaporation.

4.2.1 Définition de la couche limite expérimentale

Les épaisseurs de couche limite aérodynamique et thermique sont définies par :

$$\frac{U(\delta_a) - U_\infty}{U_\infty} = 0,05 \quad (4.1)$$

et

$$\frac{(T_{gaz}(\delta_{th}) - T_{amb})}{(T_\Sigma - T_{amb})} = 0,05 \quad (4.2)$$

où U est la composante de la vitesse tangentielle à la paroi et T_{amb} la température de l'écoulement. Le facteur égal à 0.05 remplace celui couramment utilisé de 0.01 afin de limiter l'impact des incertitudes expérimentales.

Nous avons choisi de définir l'épaisseur de la couche de vapeur à partir d'une relation similaire :

$$\frac{(Y_v(\delta_m) - Y_{v,\infty})}{(Y_{v,\Sigma} - Y_{v,\infty})} = 0,05 \quad (4.3)$$

Cette épaisseur δ_m se mesure donc de la position détectable du bord du poreux où la fraction de vapeur $Y_{v,\Sigma}$ est saturée à la zone où la fraction de vapeur représente 5% de la fraction de vapeur à la paroi (cf. Figure 4.1). La couche de vapeur s'étale le long de la paroi, qui est repérée par l'abscisse $x = 0$. Au niveau de la paroi, la nature hétérogène du poreux s'observe par l'alternance de zones très riches en vapeur caractéristiques de la présence d'un pore (identifié par un cercle) et de zones où la fraction mesurée est plus faible, car le matériau est imperméable (identifié par un rectangle).

Dans le post-traitement, la fraction massique saturée de référence $Y_{v,\Sigma}$ est mesurée à l'emplacement du pore à l'altitude $z = 7$ mm sur l'image de la Figure 4.1.

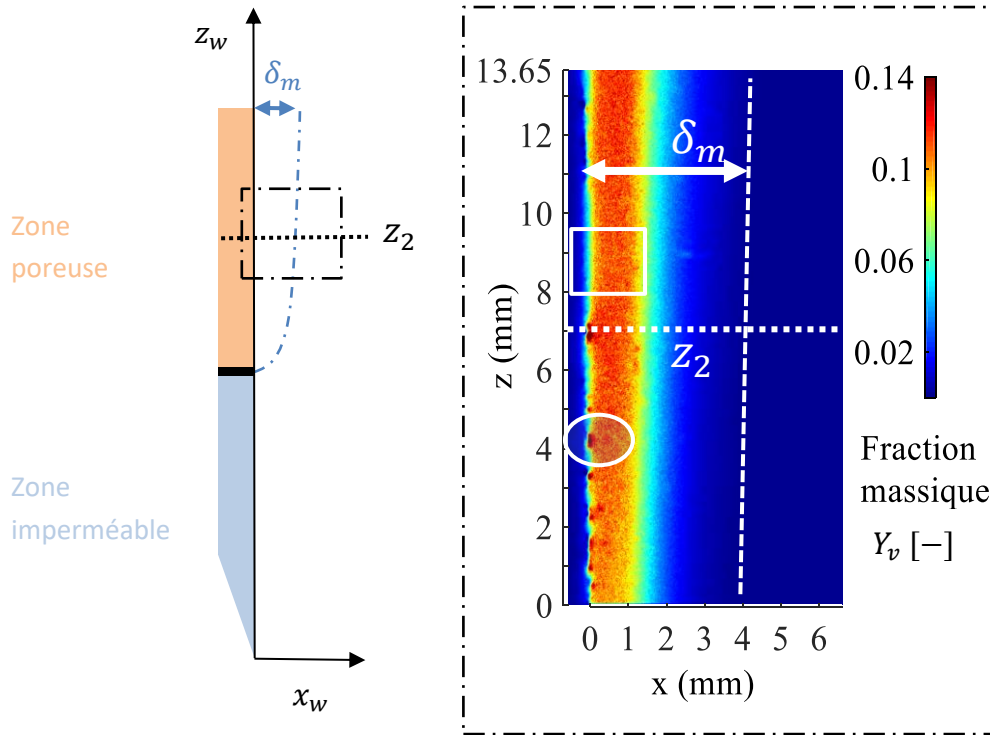


Figure 4.1 : Champ de fraction massique de vapeur moyen effectué sur 300 images successives à proximité de la paroi repérée à l'abscisse $x = 0$, pour la CT-3 et $U_\infty 1.3$ m/s.

Les mesures d'épaisseur ont été effectuées à l'altitude z_2 dans le repère de la configuration académique $(0, x_w, z_w)$.

Cette épaisseur est le résultat de la différence entre deux positions : la position de la paroi et la position relative de la fin de la couche de vapeur définie par la relation (22). Dans la suite, nous présentons la méthode employée pour la détection de la paroi.

4.2.2 Détection de la paroi

La détection de la paroi s'effectue à l'aide du gradient de fraction massique moyenné spatialement sur 5 profils horizontaux instantanés. Ces profils sont extraits du champ de fraction de vapeur à la position du pore en z_2 . La paroi est détectée lorsque le gradient s'annule entre les deux extrema comme illustrés sur la Figure 4.2. L'incertitude est déterminée à partir de la différence entre les deux extrema ($\Delta x = 100 \mu\text{m}$) et prise en compte dans les valeurs d'épaisseurs exposées dans la suite.

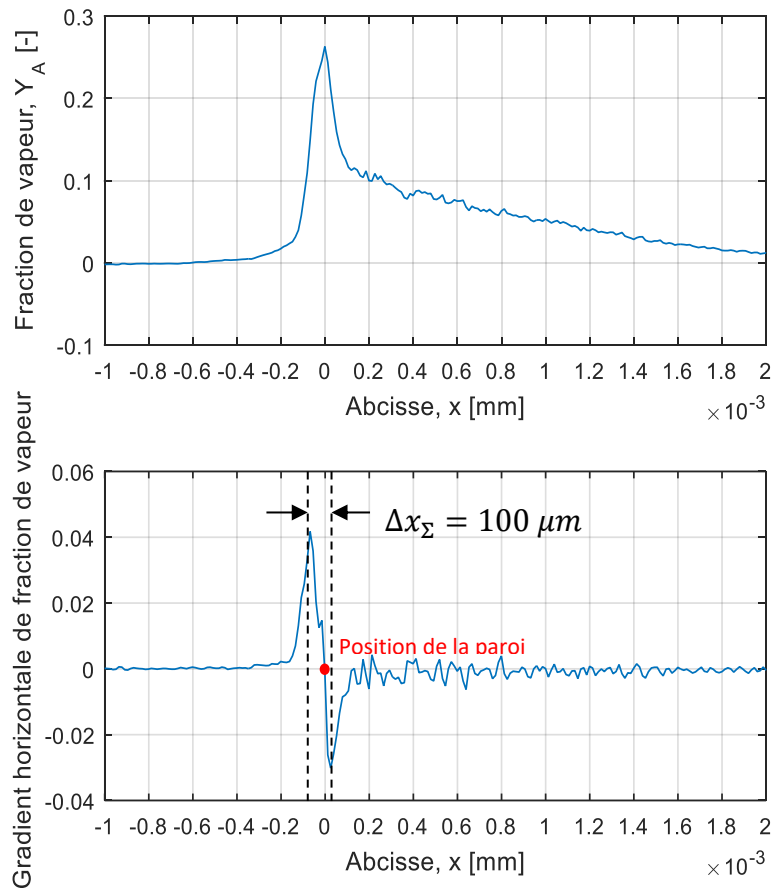


Figure 4.2 : Profil de fraction massique horizontale à l'altitude d'un pore et gradient associé

La détection de cette position est l'un des deux aspects essentiels pour la détermination de l'épaisseur de couche de vapeur. La position de la frontière de la couche de vapeur est le second.

4.2.3 Discussion sur la détermination de l'épaisseur de la couche de vapeur

Les contraintes liées au bruit de mesure et à la robustesse du post-traitement des images de FIL imposent un choix de la définition de la couche limite expérimentale présenté dans l'expression (4.3). Les approches de référence (basées sur l'Analogie entre les Transferts de Chaleur et de Masse) tendent plutôt à considérer la région dont la fraction massique est supérieure à 1% de la fraction massique saturée. Afin d'assurer une cohérence dans la comparaison, les épaisseurs prédites sont calculées avec la définition expérimentale à partir des profils de fraction massiques. Dans la suite, on préférera parler d'épaisseur de couche de vapeur moyenne δ_m (locale, puisqu'à altitude fixée) plutôt que de couche de vapeur dont l'appellation est plus fidèle à la nature de la grandeur observée qui caractérise la région influencée par la vapeur.

4.3 Le phénomène d'évaporation en convection libre

Comme suggéré précédemment, un régime de convection libre spécifique s'établit en l'absence d'écoulement forcé. Avant d'étudier les transferts de masse et de chaleur ainsi que la distribution de la vapeur, nous allons exposer quelques éléments qui permettent d'expliquer l'apparition de ce phénomène fortement couplé à l'évaporation.

4.3.1 Origine du régime de convection libre

Le processus d'évaporation en l'absence d'écoulement forcé fait intervenir des mécanismes de transfert intrinsèquement liés aux propriétés du mélange. En effet, les forces d'Archimède engendré par les gradients de densité dans le champ de gravité terrestre engendrent un écoulement gravitaire dans la phase gazeuse.

Il existe deux origines au gradient de densité dans les études de l'évaporation en l'absence d'écoulement forcé.

- Le gradient de température peut être engendré un gradient de densité suffisamment important pour induire un écoulement de convection libre. Ce sont ces gradients thermiques qui sont généralement responsables de l'évaporation des nappes d'eau horizontales par convection libre [99]-[101].
- Le gradient de concentration d'un composé à masse molaire élevée provoque un écoulement gravitaire, fortement dépendant de la géométrie de la configuration. L'évaporation d'hydrocarbure fait l'objet d'un certain nombre d'études (Kelly-Zion *et al.* [102]-[105]).

Dans le cas de configuration verticale, les approches sont essentiellement numériques et traitent le plus souvent de l'évaporation de l'eau. L'étude menée par Yan *et al.* [106] est à l'origine de plusieurs travaux sur l'évaporation de films d'eau en convection libre. Ces travaux ont abouti à une étude numérique dont la configuration est très proche de celle de notre cas (cf. Figure 4.3, Nasr *et al.*[79]). Une plaque poreuse, d'une épaisseur fixée et chauffée, est placée face à une plaque sèche à température contrôlée. Le matériau poreux est constamment saturé d'eau et le gradient thermique entre les deux plaques verticales provoque un écoulement de convection libre qui assure le transfert de masse lors de l'évaporation.

Les résultats des calculs effectués sur cette configuration montrent que la diminution de la porosité augmente l'efficacité des transferts de masse et de chaleur et favorise l'évaporation. Cet effet s'explique par l'augmentation de la conductivité thermique équivalente et donc des transferts thermiques à travers la phase mixte composée de la matrice et du liquide. La diminution de l'épaisseur du matériau poreux a pour effet de diminuer la résistance thermique et d'augmenter l'efficacité des transferts de chaleur dans le poreux. Le flux de chaleur servant à vaporiser le liquide est donc plus intense. Notre intérêt pour ces études réside dans le lien entre l'efficacité des transferts et l'épaisseur du matériau, sa porosité et les gradients de température dans la phase mixte. Cependant, le manque de résultats

expérimentaux limite la validation des méthodes numériques utilisées, en particulier en ce qui concerne les champs de température et de concentration d'espèces dans la phase gazeuse.

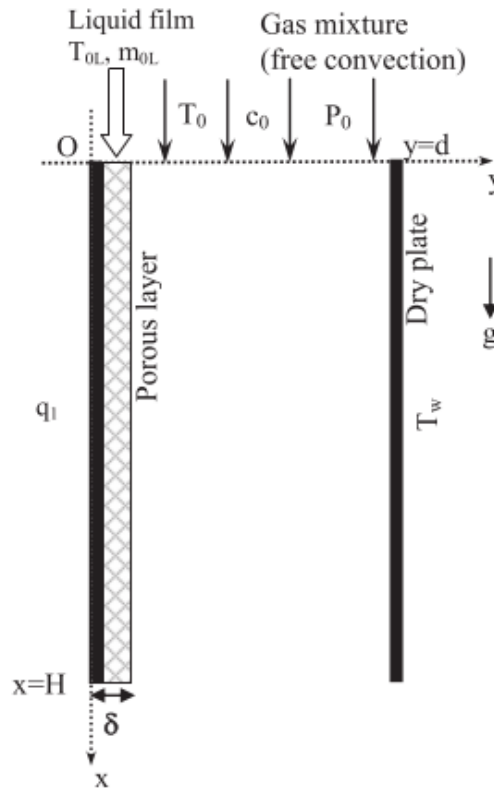


Figure 4.3 : Configuration considéré par Nasr et al.[79]

Le moteur de l'écoulement dans ces configurations est le gradient de température, fixé par les conditions aux limites ; l'influence des variations de densité due au gradient de concentration n'est pas discutée. Ce dernier aspect ainsi que l'utilisation de l'eau (masse molaire plus faible que celle de l'air) sont autant de différences qui limitent grandement le parallèle avec notre configuration.

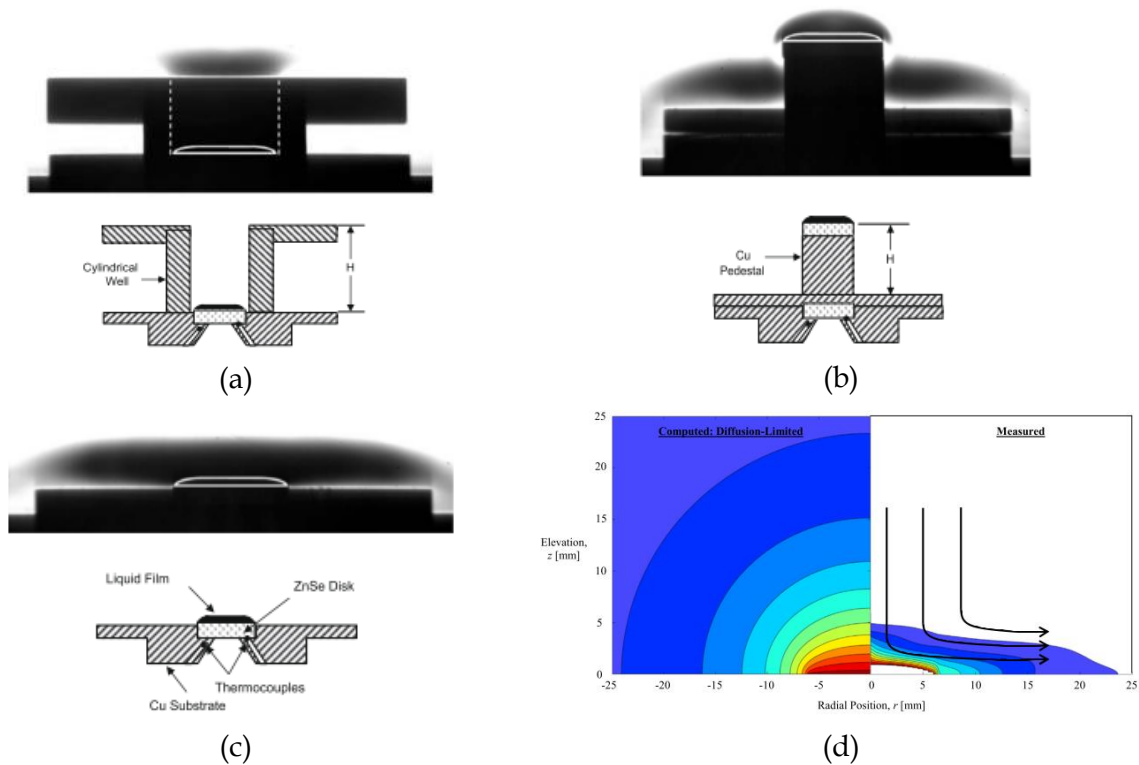
Il est donc essentiel de s'intéresser plus spécifiquement à l'impact des gradients de concentration sur l'établissement d'écoulement gravitaire, domaine abordé par d'autres communautés.

4.3.2 Conditions d'apparition de l'écoulement gravitaire

Kelly-Zion *et al.* ont étudié en détail l'influence de la géométrie sur l'évaporation d'un film plat de liquide organique posé sur un substrat [102]. En suivant une démarche progressive, ils se sont intéressés à l'évaluation du débit d'évaporation provenant du film [103] ainsi qu'à la distribution de la vapeur dans l'environnement proche pour une goutte sur un substrat horizontal [104],[105]. Ces études révèlent qu'il existe une coexistence entre le mode de transfert de convection libre engendré par la forte masse molaire des composés organiques type alcane, et le mode de transfert diffusif. Ces modes de transferts rentrent en compétition

ou s'amplifient mutuellement en fonction du conditionnement imposé par la géométrie de la configuration. Les schémas et mesures (a)(b)(c) de la Figure 4.4 présentent les mesures réalisées dans le cadre des études sur l'évaporation d'un film liquide plat en convection libre pour plusieurs géométries. Les images réalisées à partir d'un diagnostic de stries (Schlieren) montrent que la géométrie de la configuration impose une structure générale de la distribution de vapeur qui s'écoule du substrat. En effet, l'écoulement gravitaire et l'épaisseur effective à travers laquelle le mode de transfert par diffusion se produit sont liés à :

- (a) la hauteur du récipient,
- (b) le diamètre du piédestal (au-delà d'une certaine hauteur),
- (c) la taille du substrat.



- *Figure 4.4 : Mesure des champs de concentration à l'aide d'un diagnostic Schlieren d'après Kelly-Zion et al.[102],[105]*

Les résultats de mesure sur l'épaisseur de la couche de vapeur qui couvre le film montrent qu'il existe une corrélation entre cette épaisseur et la quantité de liquide vaporisé. Cette corrélation signifie que la diffusion moléculaire reste le mécanisme prédominant du transfert d'espèce dans les configurations (a) et (b). Le cas (c) correspond à un cas limite correspondant à une profondeur de récipient ou une hauteur de piédestal nulle.

La Figure 4.4 (d) illustre une comparaison entre le calcul de la distribution de la vapeur sans la prise en compte de l'écoulement gravitaire dans la partie gauche et les mesures calibrées du diagnostic de Schlieren utilisées par les auteurs dans la partie droite. Celle-ci montre que

la prise en compte du transfert diffusif seul ne suffit pas à expliquer la structure de la distribution de la vapeur aux abords d'une goutte qui s'évapore. L'écoulement gravitaire agit contre l'expansion de la vapeur et provoque un écoulement de cette vapeur qui étale la couche et limite son expansion. Une fois l'écoulement établi, la diffusion moléculaire s'opère à travers la couche de vapeur ainsi couplée à l'écoulement gravitaire. Le transfert de masse est une composition des deux modes de transfert qui rentrent en compétitions ou s'additionnent en fonction de la géométrie de la configuration.

Notre intérêt pour ces études porte principalement sur l'analyse phénoménologique de l'écoulement gravitaire provoqué par la forte masse molaire des alcanes et la description du couplage entre les modes de transferts par convection libre et par diffusion. La configuration expérimentale en l'absence d'écoulement imposé présente le même phénomène d'écoulement gravitaire.

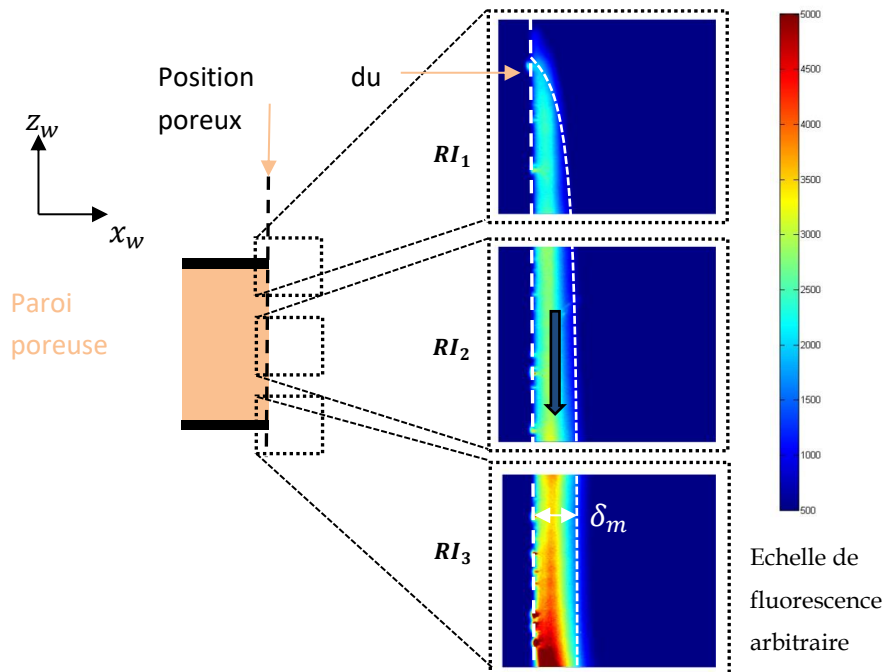


Figure 4.5 : Visualisation de l'écoulement gravitaire dans la configuration expérimentale, réalisée à l'aide du diagnostic de FIL

La Figure 4.5 illustre la structure de la stratification de la distribution de vapeur sur une échelle arbitraire, dans la Configuration Thermique n°3 (CT-3). L'écoulement gravitaire présente la même structure générale qu'un écoulement de convection libre laminaire à partir d'une plaque refroidie [50]. La vapeur s'écoule à partir du matériau poreux et le long de la paroi. La concentration en vapeur augmente au fur et à mesure que l'écoulement gravitaire se développe de la Région d'Intérêt n°1 (RI-1). Dans cette configuration, le transport d'espèces n'est pas seulement dû à la diffusion puisqu'un mouvement d'ensemble transporte une partie importante des vapeurs dans la région inférieure.

Chapitre 4 : Caractérisation de la stratification du champ de vapeur en convection libre

Dans notre configuration, trois facteurs contribuent à la génération d'un gradient de masse volumique engendrant le phénomène d'écoulement gravitaire :

- l'hétérogénéité de la distribution de vapeur entretenue par le flux de l'évaporation,
- la dilatation de mélange gazeux liée à la température, qui varie avec le gradient de température,
- les conditions aux limites géométriques du système et ainsi que l'orientation verticale de la paroi.

La conjugaison de ces trois facteurs est caractéristique du régime d'écoulement mixte appelé thermosolutal. Ce mode de transfert est défini par l'existence d'un écoulement induit par des disparités de masse volumique, prenant leurs origines de disparités conjuguées de température et de concentration dans un champ de gravité. Celui-ci est très couramment rencontré au sein des milieux poreux [107]. En dehors du domaine des milieux poreux, ce multi couplage physique est à notre connaissance étudié seulement numériquement par Otieno *et al* [108], Chen *et al.*[109] et Elbashbeshy [110] dans des cas très simplifiés par rapport à une configuration réelle. Alors que la température a tendance à diminuer la densité du mélange gazeux, les fortes concentrations de vapeur dense ont tendance au contraire à l'augmenter. Ces deux effets rentrent en compétition suivant la distribution de la température et de la fraction de vapeur dans l'écoulement de convection libre. Les travaux précédents ne décrivent pas cette compétition, il est donc nécessaire de fournir des précisions sur ces aspects. Le Tableau 4.1 synthétise les valeurs des densités du mélange gazeux à la paroi par rapport à l'air ambiant.

	Configuration thermique n°1 (CT-1)	Configuration thermique n°2 (CT-2)	Configuration thermique n°3 (CT-3)	Configuration thermique n°4 (CT-4)
Densité du mélange	1,11	1,13	1,26	1,37

Tableau 4.1 : Densité locale du mélange gazeux à la surface de la paroi poreuse par rapport à l'air à 20°C

Ce tableau indique que, le mélange gazeux riche en vapeur est toujours plus dense que l'air. Ce sont donc les considérations liées à la distribution d'espèces qui prédominent dans l'établissement de l'écoulement gravitaire. Cette observation est naturellement en accord avec le comportement illustré par la Figure 4.5. Par conséquent, il est possible confirmer l'analogie avec l'écoulement induit par une plaque dont la température est plus faible que celle de l'air environnant. Cette analyse est essentielle pour la mise en place de l'unique modèle de référence à notre disposition en convection libre qui ne prend en compte qu'un des deux aspects liés au gradient de densité.

4.3.3 L'Analogie entre les Transferts de Chaleur et de Masse (ATCM) en convection libre

Étant donné les similarités entre l'écoulement de convection libre provoqué par une plaque plane verticale refroidie et la structure de l'écoulement illustrée sur la Figure 4.5, l'ATCM peut apporter un certain nombre d'éléments pour effectuer des confrontations qualitatives à partir de nombres adimensionnels et de champs scalaires. En suivant la même démarche que dans le chapitre précédent, nous allons nous servir de l'ATCM afin d'effectuer une confrontation avec les résultats de mesures de débit et de champ de fraction massique. La complexité due au décalage du bord d'attaque n'est plus rencontrée dans cette configuration. La formulation de Bird *et al.*[43] est seulement valable en cas de condition forcée et n'est pas adaptée au format de la convection libre. L'influence de la condition de vitesse de soufflage est, dans ce modèle, négligée à la paroi. Étant donné la gamme de débit d'évaporation peu étendue et les conclusions de la section 3.4.3, cette hypothèse semble toutefois pertinente. À partir de l'ATCM, nous allons traiter la problématique de la convection thermosolutal du point de vue du régime d'écoulement, des couches limites et des champs de vitesse et de vapeur.

Le régime d'écoulement libre

Il est proposé tout d'abord de déterminer la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement gravitaire. Le nombre de Grashof thermique remplace le nombre de Reynolds pour rendre compte du mouvement du fluide, comparant sa flottabilité par rapport aux effets visqueux :

$$Gr_z = \frac{g\beta(T_\Sigma - T_\infty)z^3}{\nu_a^2} \quad (4.4)$$

Pour prendre en compte les aspects massiques à la place des aspects thermiques, Kelly-Zion *et al.* [102] utilise le nombre de Grashof massique défini de la façon suivante :

$$Gr_{m,z} = \frac{g\rho_\infty(\rho_\Sigma - \rho_\infty)z^3}{\mu_a^2} \quad (4.5)$$

Le Tableau 4.2 résume les valeurs des nombres de Grashof massique (sans considération thermique).

	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$Gr_{m,L}$	16094	16444	18374	20032

Tableau 4.2 : Présentation des nombres de Grashof thermique et massique sur la hauteur L du poreux

Les nombres de Grashof massiques des régimes observés sont légèrement supérieurs à ceux calculés dans les configurations étudiées par Kelly Zion *et al.* [102]. On en déduit donc que l'écoulement est de nature similaire.

Le nombre adimensionnel de Rayleigh caractérise le transfert de chaleur ou de masse suivant le contexte selon l'importance des transferts par diffusion ou par convection libre. Il est défini par le produit du nombre de Grashof avec le nombre de Prandtl ou de Schmidt. La valeur du nombre de Rayleigh permet entre autres d'identifier la transition entre le régime laminaire ou turbulent de l'écoulement à partir d'une valeur critique : $Ra_c = 10^9$ [70].

	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
Ra_L	$8.5 \cdot 10^4$	$2.1 \cdot 10^5$	$8.0 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^6$
$Ra_{m,L}$	$3.4 \cdot 10^4$	$3.3 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$	$3.0 \cdot 10^4$

Tableau 4.3 : Calcul des nombres de Rayleigh thermiques et massiques sur la hauteur du poreux

Le Tableau 4.3 résume les valeurs du nombre de Rayleigh. Toutes les valeurs calculées sont inférieures à la valeur critique Ra_c qui laisse penser que l'écoulement est laminaire pour toutes les configurations. Cette observation reste à nuancer étant donné les différences importantes qui existent entre les épaisseurs de couche limite thermique et massique et leurs natures couplées. En effet, cette approche ne considère qu'un seul phénomène faisant varier la densité du mélange alors que dans le cas de notre étude, les aspects thermiques et massiques sont en compétition dans la phase gazeuse. Nous verrons dans la suite que le cisaillement induit par ce phénomène est capable de provoquer une déstabilisation de l'écoulement et donc une modification très importante de la dynamique des couches limites massiques et thermiques.

Les couches limites en convection libre

L'établissement d'un écoulement de convection libre à proximité de la paroi entraîne l'apparition de couches limites aérodynamique, thermique et d'espèce. Des estimations de l'équilibre des forces visqueuses et d'Archimède permettent de montrer qu'il existe une relation entre les épaisseurs et les nombres de Prandtl et de Schmidt [70],[72] pour le régime de convection forcée :

$$\frac{\delta_a}{\delta_{th}} \sim Pr^{1/3} \quad (4.6)$$

$$\frac{\delta_a}{\delta_m} \sim Sc^{1/3} \quad (4.7)$$

Les deux expressions rendent compte des portées respectives des transferts thermiques et massiques. Les nombres de Schmidt calculés pour cette étude (≈ 2) sont bien au-delà de la valeur courante du nombre de Prandtl (≈ 0.7). Ainsi, du point de vue des transferts diffusifs, on a $\delta_{th} > \delta_m$.

Dans le cas de la convection libre, le mouvement est induit par le gradient de densité. Il est ainsi courant de faire l'approximation $\delta_a \approx \delta_{th}$. Mais étant donné la conclusion précédente, cette hypothèse peut être remise en question en convection thermosolutale. Les effets

d'écoulement gravitaire pourraient être prédominants à proximité de la paroi alors que les effets de flottabilité pourraient être prédominants dans la couche limite thermique.

Champ de concentration

Le champ de vitesse et le champ de concentration sont calculés par transposition de la méthode différentielle dans le cas de la température. Il est rappelé que la phénoménologie observée avec de fortes concentrations à la paroi est équivalente au phénomène correspondant à un gradient de température positif à la paroi (paroi refroidie). La résolution du champ de concentration et de vitesse passe par la résolution d'un système d'équations différentielles couplées [72]. La Figure 4.6 illustre les profils de fraction massique et les profils de la vitesse tangentielle selon l'abscisse horizontale au centre du poreux pour les quatre CT. Les profils de fraction massique montrent que les transferts de masse dans la phase gazeuse sont localisés proches de la paroi sur une épaisseur réduite d'environ 20 mm. Les profils de vitesse montrent que l'allure et le maximum du profil de vitesse tangentielle varient peu avec les conditions expérimentales. En revanche, le maximum de cisaillement localisé à l'abscisse où la norme de la pente du profil de vitesse est la plus forte est justement localisé dans une région très pauvre en vapeur. Cette observation est importante, car elle sera utilisée dans la suite pour interpréter la déstabilisation de la couche de vapeur lorsque les gradients thermiques sont suffisamment importants.

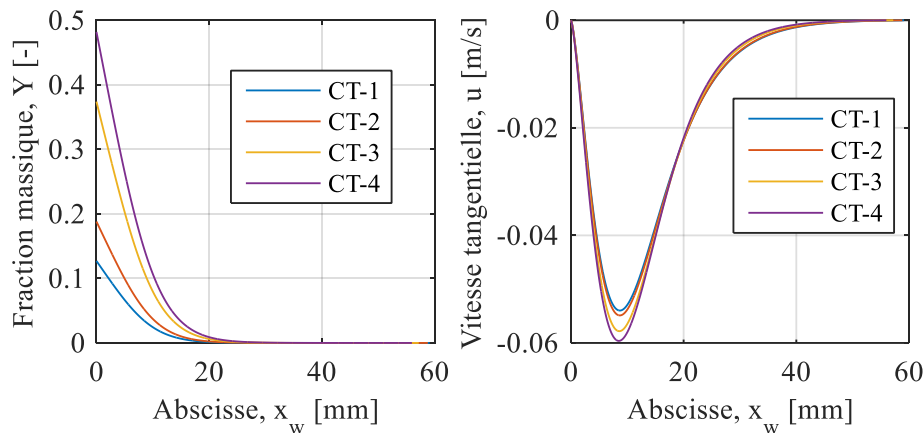


Figure 4.6 : Profils de fraction massique et de vitesse tangentielle calculés à partir de l'ATCM en convection libre

L'allure des profils de fraction massique calculés à partir de l'ATCM est donc liée :

- à la formulation du couplage entre l'équation de transport de quantité de mouvement et de transport d'espèce,
- au nombre de Schmidt qui varie peu avec les conditions expérimentales,
- à la température de paroi qui détermine la fraction de vapeur saturée.

Pour chacune des configurations thermiques, le nombre de Schmidt varie très peu (voir Annexe B). Les profils sont donc relativement similaires entre eux et la fraction de vapeur

saturée à la paroi joue un rôle négligeable sur l'allure de la distribution de vapeur. La nature similaire des profils de fraction massique implique donc une dépendance très faible de l'épaisseur de couche de vapeur à la température.

Débit d'évaporation

La détermination du débit d'évaporation par l'ATCM nécessite le calcul du coefficient d'échange moyen sur la surface du poreux $\overline{h_m}$ à partir de l'expression du nombre de Sherwood Sh :

$$\overline{Sh} = \frac{\overline{h_m}L}{D} \quad (4.8)$$

où $D [m^2/s]$ est le coefficient de diffusion de l'espèce dans l'air et $L [m]$ la longueur de la plaque.

En régime laminaire, la corrélation couramment utilisée est celle de Churchill et Chu [111] valable pour $10^{-1} < Ra_L < 10^9$, celle-ci est transposée pour les transferts de masse :

$$\overline{Sh} = 0.68 + \frac{0.67Ra_{m,L}^{1/4}}{\left[1 + (0.492/Sc)^{9/16}\right]^{4/9}} \quad (4.9)$$

Cette corrélation permet la détermination du flux de vapeur émis à partir des propriétés du mélange à la paroi à l'aide du nombre de Schmidt et celle de l'écoulement à l'aide du nombre de Rayleigh.

4.3.4 Analyse des débits évaporés en convection libre

Les flux de chaleur en jeu étant plus faibles que dans le cas de la convection forcée, l'homogénéité de la température est une hypothèse raisonnable qui permet l'utilisation de la corrélation présentée précédemment.

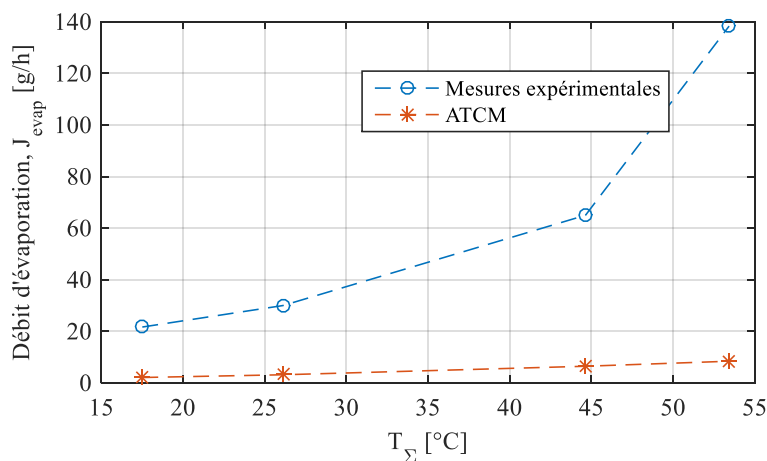


Figure 4.7 : Débit d'évaporation mesuré et calculé à partir de l'ATCM

Nous présentons donc dans cette partie l'analyse des variations du débit d'évaporation en fonction de la température de la surface du poreux. La Figure 4.7 illustre l'évolution du débit mesuré et du débit calculé à l'aide de l'ATCM en convection libre.

Le débit d'évaporation mesuré augmente drastiquement avec la température de paroi. La mesure dans le cas de la CT-4 semble indiquer un comportement exponentiel avec la température, de manière cohérente suivant la formulation de la fraction de vapeur avec la température (voir Annexe B). Le débit calculé à l'aide de l'ATCM croît aussi avec la température. Les débits prédits sous-estiment de plusieurs ordres de grandeur le débit mesuré dans la configuration expérimentale. Étant donné cette différence, nous avons choisi d'analyser les débits adimensionnés afin de confronter l'évolution relative en fonction de la température.

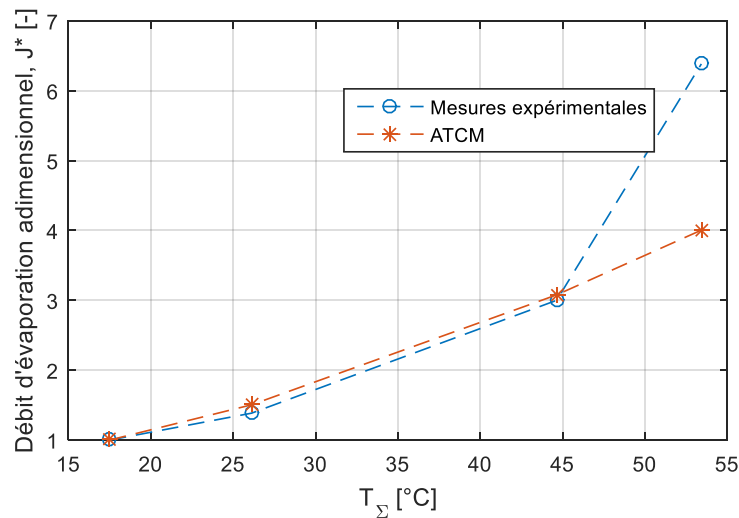


Figure 4.8 : Débit d'évaporation adimensionnel mesuré et calculé

La Figure 4.8 illustre l'évolution du débit adimensionné d'évaporation déterminé à partir du débit de référence dans la CT-1. Leurs évolutions avec la température semblent similaires sauf dans le cas de la CT-4. Néanmoins, il est difficile de conclure sur la pertinence de l'utilisation de l'ATCM en ce qui concerne l'évaluation du flux évaporé étant donné le nombre limité de mesures expérimentales dans cette configuration.

4.3.5 Analyse de la distribution de vapeur

Les résultats précédents montrent qu'il existe une nette différence d'ordre de grandeur entre le débit prédit et mesuré de manière similaire à la convection forcée. Le modèle de l'ATCM ne permettant pas de modéliser le couplage entre les différents champs scalaires (température, concentration), l'analyse se limite à la confrontation des épaisseurs de couche de vapeur.

Étude de l'épaisseur de couche de vapeur moyenne

La faible dépendance de l'épaisseur de couche de vapeur avec la température de surface est illustrée Figure 4.9. L'épaisseur calculée à partir de l'ATCM est bien supérieure à celle mesurée expérimentalement pour toutes les températures. Ces observations sont concordantes avec la nette différence d'ordres de grandeur entre les débits d'évaporation prédit et mesuré, l'épaisseur variant avec l'inverse du gradient de concentration. Si le débit mesuré est très supérieur à celui prédit, il est cohérent de retrouver que l'épaisseur mesurée est bien inférieure à celle prédite.

L'utilisation de l'approche de l'ATCM est très limitée du point de vue quantitatif, en ce qui concerne à la fois le débit d'évaporation et l'épaisseur de couche de vapeur.

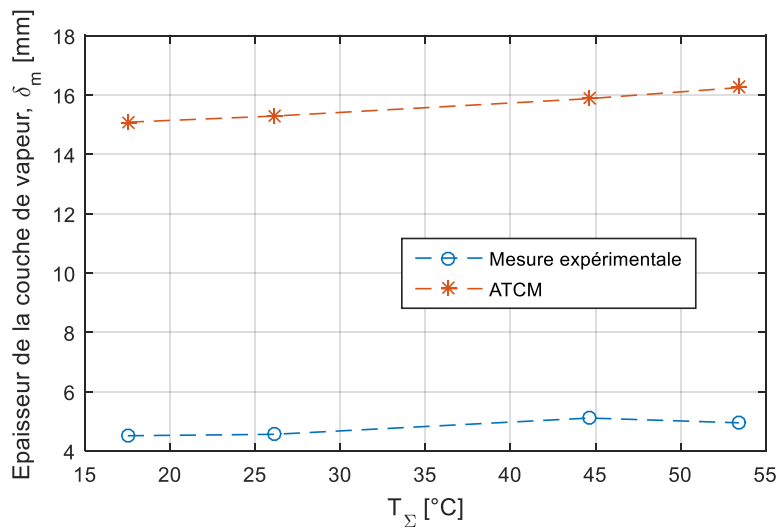


Figure 4.9 : Épaisseur de la couche de vapeur en fonction de la température de surface

Dans la suite, l'approche de l'ATCM est abandonnée au profit d'une analyse plus qualitative et phénoménologique de la distribution de vapeur et des phénomènes intervenant dans la mise en place de la stratification.

Champ de densité expérimentale

À partir des mesures de concentration et de température dans la phase gazeuse, la Figure 4.10 illustre les profils de densité calculés à mi-hauteur du poreux. Ces profils montrent que, quelle que soit la configuration thermique, le champ moyen dans la couche de vapeur est plus dense que l'air ambiant excepté pour la CT-4. Le mouvement d'ensemble moyen est donc bien un écoulement gravitaire descendant. Cependant, la portion de profil inférieure à 1 dans le cas de la CT-4 montre qu'il peut exister une région dans laquelle il existe un écoulement à contre-courant induit par la flottabilité.

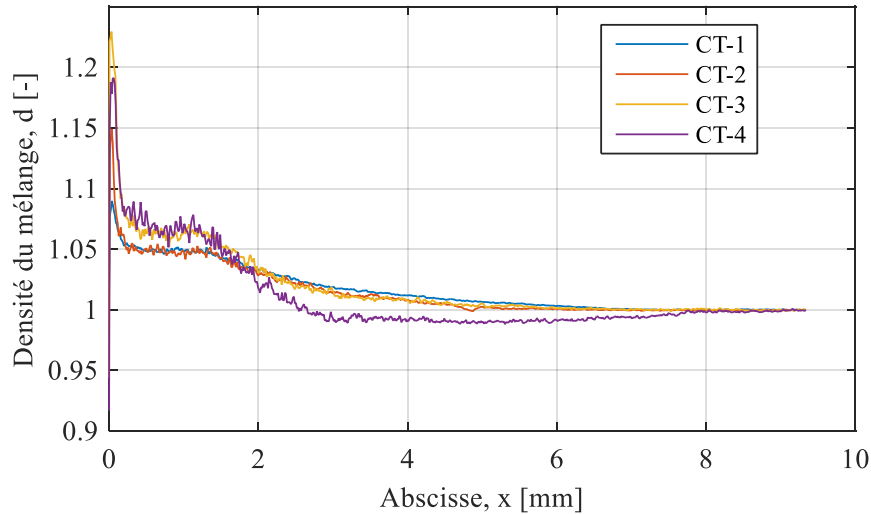


Figure 4.10 : Profil de densité par rapport à l'air ambiant dans la direction normale à la paroi à l'abscisse z_2 pour les quatre CT

Cette dernière indication confirme que l'écoulement s'étend au-delà de la couche de vapeur et que le transfert thermique a plus de portée que le transfert massique. Il reste donc à examiner les effets du cisaillement entre l'écoulement et l'air ambiant sur la distribution de vapeur et sa variabilité.

4.3.6 Analyse de la variabilité du champ de concentration

À partir d'une approche statistique, la variabilité de l'épaisseur de la couche de vapeur est étudiée à partir de l'écart type et de la distribution des épaisseurs instantanées mesurées par post-traitement des images de FIL.

Analyse des fluctuations à l'aide de l'écart type

Afin d'analyser la variabilité de l'épaisseur de couche de vapeur, nous avons choisi d'examiner les écarts types de lot de 300 épaisseurs instantanées relatives aux conditions expérimentales. La Figure 4.11 illustre l'évolution de l'écart type s sur la mesure de l'épaisseur de vapeur δ_m dont la définition s'écrit :

$$s = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\delta_i - \delta_m)^2} \quad (4.10)$$

où δ_i est l'épaisseur instantanée, δ_m est l'épaisseur moyenne.

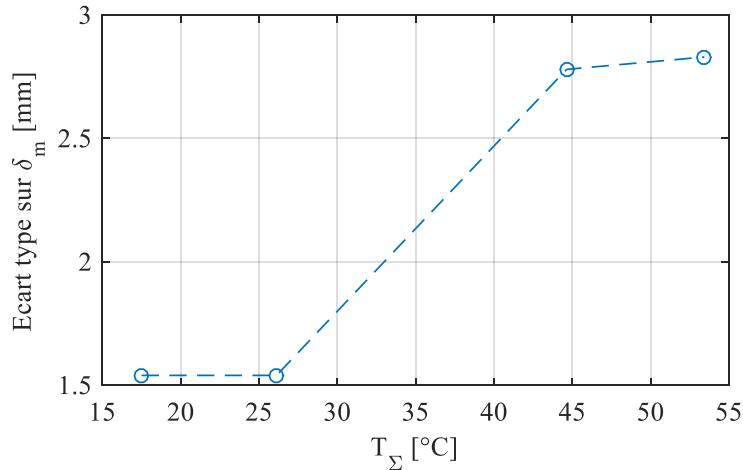


Figure 4.11 : Évolution de l'écart type sur la mesure de l'épaisseur de la couche de vapeur δ_m

Cette figure montre qu'il existe deux types de régimes de fluctuation. Un premier régime est identifié pour les plus faibles températures où l'épaisseur de la couche de vapeur observe des fluctuations modérées. Un second régime est identifié pour les températures de surface importante, dans lequel les fluctuations sont plus marquées. Le faible nombre de tests ne permet pas de déterminer la nature de la transition entre les deux régimes. En revanche, les images de FIL révèlent qu'un certain nombre de structures cohérentes de vapeur, appelées volutes, se détachent de la couche de vapeur et pourraient être à l'origine de la variabilité pour les plus fortes températures (illustré Figure 4.12).

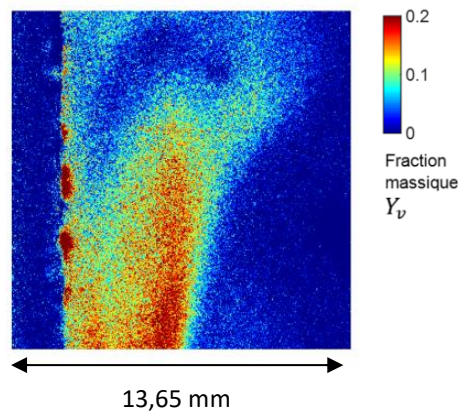


Figure 4.12 : Exemple de volutes enregistrées par le diagnostic de FIL sur des images instantanées

Ces images illustrent la forme que prend la section dans un plan perpendiculaire d'une volute à partir du diagnostic de FIL au niveau du centre du poreux. La présence en grand nombre de ces structures ordonnées est responsable d'un régime très fluctuant du champ de concentration de vapeur. La pertinence de raisonnement basée sur des épaisseurs moyennes avec la présence de ces structures instationnaires est donc très discutable. Cet aspect permettrait, par exemple, de justifier en partie les nettes différences observées lors des

confrontations dans la section précédente. La présence de volute pourrait très bien altérer les valeurs d'épaisseurs artificiellement.

Avant d'examiner plus spécifiquement l'effet de ces volutes sur la mesure d'épaisseur, nous allons revenir sur la définition de ces structures cohérentes de vapeur.

Définition des structures cohérentes observées

Le terme volute désigne une structure de fluide continue en trois dimensions dont les propriétés sont très différentes de celles du milieu dans laquelle elle évolue. Cette structure se présente le plus souvent sous la forme d'un volume dont la température et/ou la composition diffèrent de son environnement. La notion de volute/panache est abordée dans différents domaines dans lesquels les configurations sont propices à son apparition, par exemple :

- la présence d'un fil chaud dans un écoulement [89],
- des études fondamentales sur les instabilités de Rayleigh-Bénard [112],
- la modélisation de la dispersion atmosphérique des polluants, de fumée et de cendres volcaniques [113],
- le cisaillement des masses d'air dans le domaine météorologique [114].

Dans le cas de notre étude, les volutes sont caractérisées par une région de forte concentration de vapeur observant un mouvement globalement cohérent. Ces entités sont très proches de celle observée dans des configurations thermiques analogues de convection mixte laminaire « contrariée » [115]-[117]. Ce cas de convection voit l'opposition d'un écoulement laminaire forcé avec un écoulement gravitaire. La compétition entre ces deux modes de transfert provoque l'apparition d'instabilité dans la couche limite thermique sous la forme d'une vague. Lorsque le cisaillement est suffisamment important, des portions entières de la couche de vapeur sont arrachées et éjectées dans la région où le transport advectif est dominant. La nature du transport advectif étant peu dispersive, ces volutes gardent une certaine cohérence. La caractérisation d'une volute passe par l'estimation de plusieurs grandeurs :

- sa structure (en bulbe, en filament, en plume ou en champignon),
- ses dimensions, relatives à sa structure,
- sa vitesse moyenne,
- l'origine et la position de sa naissance,
- sa fréquence d'apparition,
- sa vitesse d'expansion.

Les diagnostics mis en place dans notre étude ne permettent pas une caractérisation complète des volutes. La faible fréquence d'échantillonnage et la taille réduite de la RI relatives au diagnostic de FIL sont deux facteurs qui limitent la caractérisation. Cependant certains indicateurs permettent d'identifier leurs influences sur la distribution de vapeur

comme la représentation en histogramme des épaisseurs de couches mesurées instantanées en fonction du nombre d'occurrences sur la période d'échantillonnage.

Étude de la transition

La Figure 4.13 illustre les répartitions des épaisseurs instantanées de couche de vapeur mesurées à la fréquence d'acquisition de 3 Hz.

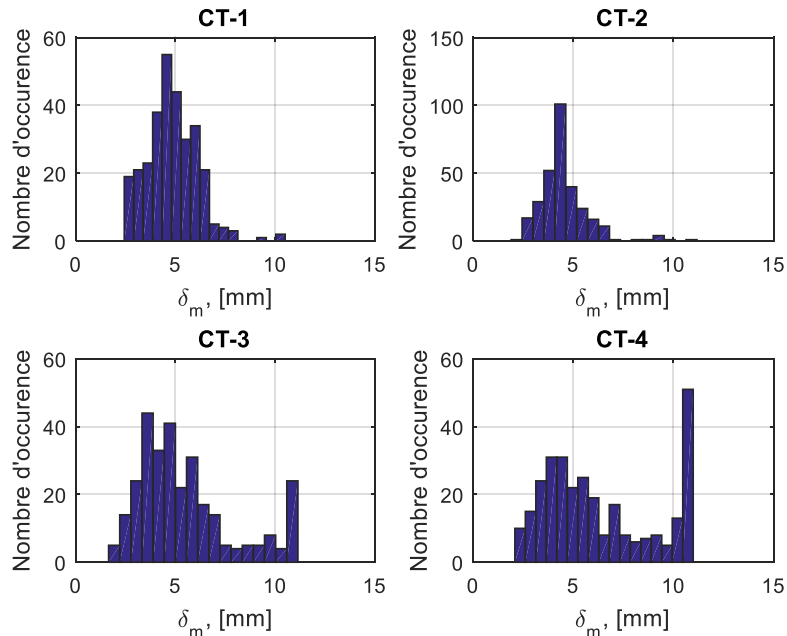


Figure 4.13 : Répartition des épaisseurs de couches limites massiques instantanées en fonction de chacune des configurations thermiques

Dans les CT-1 et CT-2, la répartition est proche d'une répartition gaussienne « classique ». La répartition est symétrique et très peu de valeurs dépassent les 10 mm. En revanche, les distributions pour les CT-3 et CT-4 sont plus étalées. Un certain nombre de ces épaisseurs dépassent la taille de la RI et introduisent un biais dans l'estimation de la valeur moyenne, cet effet s'illustrant par le nombre important d'occurrences dans la dernière classe. Malgré cette distribution plus large, les valeurs moyennes d'épaisseur varient très peu avec la température de surface du poreux (cf. Figure 4.9).

Phénoménologie

Les analyses précédentes montrent que l'augmentation de la température de surface favorise les fluctuations d'épaisseur de la couche de vapeur. Afin de compléter les comparaisons entre couche limite thermique et couche de vapeur, nous avons déterminé l'épaisseur de la couche limite thermique moyenne sur une période temporelle similaire à la période d'acquisition du diagnostic de FIL. Ainsi, nous pouvons déterminer un nombre de Lewis expérimental tel que :

$$Le_{expe} = \left(\frac{\delta_{th}}{\delta_m} \right)^3 \quad (4.11)$$

Les valeurs de ce nombre de Lewis expérimental sont comparées à celui calculé à partir des caractéristiques du mélange :

$$Le = \frac{\alpha_{\Sigma}}{D_{\Sigma}} \quad (4.12)$$

où α est la diffusivité thermique et D est la diffusivité moléculaire du n-heptane dans l'air. Ces deux grandeurs sont déterminées à partir des caractéristiques du mélange à la paroi Σ .

	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
Le_{expe}	2,7	2,7	5,1	4,9
Le	3.0	2.8	2.3	2.0

Tableau 4.4 : Valeurs du nombre de Lewis calculées à partir des couches limites massiques et thermiques et à partir des caractéristiques du mélange à la paroi.

Les valeurs dans le Tableau 4.4 montrent le lien étroit entre les caractéristiques du mélange et le rapport des couches limites pour les faibles écarts de températures. En revanche, ce lien n'existe plus pour les forts écarts de températures dans la couche limite thermique à cause de la prédominance des modes de transfert pilotés par la production des volutes. Cet effet de transport convectif provenant des structures cohérentes engendre un facteur de diffusion supplémentaire de la chaleur. Cet effet, étant localisé au-delà de la couche de vapeur, il impacte peu le champ de concentration, en augmentant seulement sa variabilité.

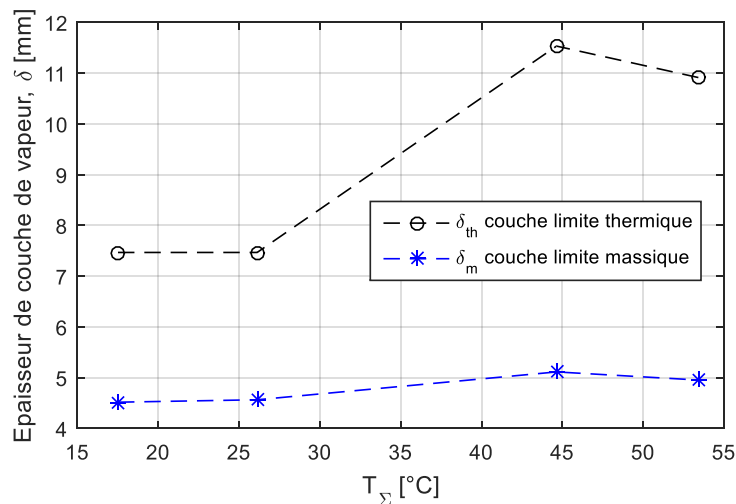


Figure 4.14 : Comparaison entre les couches limites thermique et massique

La Figure 4.14 montre les évolutions des couches limites thermiques et massiques avec la température de paroi. Cette figure montre qu'il existe une large zone dans laquelle la vapeur de n-heptane est absente, mais dans laquelle la température est plus élevée que la température ambiante. L'épaisseur de cette zone augmente avec les écarts de températures et

elle est caractérisée par une densité très fluctuante dont la moyenne reste environ égale à l'unité (cf. Figure 4.10).

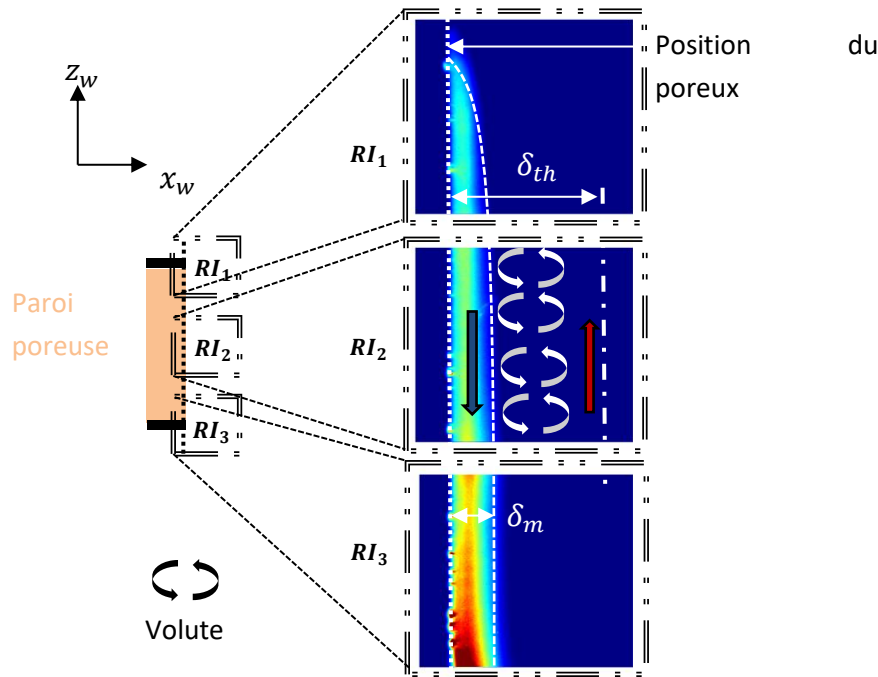


Figure 4.15 : Localisation des volutes dans la phase gazeuse entre la couche de vapeur et la couche limite thermique.

L'augmentation du flux évaporé constaté dans la CT-4 par rapport à l'évolution linéaire constatée pour les trois autres CT pourrait ainsi être expliquée à partir de l'intensité et de la taille des volutes induites. Suivant leur intensité et leurs nombres, ces structures peuvent venir interférer dans les transferts de masse dans la couche de vapeur (transition entre la CT-3 et CT-4).

Pour résumer, l'écoulement se structure sous la forme de deux sous-régions (cf. Figure 4.15). Une première région est caractérisée par la présence d'un écoulement gravitaire engendré par les fortes densités se dirigeant dans la direction descendante. Une seconde région, peu impactée par la présence de la vapeur est caractérisée par un gradient de température qui peut engendrer un mouvement d'ensemble ascendant pour les plus forts écarts de température. Les mécanismes de transfert par diffusion font ainsi place à un transport provenant du cisaillement entre les deux écoulements à contre-courant en produisant des volutes. L'existence de ces derniers semble être responsable d'une augmentation significative de l'intensité des transferts totaux.

Ces mécanismes thermo-solutaux sortent complètement du cadre des hypothèses de l'ATCM et expliqueraient en partie les écarts importants observés. La description proposée ici ouvre un certain nombre de perspectives qui sortent du cadre des moteurs, mais qui restent intéressantes à traiter du point de vue des couplages entre transferts de masse et de chaleur.

4.3.7 Perspectives

Plusieurs questions d'ordre physique peuvent être identifiées suite à cette analyse préliminaire de l'impact du champ de gravité sur le processus d'évaporation.

- De quelle manière peut être définie la transition entre l'écoulement gravitaire simple observé dans les CT-1 et CT-2 et les régimes de convections thermo-solutaux CT-3 et CT-4. ?
- Cette transition dépend-elle de paramètres géométriques comme la taille de la plaque ou de paramètres physiques comme la masse molaire du liquide volatil ?
- Existe-t-il plusieurs types de volutes et est-il possible de déterminer un lien entre leurs caractéristiques et les paramètres physiques du problème ?
- Quelle est la contribution des effets en trois dimensions des volutes dans l'intensité des transferts ?
- Existe-t-il un couplage entre les mécanismes d'évaporation à la ligne triple introduits dans le chapitre précédent avec les mécanismes thermo-solutaux ?

Les réponses à ces questions permettraient de mieux caractériser l'évaporation du film stagnant verticale en régime de convection thermo-solutale. Ces aspects de l'évaporation sont à rapprocher des domaines du séchage à air ambiant comme le séchage de solvants industriels [118]-[120].

Pour conclure sur cette première partie consacrée à la convection libre, nous avons vu que l'approche de l'ATCM était globalement inadaptée pour décrire les transferts de masse et la structure du champ de fraction de vapeur. En revanche, à partir d'une analyse phénoménologique, nous avons pu établir que, sur la plage de configuration thermique considérée, il existait deux régimes de transfert et par conséquent deux types de stratification. Un premier régime est caractérisé par un écoulement gravitaire engendré par le gradient de densité dans la direction normale de la paroi, ce régime entraîne une distribution de vapeur organisée avec peu de variations. Un second régime, plus variant, met en opposition l'écoulement gravitaire prédominant très proche paroi avec un écoulement de convection libre ascendant induite par des gradients thermiques suffisants pour engendrer un gradient de densité opposé. Le résultat de cette compétition est la production importante de structures cohérentes par cisaillement qui vont perturber la couche de vapeur, alors plus fine que la couche limite thermique. Suivant l'intensité du gradient normal de température, l'intensité et le nombre de volutes peuvent avoir un impact sur les transferts de masse.

De manière plus générale, les effets dus à la gravité sont à l'origine d'un écoulement gravitaire descendant. L'interaction de celui-ci avec un autre écoulement, sujet à un couplage thermique/massique, perturbe la distribution. Dans le cas de la convection forcée, cet écoulement gravitaire va probablement perturber l'organisation de la stratification de vapeur particulièrement lorsque la vitesse de l'écoulement imposé ne sera pas suffisamment importante.

4.4 Analyse de la distribution de vapeur en régime de convection forcée

Dans le chapitre précédent, une étude sur les transferts de masse et de chaleur a été réalisée à l'échelle du matériau poreux dans un régime de convection forcée. En particulier, l'intensité des transferts de masse et leurs variations avec les conditions expérimentales ont été décrites en fonction de facteurs identifiés à partir d'une analyse bibliographique (cf. section 3.2.3). Un premier facteur est lié au décalage géométrique entre les points d'établissement des couches limites relatif à la configuration académique. Le second facteur, d'ordre physique, correspond à l'influence de la vitesse de soufflage induite par le mouvement d'ensemble des molécules de vapeur émises pendant l'évaporation. Ces deux premiers facteurs ont une influence non négligeable sur les transferts de masse, et par conséquent, sur l'établissement de la couche de vapeur à proximité du poreux. Dans la première partie de ce chapitre, les effets de la gravité ont été identifiés en l'absence d'écoulement forcé. Cette approche a permis de montrer que le gradient de densité induit par l'hétérogénéité de température et de composition est le moteur d'un écoulement gravitaire descendant.

Cette seconde partie est consacrée à l'étude de la distribution de vapeur en convection forcée. L'objectif est à la fois de décrire l'influence des conditions expérimentales, mais aussi d'évaluer l'importance des trois facteurs étudiés précédemment.

4.4.1 Étude du champ de concentration de vapeur dans la littérature en convection forcée

Dans cette partie, les deux approches analytiques de l'ATCM sont complétées (cf. Chapitre 3) dans le but de confronter les champs calculés avec les résultats de mesure par FIL. Ces deux approches, partiellement présentées dans le chapitre précédent, sont basées sur les équations de couches limites de Prandtl [49]. Ces méthodes permettent pour l'une de rendre compte de l'impact de la géométrie de la configuration expérimentale par une approche intégrale développée par Karman-Pohlhausen [89] et pour l'autre de rendre compte de l'influence de la vitesse de soufflage par une méthode différentielle proposée par Bird *et al.* [43]. Ces deux méthodes permettent, de déterminer les épaisseurs des couches limites massiques et les champs de fraction de vapeur en fonction des conditions expérimentales.

Méthode de Karman-Pohlhausen

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté l'approche de l'Analogie entre les Transferts de Chaleur et les transferts de Masse (ATCM) qui permet de déterminer le débit d'évaporation surfacique émis par un film stagnant. Ici, la méthode de Karman-Pohlhausen [89] consiste à intégrer les équations de transport sur l'épaisseur de couche limite pour chacun des trois aspects : aérodynamique, thermique et massique.

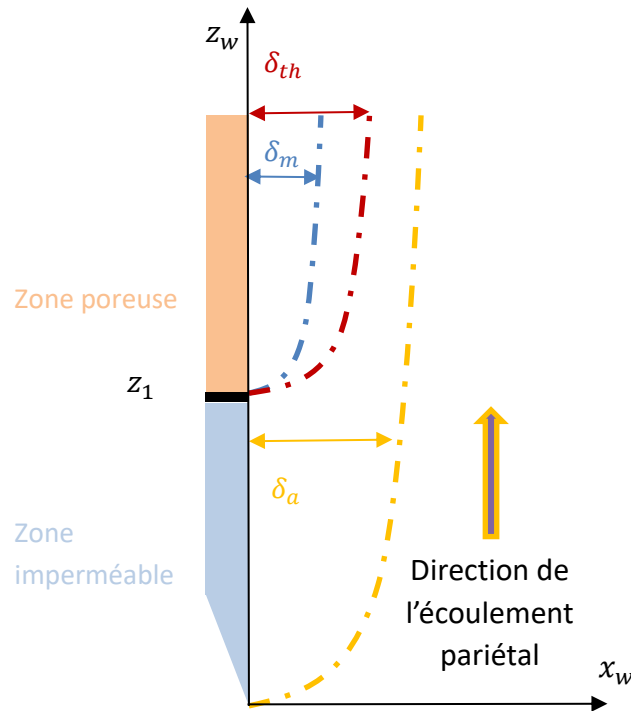


Figure 4.16 : Rappel de la configuration académique pour l'application de la méthode de Karman-Pohlhausen et positionnement de l'altitude z_1

La configuration considérée est la configuration académique rappelée sur la Figure 4.16. Les trois couches limites aérodynamique δ_a , thermique δ_{th} et massique δ_m sont représentées. Le décalage entre l'origine de δ_a d'une part et l'origine commune de δ_{th} et δ_m est identifié à l'altitude z_1 .

Par une intégration partielle dans la direction normale de l'équation de transport de quantité de mouvement dans la couche limite laminaire, on obtient l'équation de Karman en supposant ρ et U_∞ constants dans l'écoulement incident :

$$\tau_p = \rho U_\infty^2 \frac{\partial \delta_1}{\partial z} \quad (4.13)$$

avec $\delta_1(z)$ défini comme l'épaisseur de quantité de mouvement à une altitude donnée, telle que

$$\delta_1(z) = \int_0^\infty \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dx \approx \int_0^{\delta_a} \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dx \quad (4.14)$$

où $u(x, z)$ est la composante de la vitesse longitudinale (selon \vec{z}_w) de la vitesse de l'écoulement.

Dans cette approche, on considère que la couche limite de quantité de mouvement δ_1 est considérée comme la couche limite aérodynamique δ_a . Étant donné la nature autosimilaire des solutions de l'équation de Prandtl décrivant l'écoulement, les profils de Blasius dans la

couche limite sont approximés, pour une épaisseur de couche aérodynamique $\delta_a(z)$ donnée, à partir d'un polynôme d'ordre 4 dont les coefficients dépendent des conditions limites :

$$\frac{u}{U_\infty} = 2 \frac{x}{\delta_a} - 2 \left(\frac{x}{\delta_a} \right)^3 + \left(\frac{x}{\delta_a} \right)^4 \quad (4.15)$$

On en déduit la relation approchée connue pour une plaque plane en régime laminaire à partir de la relation (4.13), (4.14) et (4.15) :

$$\frac{\delta_a}{z} = \frac{4.64}{\sqrt{Re_z}} \quad (4.16)$$

où Re_z est le nombre de Reynold à une altitude donnée.

Les équations (4.15) et (4.16) permettent de déterminer le champ de vitesse dans la couche limite δ_a le long de la plaque plane.

Le champ de température peut être déterminé à partir d'une équation similaire à l'équation de Karman en intégrant l'équation de transport d'énergie dans la couche limite thermique δ_{th} :

$$\frac{\phi_{th}}{\rho C_p} = \frac{d}{dz} \left(\int_0^{\delta_{th}} u(T - T_\infty) dx \right) \quad (4.17)$$

De même on suppose que le profil de température peut être représenté par un polynôme de la forme :

$$\frac{T - T_\infty}{T_\infty - T_\Sigma} = 2 \frac{x}{\delta_{th}} - 2 \left(\frac{x}{\delta_{th}} \right)^3 + \left(\frac{x}{\delta_{th}} \right)^4 \quad (4.18)$$

Dans le cas d'une configuration de plaque plane classique sans décalage, la relation entre δ_{th} et δ_a s'écrit :

$$\frac{\delta_{th}}{\delta_a} = Pr^{-1/3} \quad (4.19)$$

Le décalage en altitude induit une translation du profil et une correction de forme qui dépend de la hauteur z_1 :

$$\frac{\delta_{th}}{\delta_a} = Pr^{-1/3} \left[1 - \left(\frac{z}{z_1} \right)^{-3/4} \right]^{1/3} \quad (4.20)$$

De la même manière, pour le champ de concentration massique de vapeur, il est possible d'écrire :

$$\frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0} = 2 \frac{x}{\delta_m} - 2 \left(\frac{x}{\delta_m} \right)^3 + \left(\frac{x}{\delta_m} \right)^4 \quad (4.21)$$

et

$$\frac{\delta_m}{\delta_a} = Sc^{-1/3} \left[1 - \left(\frac{z}{z_1} \right)^{3/4} \right]^{1/3} \quad (4.22)$$

Cette formulation exprime l'épaisseur de la couche de vapeur δ_m en fonction du décalage entre le bord d'attaque aérodynamique et le bord inférieur du matériau poreux, des propriétés du mélange (nombre de Prandtl) et de la couche aérodynamique δ_a .

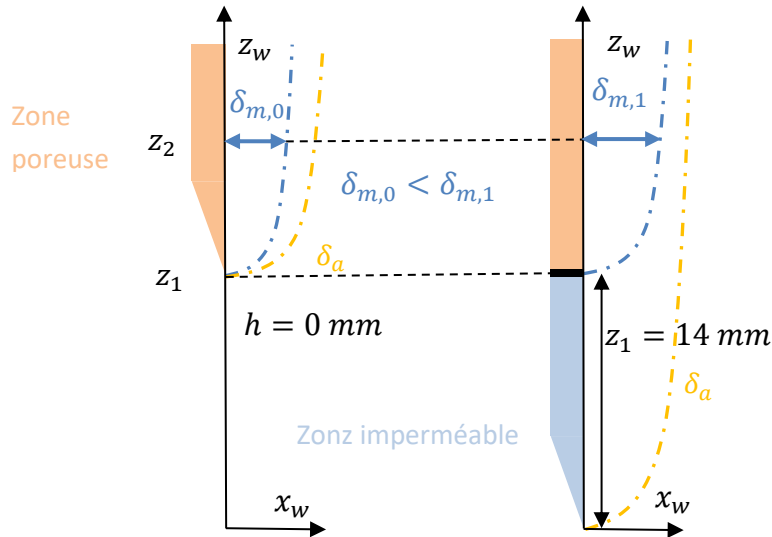


Figure 4.17 : Développement des couches limites aérodynamique et massique à la même origine (à gauche), et décalées d'une altitude $z_1=0.14 \text{ m}$ (à droite)

La Figure 4.17 illustre la différence entre le développement de la couche de vapeur sans (à gauche) et avec prise en compte du décalage (à droite). Ce décalage a pour effet de dilater la couche de vapeur sous l'action d'un écoulement dans la couche limite aérodynamique plus développé à l'altitude z_2 sur la représentation de droite par rapport à la configuration de référence à gauche.

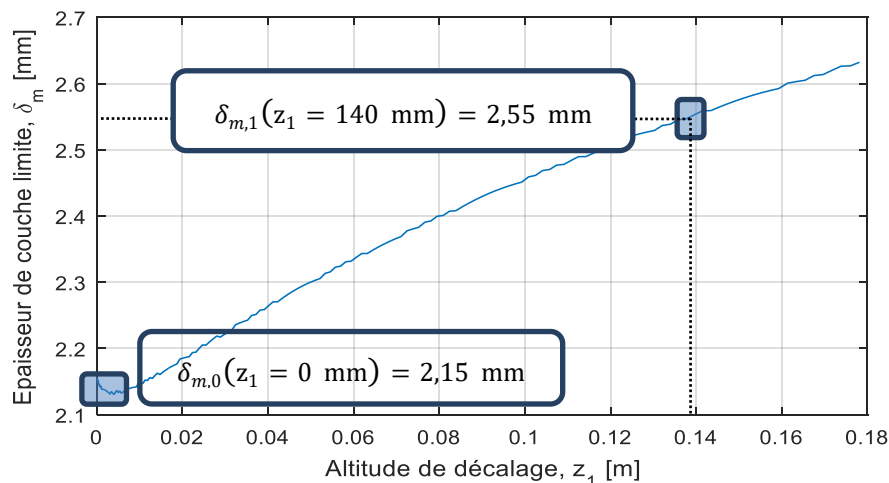


Figure 4.18 : Influence du décalage géométrique sur l'épaisseur de la couche limite massique théorique pour $T_z = 33 \text{ °C}$ et $U_\infty = 1.3 \text{ m/s}$

L'influence du décalage géométrique z_1 entre les deux origines des couches limites est illustrée sur la Figure 4.18 à l'aide d'un calcul réalisé à partir de l'expression (21). Dans le cas de la CT-3 et pour une vitesse d'écoulement $U_\infty = 1,3 \text{ m/s}$, l'épaisseur sans décalage $\delta_{m,0}$ (2,15 mm) est plus faible que l'épaisseur avec un décalage $\delta_{m,1}$ (2,55 mm). L'épaisseur de couche de vapeur augmente avec le décalage. Ce résultat est cohérent avec le fait que cette dilatation diminue le gradient normal moyen de fraction de vapeur et diminue en conséquence le flux émis par évaporation.

En conclusion, la méthode de Karman-Pohlhausen permet de déterminer les différents champs scalaires en prenant en compte l'aspect géométrique du décalage entre le développement des différentes couches limites. En revanche, la vitesse de soufflage, qui correspond à la condition limite de vitesse normale à la paroi, n'est ici pas considérée.

Méthode différentielle et prise en compte de la vitesse de soufflage

L'approche de Bird *et al.*[43], dont une première partie a été présentée dans le chapitre précédent, permet de déterminer les champs de vitesse, de température et de concentration d'espèces. La configuration considérée est rappelée sur la Figure 4.19.

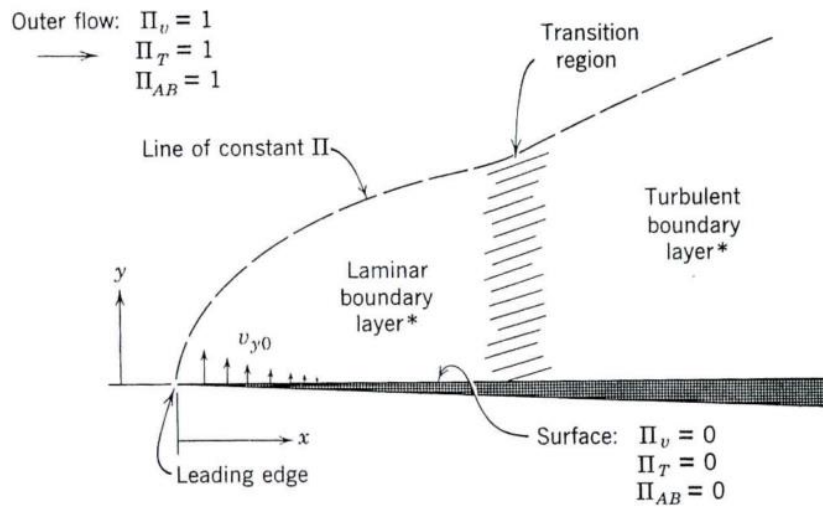


Figure 4.19 : Positionnement du problème d'après Bird *et al.*[43]

Dans cette configuration, une surface est placée tangemment à un écoulement laminaire bidimensionnel de vitesse u_∞^g . La surface est supposée fine, semi-infinie et constituée d'un film plat de liquide d'espèce volatil « A » dont l'épaisseur est négligeable. Les auteurs précisent que ce film stagnant peut être considéré comme un poreux saturé en liquide étant donné qu'il n'observe pas d'interaction hydrodynamique avec l'écoulement. L'espèce « B » est exclusivement présente dans l'écoulement incident. Les propriétés du fluide ν_g, λ_g, Cp_g (chaleur spécifique à pression constante), c^g (concentration molaire du mélange) et D_{AB} (coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce A dans l'espèce B) sont considérées constantes. Les dissipations par effets visqueux sont négligées et aucune réaction chimique

n'est considérée. Ces hypothèses fortes impliquent une égalité des masses molaires $M_A = M_B$ et des capacités calorifiques massiques $C_{p,A}^g = C_{p,B}^g$. Un repère attaché au bord d'attaque identifie le sens de l'écoulement dans le sens des x croissant.

Les équations de couche limite sont considérées dans le cas laminaire où $Re_x = x u_\infty^g / \nu_g \ll 10^5$ [49]. On considère que $\vec{u} = u(x, y) \vec{x} + v(x, y) \vec{y}$ avec \vec{x} la direction tangentielle au film et \vec{y} la direction normale. Les conditions aux limites considérées sont :

$$\begin{aligned} \text{à } x \leq 0 \text{ ou } y = \infty : u^g &= u_\infty^g, T^g = T_\infty^g \text{ et } Y_A = Y_{A,\infty} \\ \text{à } y = 0 : u^g &= 0, T^g = T_0, Y_A = Y_{A0} \end{aligned}$$

où Y est la fraction massique.

Les conditions aux limites qui ont été définies permettent les changements de variables :

$$\begin{aligned} \Pi_v &= \frac{u^g - u_0^g}{u_\infty^g - u_0^g} = \frac{u^g}{u_\infty^g} ; \Lambda_v = \frac{\nu^g}{\nu^g} = 1 \\ \Pi_T &= \frac{T^g - T_0^g}{T - T_0^g} ; \Lambda_T = \frac{\nu^g}{\alpha^g} = Pr \\ \Pi_{AB} &= \frac{Y_A - Y_{A0}}{Y_{A,\infty} - Y_{A0}} ; \Lambda_{AB} = \frac{\nu^g}{D_{AB}} = Sc \\ \eta &= y \sqrt{\frac{1}{2} \frac{u_\infty^g}{\nu^g x}} \end{aligned}$$

où ν^g est la viscosité cinématique du mélange gazeux, α^g la diffusivité thermique du mélange gazeux et D_{AB} le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce A dans l'espèce B. Il est supposé ici que ces coefficients ne varient ni avec la composition ni avec la température.

Les différents changements de variable utilisés permettent de simplifier la résolution des trois équations en résolvant l'équation unique en Π qui prend respectivement les valeurs Π_v, Π_T et Π_{AB} :

$$\left(K - \int_0^\eta \Pi_v d\eta \right) \frac{d\Pi}{d\eta} = \frac{d^2\Pi}{d\eta^2} \quad (4.23)$$

$$\text{avec } K = \frac{\nu_0^g(x)}{u_\infty^g} \sqrt{2 \frac{u_\infty^g x}{\nu^g}} = \frac{1}{\Lambda_{AB}} \left(\frac{Y_{A0} - Y_{A,\infty}}{1 - Y_{A0}} \right) \Pi'_{AB}(0) \quad (4.24)$$

où Π' correspond à la dérivée de la fonction Π en fonction de η .

Les conditions aux limites considérées deviennent alors:

$$\begin{aligned} \text{à } \eta = \infty, \Pi &= 1 \\ \text{à } \eta = 0, \Pi &= 0 \end{aligned}$$

Afin de résoudre l'équation différentielle, l'hypothèse qui consiste à supposer que les transferts de masse à l'interface sont limités par le mode de transfert diffusif permet de considérer K comme une constante dans cette formulation du problème. D'autres considérations entraînent une résolution beaucoup plus difficile puisque cette grandeur K introduirait alors un nouveau degré de liberté dans la résolution. L'expression (4.24) entraîne donc avec K constant, que la vitesse de soufflage v_0^g s'exprime tel que $v_0^g \propto 1/\sqrt{x}$. Cette hypothèse est valide dans la plupart des cas dominés par le régime diffusif dans la direction normale à la paroi. La présence du nombre de Schmidt (Λ_{AB}) et du nombre de Spalding massique $B_M = (Y_{A0} - Y_{A\infty})/(1 - Y_{A0})$ [121] dans les trois équations, confirme la forte dépendance des trois champs scalaires à la composition de l'écoulement et aux conditions aux limites massiques.

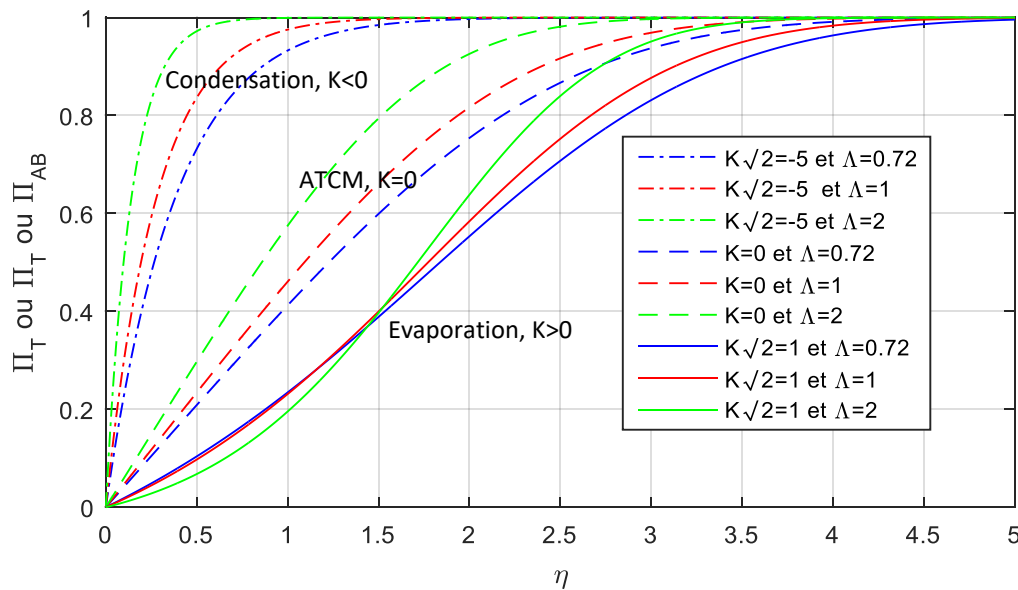


Figure 4.20 : Profil adimensionnel de vitesse Π_v ou de température Π_T ou de fraction massique de vapeur Π_{AB} dans les couches limites associées sur la plaque plane d'après Bird et al.[43]

La résolution de l'équation différentielle explicite finalement les solutions des champs de vitesse de température et de concentration massique sous la forme d'une fonction $\Pi(\eta, \Lambda, K)$ déterminée de manière itérative. L'évolution générale des solutions est illustrée sur la Figure 4.20. Sachant que $\eta = f(x, y)$, les raisonnements à x fixé reviennent à faire un raisonnement sur la direction normale à la paroi selon l'axe y . Le facteur de diffusion Λ (nombre de Schmidt) détermine le facteur de forme du profil. Le signe de la valeur du coefficient K est à l'image du processus de changement de phase. Si le coefficient K est négatif, les profils sont impactés par le processus de condensation qui a pour effet de rétracter le champ de vapeur par une vitesse d'aspiration. La situation où $K = 0$ correspond au domaine de l'ATCM. Une valeur de K positive induit une condition à la limite de vitesse de soufflage normale non nulle qui provient de la paroi. Celle-ci entraîne l'apparition d'un point d'inflexion sur le profil Π et repousse la limite de la région impactée par les gradients dans l'écoulement incident.

La sélection de ces deux approches permettra de réaliser des comparaisons avec les mesures expérimentales et va apporter des éléments de réponses sur l'influence de chacun des facteurs ciblés par ces approches.

4.4.2 Étude de l'épaisseur de couche de vapeur

Avant de mener l'analyse sur la confrontation entre les résultats de mesure et les prédictions, nous allons étudier l'influence des conditions expérimentales sur les épaisseurs mesurées à partir du diagnostic de FIL.

Analyse de l'influence de la température de surface

L'analyse de l'épaisseur de la couche de vapeur permet d'apporter une information sur la région impactée par l'évaporation du liquide volatil. La température de surface augmente la saturation en vapeur et le gradient de concentration dans la couche limite. La Figure 4.21 présente les différentes valeurs de l'épaisseur δ_m déterminées à l'aide du diagnostic de FIL pour l'ensemble des conditions expérimentales. Les tendances montrent que l'épaisseur de la couche de vapeur augmente faiblement avec la température de surface à vitesse d'écoulement d'air constante.

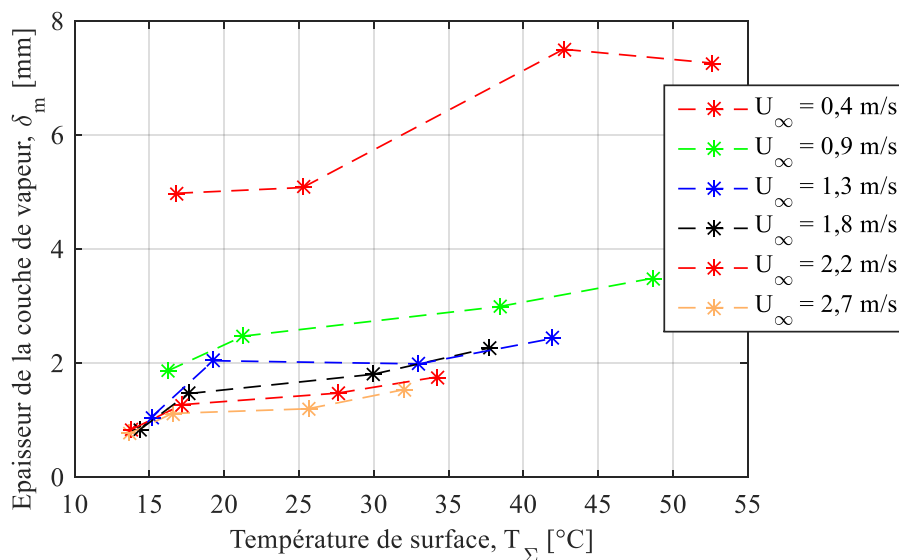


Figure 4.21 : Épaisseur de la couche de vapeur en fonction de la température pour les différentes vitesses de convection forcée

L'amplitude des écarts de fraction massique provoquée par les plus fortes températures entraîne une faible dilatation de la couche de vapeur. La région influencée par l'évaporation diminue en revanche en fonction de la vitesse de l'écoulement sous l'effet du cisaillement de l'écoulement forcé. Les valeurs de l'épaisseur de couche de vapeur sont particulièrement

importantes pour la vitesse la plus faible. La Figure 4.22 illustre les structures relâchées par la couche de vapeur, ce qui permet d'expliquer cette tendance qui, contrairement au cas de la convection libre, augmente l'épaisseur de couche de vapeur en moyenne.

Les formes prises par ces structures en volute sont très similaires à celles observées en convection thermosolutale. En revanche, leurs apparitions augmentent à la fois la variabilité de la couche de vapeur et son épaisseur moyenne. Ceci s'explique par la différence des mécanismes à l'origine de leurs formations que nous expliquerons dans la suite.

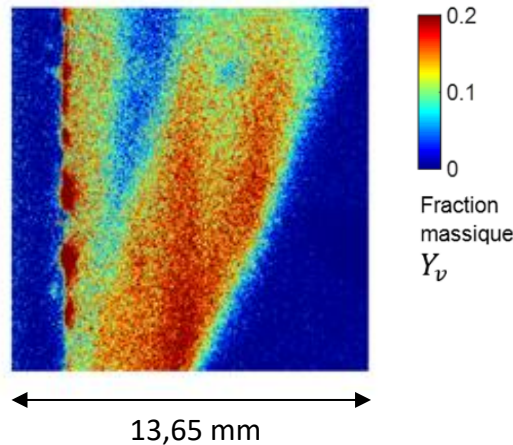


Figure 4.22 : Image instantanée de FIL pour $T_s = 42,7 \text{ °C}$ et $U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$

Avant d'étudier spécifiquement cet aspect de la dynamique du champ de vapeur, nous allons dans un premier temps analyser l'épaisseur moyenne de couche de vapeur. Cette première analyse permettra d'identifier les conditions pour lesquelles ce phénomène de volute pourrait avoir un impact sur le champ de fraction de vapeur moyen.

Comparaison entre les couches de vapeur expérimentales et théoriques

La Figure 4.23 présente les épaisseurs calculées à partir des modèles de Bird *et al*[43] et de l'ATCM en fonction des épaisseurs expérimentales. Pour chacune des vitesses, les quatre points de couleur identiques correspondent chacun à une CT. La disposition des points à l'horizontale indique que les épaisseurs de couche de vapeurs calculées analytiquement varient moins avec la température que les épaisseurs mesurées. Les points correspondant à la vitesse la plus faible de 0,4 m/s ne sont pas visibles, car les quatre valeurs mesurées sont très supérieures à celles prédites, principalement en raison de la forte agitation dans la couche de vapeur dont nous discuterons dans la section suivante (cf. 4.4.3).

La distribution des points montre que pour les plus fortes vitesses et les plus faibles températures de surfaces, les prédictions surestiment l'épaisseur de vapeur. En revanche, plus la vitesse diminue et la température augmente, plus les prédictions sous-estiment la portée de la couche de vapeur dans l'écoulement.

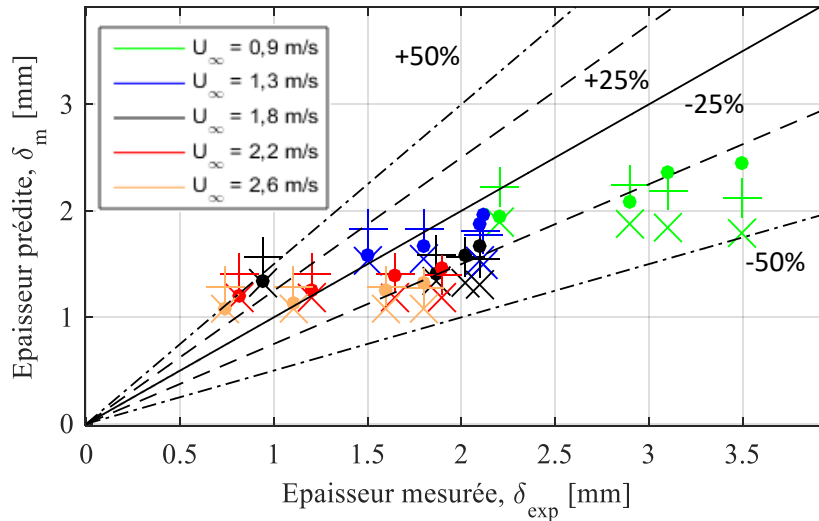


Figure 4.23 : Épaisseurs des couches de vapeur prédites en fonction de la couche de vapeur mesurée pour les quatre configurations thermiques.

+ l'ATCM avec le décalage géométrique

× l'ATCM sans le décalage

• Bird *et al.*[43]

Les positions des points relatifs à la vitesse la plus faible (non représentés pour plus de lisibilité) indiquent que les épaisseurs mesurées sont deux fois plus élevées que celles prédites. Les positions des autres points montrent une correspondance en ordre de grandeur entre les mesures et les prédictions.

La différence de position entre les points avec et sans décalage montre que ce décalage a bien un effet de dilation sur la couche de vapeur et améliore l'acuité du modèle. La différence provient de fait de l'allure du champ de vitesse qui diffère en fonction de ce décalage. La couche aérodynamique est plus développée lorsque celle-ci se développe en amont de la couche de vapeur. Étudier l'effet du décalage revient à étudier l'influence du développement de la couche aérodynamique sur la stratification. Là où le décalage géométrique introduit un décalage constant des valeurs indépendamment des conditions expérimentales, la prédiction de Bird *et al.*[43] montre une évolution de l'épaisseur en fonction de la température plus fidèle avec les résultats de mesure. Les corrections apportées par la prise en compte de ces deux facteurs sont complémentaires.

Afin d'examiner plus spécifiquement les variations de l'épaisseur avec les conditions expérimentales et l'impact relatif de la température par rapport à la vitesse de l'écoulement, la Figure 4.24 présente les motifs relatifs des épaisseurs des mesures, de l'ATCM et de Bird *et al.*[43]

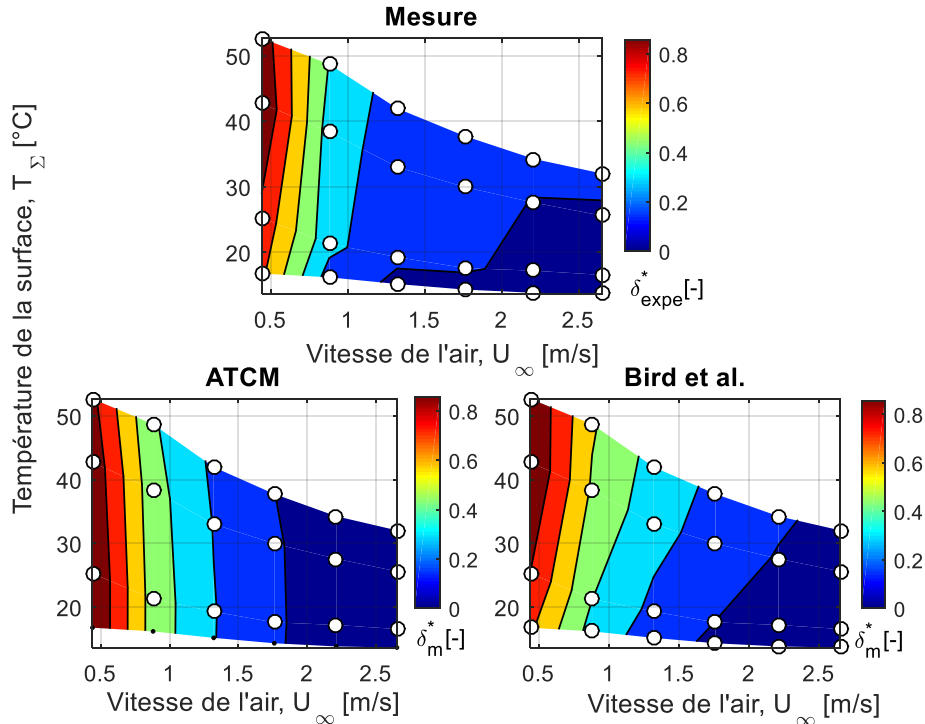


Figure 4.24 : Cartographie des couches limites mesurées δ_{expe}^* et prédites δ_m^* en fonction des conditions expérimentales de température de surface T_Σ et de vitesse d'écoulement U_∞

La comparaison entre les motifs permet de faire plusieurs d'observations.

- L'épaisseur de la couche de vapeur est majoritairement influencée par la vitesse de l'écoulement et de façon moindre par la température de surface. En particulier, la présence de volutes pour la plus faible vitesse augmente considérablement la région influencée par l'évaporation et augmente l'épaisseur moyenne mesurée et l'écart avec les prédictions. Le cas de la vitesse la plus faible constitue un cas limite de la convection forcée.
- La confrontation des épaisseurs mesurées avec les prédictions relatives au modèle de Bird *et al.*[43] montre que la vitesse de soufflage est un facteur qui détermine l'évolution de la couche de vapeur en fonction du gradient thermique en son sein. La confrontation avec les épaisseurs prédites par l'ATCM montre que le décalage géométrique est à l'origine d'une dilatation de l'épaisseur de couche de vapeur indépendamment des conditions expérimentales.

Avant d'examiner plus spécifiquement les champs de fraction de vapeur prédite et mesurée, nous allons examiner la dynamique de la couche de vapeur afin de comprendre plus spécifiquement quels sont les modes de transfert qui induisent les écarts importants observés pour les plus faibles vitesses d'écoulement.

4.4.3 Analyse de la variabilité de l'épaisseur de couche de vapeur

Les épaisseurs de couche de vapeur sont déterminées à partir d'une moyenne temporelle sur chaque image instantanée de FIL. La présence de volutes de vapeur augmente la variabilité du champ de concentration de vapeur et augmente la valeur de l'épaisseur moyenne. Dans cette partie, nous cherchons à caractériser cette variabilité à l'aide de grandeurs statistiques obtenues sur l'ensemble des échantillons de mesure. L'objectif est d'apporter une description plus détaillée de la dynamique de la couche limite tout en tenant compte des limites du dispositif notamment liées à la fréquence d'acquisition. Nous garderons aussi à l'esprit que les configurations examinées dans le cas de la vitesse la plus faible constituent un cas limite de la convection forcée.

Pour observer la dynamique de la couche de vapeur, plusieurs approches ont été choisies :

- L'analyse de l'écart type et de l'asymétrie pour décrire l'influence des conditions expérimentales sur la dispersion des mesures instantanées d'épaisseurs.
- L'analyse de la répartition des valeurs instantanées à l'aide d'histogrammes pour chacun des points de mesure considérée.

Écart type et asymétrie

Le premier indicateur de la variabilité sélectionné est l'écart type des échantillons d'épaisseurs instantanées mesuré. La Figure 4.25 présente les valeurs de l'écart-type des mesures dont la définition a été exposée section 4.3.6. Le motif de cette représentation montre qu'en dehors du cas limite de vitesse très faible, l'écart type absolu de l'épaisseur instantané est globalement indépendant des conditions expérimentales.

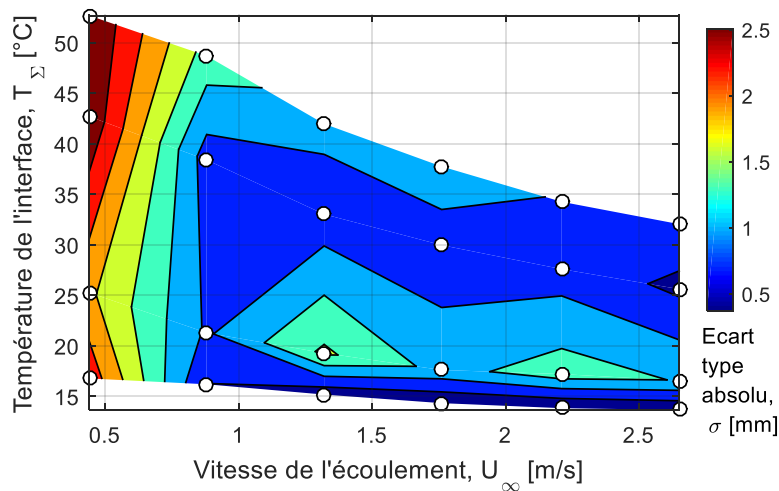


Figure 4.25 : Cartographie des écarts-types absolus sur la mesure de l'épaisseur de couche de vapeur

Il est donc intéressant de caractériser la variabilité avec un autre indicateur. Afin de caractériser l'asymétrie de la distribution autour de la médiane, l'estimateur de cet indicateur d est calculé comme suit :

$$d = \frac{E(\delta_i - \mu)^3}{\sigma^3} \quad (4.25)$$

où δ_i [mm] est la valeur instantanée d'épaisseur déterminée par post-traitement, μ [mm] est la valeur moyenne de l'épaisseur et σ l'écart type.

L'indicateur d permet de déterminer si la distribution autour de la médiane est décalée positivement ou négativement. Sur la Figure 4.26, la signification de cet indicateur est illustrée : le signe positif traduit une distribution à gauche de la valeur médiane (a) alors que le signe négatif traduit une distribution décalée à droite de cette médiane (b).

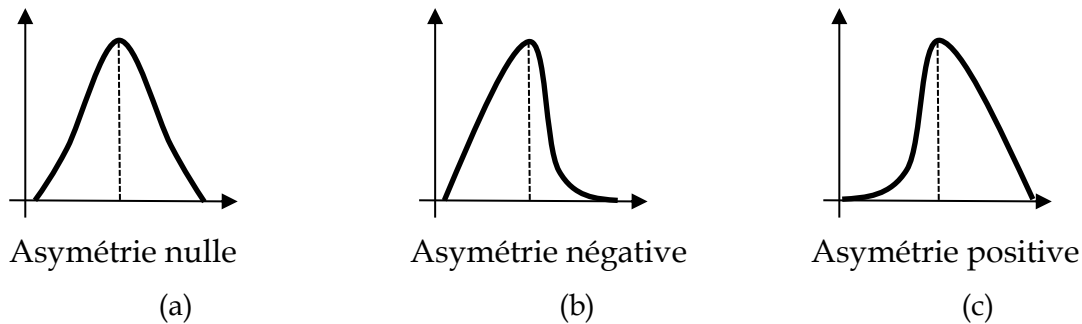


Figure 4.26 : Schémas simplifiés de distribution à asymétrie nulle (a), négative (b) et positive (c)

Physiquement, une valeur négative signifie que la couche de vapeur se collapse sur la paroi en raison des effets de transferts en proche paroi, en dehors du champ de mesure (direction \vec{y}_w). Une valeur positive correspond plutôt à une expansion de la couche de vapeur qui peut être due à l'arrachement de structures se trouvant dans la partie basse du poreux et qui remontent par l'entraînement de l'écoulement.

Vitesse de l'écoulement [m/s]	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_\infty = 0.4$	1,67	0,96	-0,25	-0,18
$U_\infty = 0.9$	1,52	3,31	1,93	2,32
$U_\infty = 1.3$	2,45	4,24	1,97	2,20
$U_\infty = 1.8$	1,66	5,86	1,38	2,23
$U_\infty = 2.2$	2,20	5,66	2,37	2,00
$U_\infty = 2.6$	0,00	2,40	1,53	1,99

Tableau 4.5 : Indicateur d'asymétrie en fonction de la vitesse de l'écoulement pour les différentes conditions expérimentales

Le Tableau 4.5 reprend l'ensemble des valeurs d'asymétrie pour les différents points de mesure. Le signe de la plupart des valeurs d'asymétrie indique que les valeurs instantanées d'épaisseurs mesurées sont majoritairement déviées à droite de la moyenne. Pour la plupart des conditions expérimentales, un certain nombre de volutes sont relâchées régulièrement de la couche de vapeur et augmentent ainsi légèrement la taille de la couche de vapeur. En revanche, les deux valeurs asymétrie des points de mesure à faibles vitesses et fortes températures sont légèrement négatives. Ceci indique que la dispersion des valeurs est

légèrement décalée du côté des valeurs plus faibles que la moyenne. Physiquement, l'épaisseur de couche de vapeur est plus souvent réduite par le relâchement des volutes.

Le déficit de vapeur provoqué par l'arrachement de panache n'est pas compensé assez rapidement du fait d'un trop faible transfert convectif de la vapeur. La valeur calculée dans la CT-1 à 2,7 m/s montre qu'il n'existe pas d'asymétrie détectable, cette valeur singulière s'expliquant par le très faible signal reçu pour ce point en particulier.

Afin de compléter les observations précédentes, nous allons maintenant mener une analyse sur la distribution des épaisseurs instantanées.

Analyse de la distribution des valeurs des épaisseurs de couche de vapeur

L'analyse de la distribution est effectuée à l'aide d'histogrammes. La Figure 4.27 illustre la distribution des valeurs d'épaisseur mesurées pour chacune des conditions expérimentales. L'épaisseur est notée en abscisse et le nombre d'occurrences par classe de taille 0.5 mm en ordonnée pour les 24 conditions expérimentales de la convection forcée. Cette représentation permet tout d'abord de mettre en avant la forte variabilité du champ de vapeur pour la condition $U_{\infty} = 0.4 \text{ m/s}$. Dans les CT-1 et CT-2, la distribution garde une allure gaussienne plutôt large. Dans le cas des CT-3 et CT-4 en revanche, la distribution est quasiment homogène avec une part importante des épaisseurs relevées se situant dans la dernière classe, la taille des volutes produites dépassant la taille de la RI.

À partir des conclusions sur l'analyse des écarts types et des asymétries, cette représentation permet de mettre en évidence plusieurs conclusions.

- La configuration thermique n°1 (CT-1) réunit les conditions les plus favorables pour stabiliser l'écoulement. C'est la configuration qui montre l'écart type le plus faible pour toutes les vitesses testées.
- Les deux points dont l'asymétrie est négative, correspondant à la CT-3 et CT-4 pour la plus faible vitesse, montrent une répartition globalement uniforme avec un maximum dans la dernière classe. La production régulière de panache qui se propage en dehors de la Région d'Intérêt impose artificiellement la dernière classe comme la plus dense. Pour le reste des classes, la forte dynamique de la couche de vapeur rend imprévisible la mesure de l'épaisseur moyenne ainsi que son écart type, ce dernier étant par conséquent biaisé par cet effet de traitement.

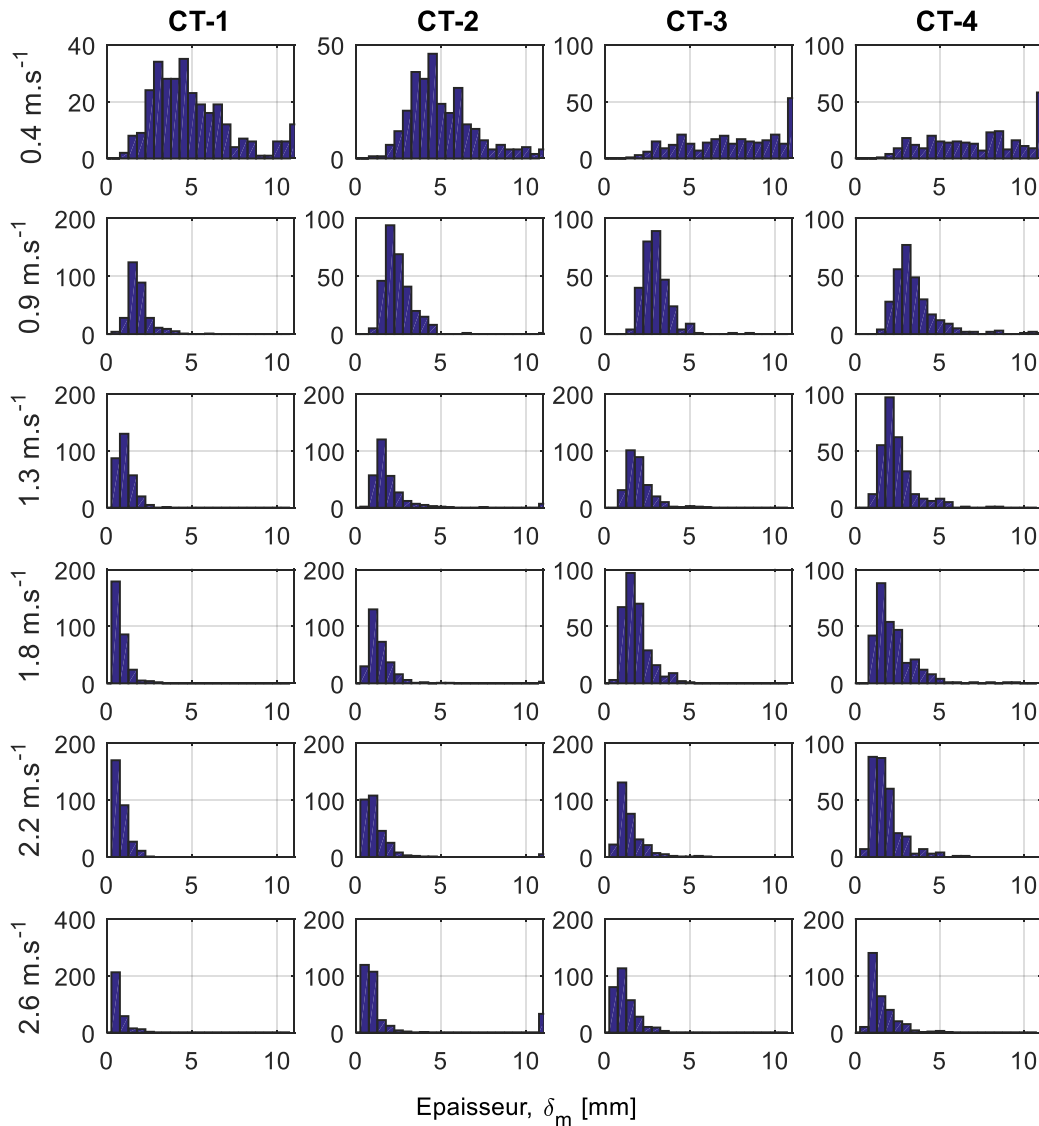


Figure 4.27 : Histogramme des épaisseurs de couche de vapeur instantanées.

Afin de compléter ces observations, il est intéressant de s'attarder sur la forme prise par les volutes ainsi que leur fréquence d'apparition.

Structure des volutes en convection forcée

L'aspect bidimensionnel de la mesure de fluorescence par FIL ne permet pas une caractérisation en volume des volutes de vapeurs. En revanche, une sélection d'images instantanées permet de déterminer l'allure d'une section. La convection mixte engendre des structures dont la forme varie avec le temps, la plupart des volutes observées semblent correspondre à des sections de filament, de bulbe ou de panache. Ces structures ont des dimensions variées. En effet, leur taille peut aussi bien être de l'ordre de l'épaisseur de la couche de vapeur que dépasser l'étendue de la RI, comme illustré sur la Figure 4.28.

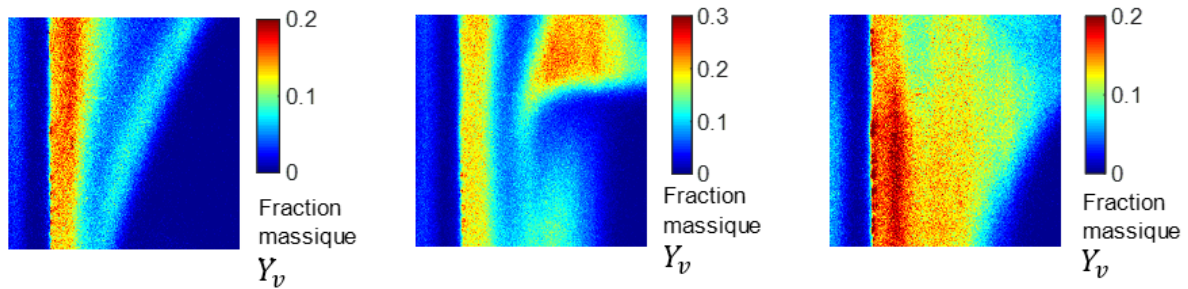


Figure 4.28 : Champ de fraction massique instantané :
filament (gauche), bulbe (centre), panache (droite)

La faible fréquence d'acquisition ne permet une analyse quantitative de l'influence des conditions expérimentales ni sur la structure et les tailles des panaches ni sur leur suivi. En revanche, l'analyse de séries d'images instantanées révèle que leurs nombres semblent largement dépendants de la vitesse de l'écoulement alors que leurs tailles dépendent plutôt de la température de surface comme nous avons pu l'observer sur la Figure 4.27.

Fréquence d'apparition et d'expansion des volutes

L'analyse spectrale du signal échantillonné, composée de valeur de l'épaisseur de couche de vapeur a été effectuée sur un cas type (cf. Annexe D). L'échantillonnage des images étant réalisé à 3 Hz, la fréquence maximale de détection du phénomène est de 1.5 Hz d'après le théorème de Shannon [122]. Tous les graphiques montrent que seule la composante continue se dégage réellement dans le traitement de cette plage de fréquences. Nous pouvons ainsi conclure que les caractéristiques du diagnostic ne permettent pas de détecter une périodicité de la dynamique de variation d'épaisseur. Il serait possible d'étendre le domaine de fréquence analysable en augmentant la cadence de la caméra, mais au détriment de la résolution de l'image et de la qualité du post-traitement.

Analyse phénoménologique en convection forcée et conclusion partielle

Cette première analyse qualitative du champ de fraction de vapeur à partir de critère statistique sur des lots de 300 images permet de conduire une pré-analyse phénoménologique sur les modes de transfert qui structurent la distribution de vapeur dans la couche de vapeur. Les transferts de masse et de chaleur sont principalement pilotés par la compétition entre deux modes de transfert :

- la convection forcée induite par l'écoulement incident,
- l'écoulement gravitaire engendré par les disparités de densité induites par les gradients de températures et de fraction de vapeur.

Le régime de convection est dominant lorsque la vitesse de l'air est suffisante pour transporter la vapeur provenant du poreux sans être altérée par l'écoulement gravitaire. Lorsque la vitesse diminue, il est plus difficile pour l'écoulement de transporter les vapeurs les plus denses. Pour les plus faibles vitesses, la convection forcée et l'écoulement gravitaire sont de sens opposés et proviennent de part et d'autre de la zone d'étude. Le cisaillement résultant de leur interaction génère des structures cohérentes qui peuvent se déplacer et transportent la vapeur, augmentant ainsi la variabilité de la couche de vapeur.

Les différentes conditions expérimentales fixées sur le banc de test permettent d'obtenir les phases de transition entre ces deux régimes de transferts. Celles-ci sont caractérisées par la présence de structures cohérentes sous la forme de volutes. Contrairement à la convection libre, la transition entre les deux régimes de transferts est caractérisée par une très forte augmentation de l'épaisseur de la couche de vapeur ainsi que de sa dynamique. La présence des volutes reste tout de même avérée dans les autres conditions expérimentales, mais elles ont moins d'influence sur le champ moyen comme en attestent les confrontations avec les approches de référence.

L'étude qualitative du champ de vapeur révèle qu'il existe deux types de dynamique de la couche de vapeur.

- Un comportement dans lequel la couche de vapeur est peu perturbée. L'épaisseur moyenne est représentative de l'épaisseur instantanée. Ce régime est identifié lorsque l'écoulement pariétal domine les transferts dans la région proche paroi.
- La présence de volutes de vapeur altère la structure de la couche de vapeur lorsque la vitesse de l'écoulement n'est plus suffisante pour compenser des effets de flottabilité et d'inertie. Ce régime est caractérisé par une forte variabilité de la couche de vapeur ainsi qu'une augmentation de son épaisseur moyenne.

L'étude de l'épaisseur moyenne n'est pas suffisante pour décrire la structure de la couche de vapeur lors de l'évaporation. La répartition interne de la vapeur au sein de la couche de vapeur doit être définie afin d'apporter des informations supplémentaires sur la contribution des volutes ainsi que celle de la vitesse de soufflage suivant la région de l'écoulement examinée.

4.4.4 Description de la structure de la couche limite moyenne

L'objectif de cette partie est d'apporter une description détaillée de la stratification. Nous avons choisi d'étudier la région la moins sensible aux effets de bords, à mi-hauteur du poreux dans la RI-2. Cette région est située au centre de la paroi à 140 mm du bord d'attaque de la plaque profilée.

Présentation de la démarche

Afin de réaliser une analyse précise de l'organisation du champ de fraction de vapeur, nous allons nous intéresser à trois régions dans la couche de vapeur.

La région **A** est localisée dans la zone la plus proche de la paroi (cf. Figure 4.29). C'est dans cette région qu'il est le plus probable de retrouver du liquide. La position des profils de fraction de vapeur mesurés par rapport à celle du profil de vapeur saturé confirme l'absence de liquide en dehors des pores (cf. Figure 4.30). La présence de ces pores affecte la distribution de vapeur et rend la distribution très hétérogène dans la direction verticale. La différenciation entre le profil à l'altitude d'un pore (z_2) et le profil à une altitude en l'absence de pore (z_2') se produit à une distance δ_p de la paroi (cf. Figure 4.30). L'analyse que nous allons mener dans la région A se concentre donc sur l'importance de l'hétérogénéité dans de la couche de vapeur.

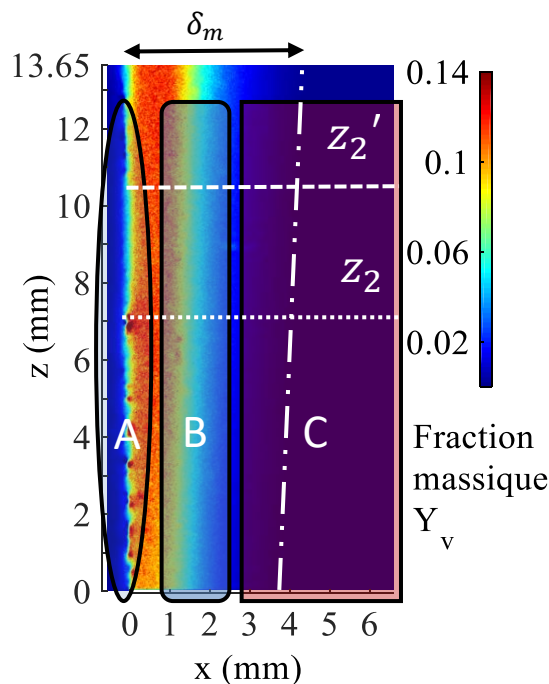


Figure 4.29 : Champ de fraction massique déterminé par le diagnostic de FIL

La seconde région **B** correspond à la zone dans laquelle l'essentiel de la quantité de vapeur est transporté par l'écoulement convectif. C'est dans cette région que la quantité de vapeur produite au sein de la région A est transportée par diffusion dans la direction normale à la paroi puis progressivement orientée dans le sens de l'écoulement. Cette zone de l'écoulement fait l'objet de la modélisation des modèles présentée précédemment. Dans la Figure 4.30, les positions des profils relatifs à l'ATCM avec décalage et relatifs au modèle de Bird semblent montrer que la contribution du décalage géométrique et de la prise en compte de la vitesse de soufflage sont du même ordre.

La troisième région **C** correspond à la zone impactée par la présence des volutes. Nous avons choisi comme critère spatial pour la séparation entre les régions B et C l'abscisse $\delta_{modèle}$ à

laquelle le profil de fraction de vapeur mesuré est supérieur à celui d'un modèle particulier. L'objectif est ainsi d'évaluer l'impact des volutes sur la distribution moyenne du champ de vapeur qui étend la zone d'influence de la vapeur au-delà de celle prévue par les modèles.

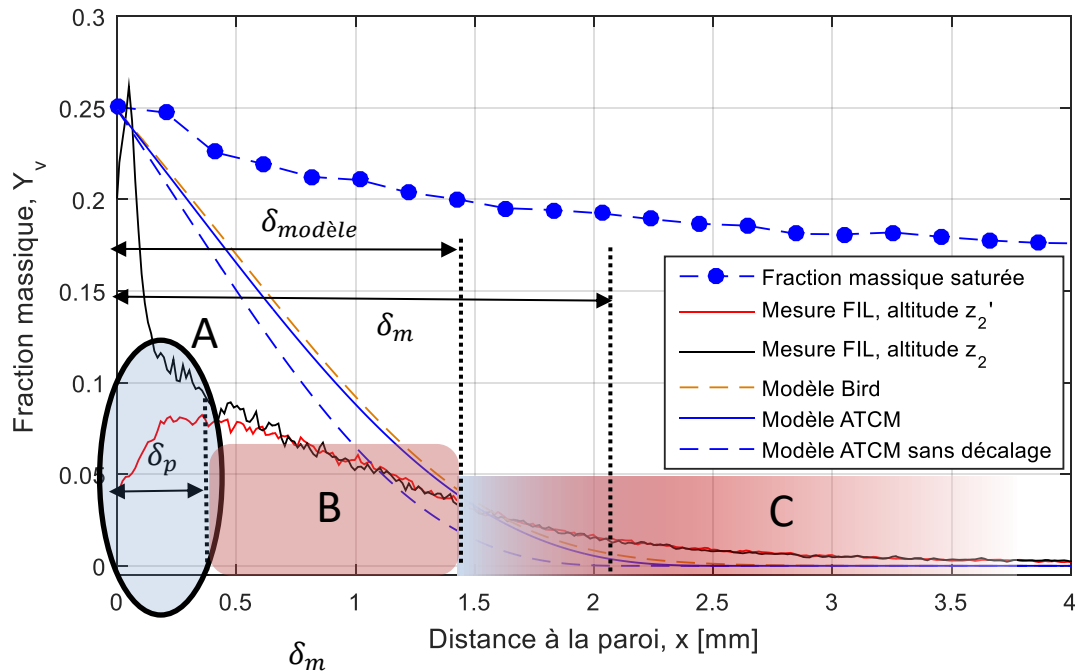


Figure 4.30 : Profils de fraction massique à l'altitude z_2 pour la CT-3 et $U_\infty=1.3m/s$ à partir des mesures de FIL et selon les modèles ATCM avec et sans décalage [89] et Bird et al.[43] ainsi que le profil de vapeur saturée maximal déterminé à partir du profil de température

Nous appellerons dans la suite δ_{Bird} la position de référence relative à l'intersection du modèle de Bird avec les profils expérimentaux, δ_0 pour l'ATCM classique et δ_1 pour l'ATCM avec le décalage z_1 . La position des profils expérimentaux par rapport à ceux des modèles dans la sous-couche d'épaisseur $\delta_{modèle}$ montre que la quantité de vapeur mesurée est inférieure à celle prédite dans la région B. En revanche, au-delà de cette position, la quantité de vapeur mesurée est supérieure à celles des modèles dans la région C, conséquence de l'existence des volutes de vapeur.

L'objectif de cette approche est d'évaluer la contribution du transfert diffusif dans la direction normale à la paroi, du transfert convectif tangentiel et du transfert convectif localisé induit par les volutes. Nous cherchons donc à caractériser chacune d'entre elles à partir d'analyses dans les sous-régions A et C. Nous étudierons ensuite la région B indirectement à partir des conclusions sur les régions précédentes.

Analyse dans la région A

La présence de sources de vapeur localisées au niveau des pores provoque une distribution hétérogène de la vapeur à proximité directe de la paroi. Les portions de surface étant

imperméables entre les pores, la couche de vapeur n'est pas uniformément alimentée. Cet effet a pour conséquence un gradient de fraction de vapeur positif sur la première portion du profil normal à la paroi à certains endroits de la paroi. En revanche, dans toutes les conditions expérimentales testées, les profils à l'altitude z_2 et les profils à l'altitude z_2' se confondent au-delà de la position δ_p . Il est donc possible de décrire une première sous couche de vapeur dans la stratification, très hétérogène, en fonction de la présence potentielle de pores débouchants. Physiquement, cette position correspond à l'endroit où l'écoulement principal homogénéise la distribution dans la direction verticale.

La Figure 4.31 présente le motif relatif aux variations de δ_p avec les conditions expérimentales. L'épaisseur de cette sous-couche hétérogène varie avec l'intensité de l'écoulement incident. La dépendance en fonction de la température est en revanche négligeable sauf pour la vitesse limite la plus faible identifiée par le rectangle sur la figure. Dans ce cas extrême, il est probable que l'arrachement de portion de la couche de vapeur se produise suffisamment proche de la paroi pour altérer la sous-couche hétérogène de la région A.

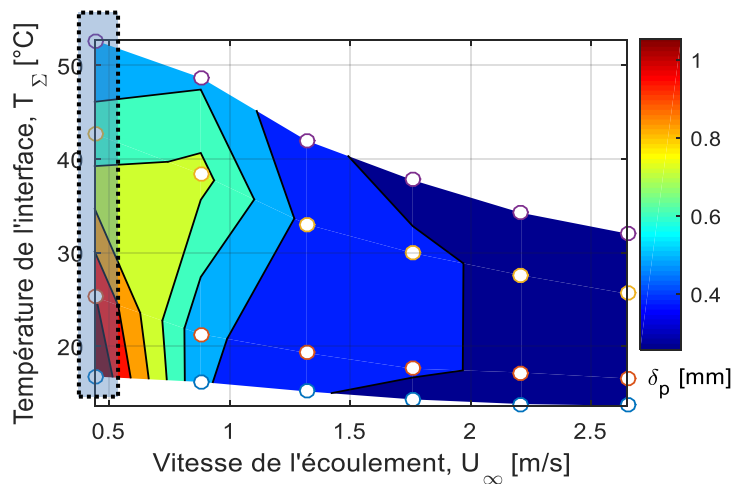


Figure 4.31 : Cartographie de l'estimation de la distance δ_p

En supposant que la forte agitation soit à l'origine de ce comportement, nous pouvons donc en déduire que l'épaisseur de la sous-couche hétérogène dépend essentiellement de la vitesse de l'écoulement incident. Cette distance est à l'image de la compétition entre la vitesse de soufflage, normal à la paroi, et la vitesse dans la couche limite aérodynamique. La distance δ_p correspond donc à l'épaisseur de la sous-couche de vapeur dans laquelle la vitesse tangentielle de l'écoulement ne parvient pas à assurer le transport de la vapeur vers les zones où la paroi est imperméable, ce qui explique l'hétérogénéité du champ. Au-delà de cette épaisseur en revanche, la vitesse tangentielle est suffisante pour homogénéiser le champ de concentration.

Les observations et interprétations présentées précédemment permettent de tirer plusieurs conclusions.

- Le transfert diffusif localisé au niveau d'un pore a un effet sur l'établissement d'une sous-couche hétérogène dans la région la plus proche de la paroi du fait de la présence des pores. L'impact du transfert convectif tangentiel est réduit dans cette zone.
- Cette sous-couche de vapeur se résorbe sous l'action du transport convectif en particulier lorsque la production de volute est intense.

À présent que la description de la stratification a été effectuée en proche paroi, il est maintenant intéressant de se pencher sur la deuxième partie de la couche de vapeur, plus impactée par la présence de l'écoulement.

Analyse de la région C

Dans la majorité des conditions expérimentales, l'épaisseur de la couche de vapeur est sous-évaluée par les modèles théoriques choisis. Nous avons vu précédemment que cette sous-évaluation provient très probablement de la présence de volutes.

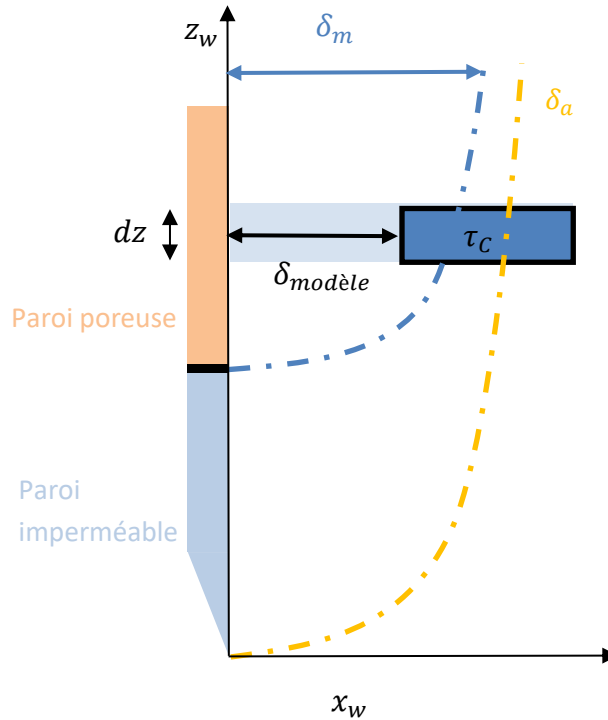


Figure 4.32 : Positionnement du volume de contrôle τ_C

Les différences entre les champs de vapeur mesurés et modélisés sont examinées dans cette partie à partir de l'analyse de la quantité de vapeur présente dans un volume de contrôle τ_C qui s'apparente à une tranche de l'écoulement (cf. Figure 4.32). Ce choix d'approche permet d'étudier indirectement l'ensemble des champs de fraction de vapeur établis pendant les tests en contournant la difficulté liée à la grandeur $\delta_{modèle}$ qui n'est pas toujours définie. La quantité de vapeur $n_{C,modèle}$ dans ce volume est évaluée à partir des profils théoriques et la quantité de vapeur $n_{C,mesure}$ à partir des mesures. Le volume τ_C est défini selon une hauteur

arbitraire dz suffisamment petite pour négliger la croissance de l'épaisseur avec la hauteur et une profondeur arbitraire l inférieure à la largeur du poreux.

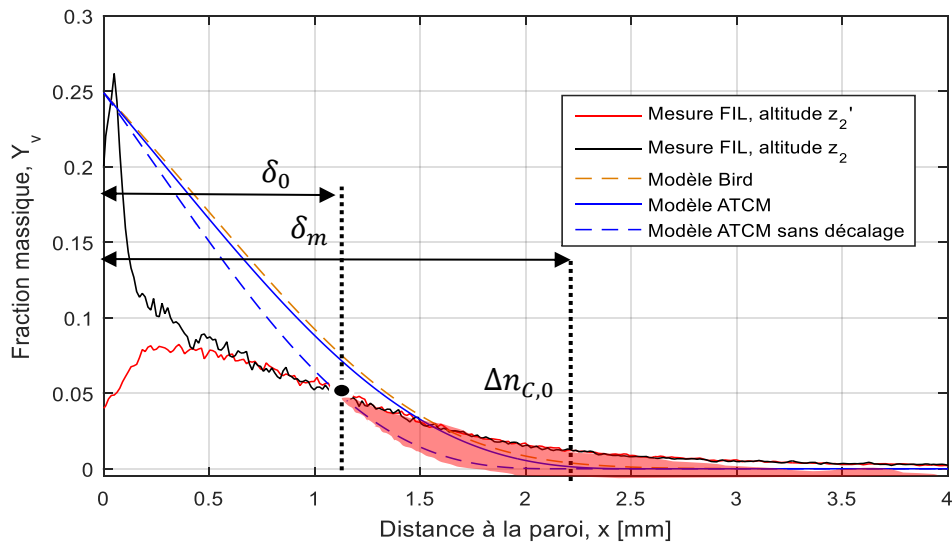


Figure 4.33 : Illustration de la quantité $\Delta n_{C,0}$ dans le cas de la comparaison avec l'ATCM sans décalage entre bord de couche limite aérodynamique et massique

Pour étudier les différences entre mesures et modèle dans la région C, on s'intéresse ainsi à la différence de quantité de vapeur $\Delta n_{C,modèle}$ entre les volumes $\tau_{C,mesure}$ et $\tau_{C,modèle}$ (cf. Figure 4.33).

$$\Delta n_{C,modèle} = n_{C,mesure} - n_{C,modèle} \quad (4.26)$$

La Figure 4.34 présente les motifs relatifs à ces grandeurs pour le modèle ATCM sans (a) et avec (b) décalage entre bord de couche limite aérodynamique et massique ainsi que pour le modèle de Bird (c) incluant la vitesse de soufflage.

Dans le cas des trois graphiques sur la Figure 4.34, la valeur de la grandeur Δn_C est positive, les modèles sous-estiment la quantité de vapeur présente dans la région C. Ces valeurs sont cohérentes avec les observations faites sur la sous-estimation des épaisseurs de couches limites par les modèles. Les motifs sont similaires dans les trois cas, présentant les mêmes variations en fonction des conditions expérimentales. Ni la prise en compte du décalage ni celle de la vitesse de soufflage n'expliquent l'existence de l'écart $\Delta n_{C,modèle}$. Celui-ci est quasiment nul lorsque les conditions expérimentales ne favorisent pas l'apparition de volutes dans la majeure partie de cas. En revanche, cet écart augmente dans le cas de conditions de fortes variabilités à faible vitesse et fort écart de température.

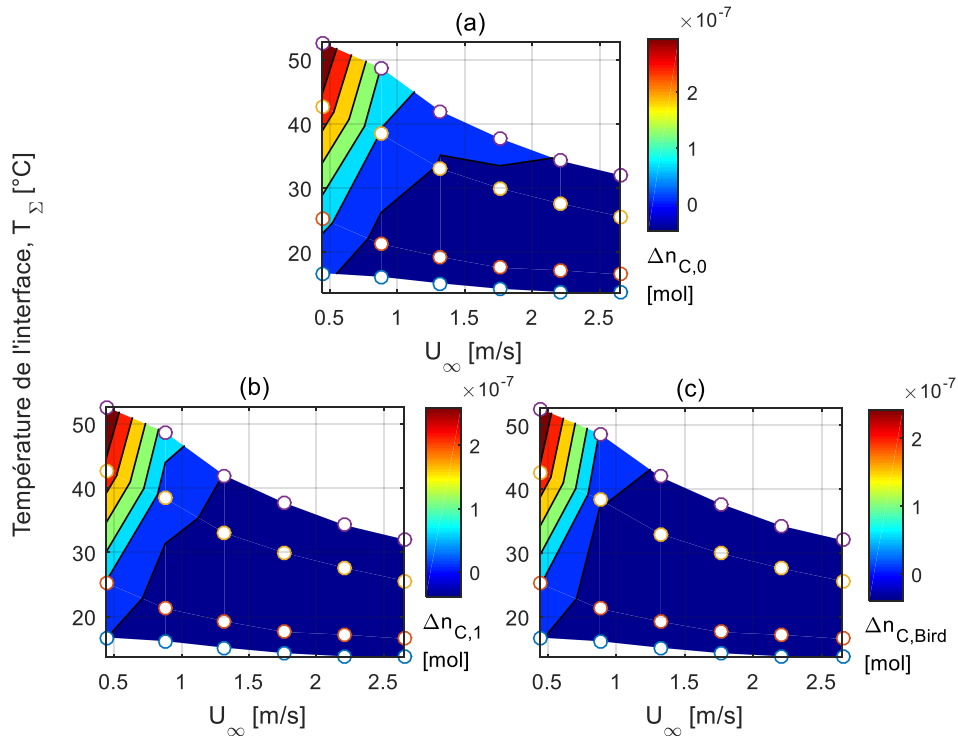


Figure 4.34 : Différence de quantité de vapeur entre les mesures et le modèle ATCM sans décalage (a), avec décalage (b) et avec le modèle de Bird (c) dans la région C

Dans la région C, les transferts convectifs sont donc majoritairement dus à la dynamique des volutes et en particulier pour les faibles vitesses, puisque ce sont des mécanismes qui ne sont pas représentés par les modèles liés aux seules équations de couche limite.

Analyse dans la totalité du volume de contrôle V

L'analyse à l'échelle du volume de contrôle τ_m dans la totalité de la couche de vapeur permet d'estimer l'impact de la vitesse de soufflage dans la modélisation des transferts dans la région B. La Figure 4.35 présente les motifs relatifs aux quantités de vapeur $\Delta n_{m,modèle}$ déterminées dans le volume de gaz à l'aide de l'ATCM sans décalage (a), avec décalage (b) et à l'aide du modèle de Bird (c).

En dehors des conditions favorables à la production de volutes (faible vitesse d'écoulement), les deux motifs de l'ATCM se distinguent nettement du motif relatif de Bird en présentant une dépendance nette à la température. Le motif relatif au modèle de Bird ne présente quant à lui que de très faibles variations. Ceci signifie que dans la région B au cœur de la couche limite aérodynamique, la vitesse de soufflage contribue au transport de la vapeur dans la direction normale. Cette figure confirme que les contributions de la prise en compte de la vitesse de soufflage et du décalage sont du même ordre pour l'ensemble des conditions expérimentales.

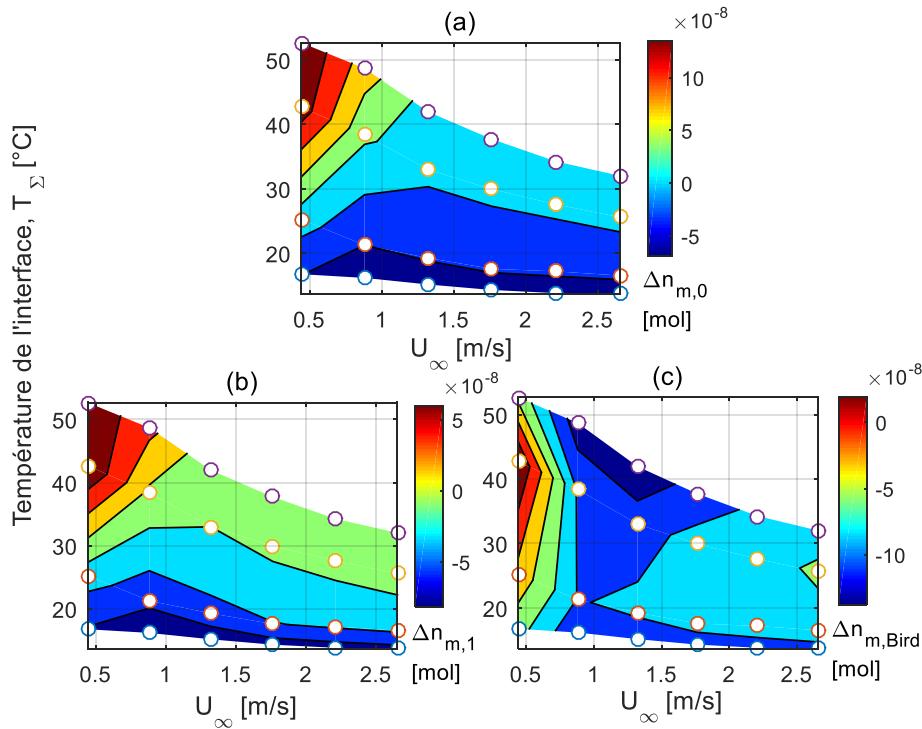


Figure 4.35 : Différence de quantité de vapeur entre les mesures et le modèle ATCM sans décalage (a), avec décalage (b) et avec le modèle de Bird (c) dans la zone considérée

À partir de ces différentes analyses, il est maintenant possible d’apporter une caractérisation des différentes sous-régions de la couche de vapeur et des mécanismes prédominants à l’origine de la stratification de la couche de vapeur induite par l’évaporation.

4.4.5 Description détaillée de la couche de vapeur moyenne

Dans le plan de visualisation du diagnostic de FIL ($0, x_w, z_w$), il est possible de définir trois sous-couches de vapeur à partir des observations des parties précédentes. Chaque définition est construite à partir de critères relatifs aux régions examinées et aux modes de transfert qui prédominent.

Ces trois sous-couches sont illustrées sur une image de LIF moyenne Figure 4.36.

- ✓ La sous-couche pariétale $\delta_{m,p}$ est identifiée précédemment comme la région A. Cette sous-couche a pour origine de l’alternance entre les pores et des portions de paroi imperméable. Les flux de vapeur sont hétérogènes, la distribution de vapeur dépendant fortement de l’altitude d’observation. L’épaisseur locale est corrélée au rapport entre la vitesse de soufflage et la vitesse de l’écoulement pariétal. Le mécanisme de diffusion non-équimolaire, sous la forme d’un écoulement de soufflage, domine les transferts de quantité de vapeur par rapport à ceux induits par l’écoulement.

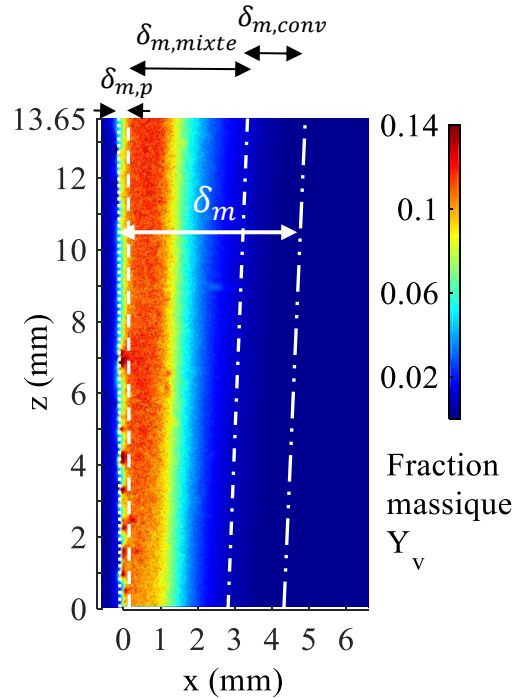


Figure 4.36 : Positionnement des trois sous-couches massique

- ✓ La sous-couche mixte $\delta_{m,mixte}$ a été identifiée précédemment comme la région B. Cette région est située entre la sous-couche pariétale et la sous-couche diffusive. Les mécanismes de transport convectif sont dominants dans le sens de l'écoulement pariétal, mais l'influence des mécanismes diffusionnels liés au flux de Stephan reste importante dans les directions perpendiculaires à l'écoulement (\vec{x}_w et \vec{y}_w). La frontière de cette sous-couche est définie pour $x_w = \delta_{div}$, abscisse à laquelle, les modèles utilisés dans cette étude sous-estimant la quantité de vapeur. Cette région est le lieu de naissance des volutes qui se propagent ensuite dans la dernière région.
- ✓ La sous-couche convective $\delta_{m,conv}$ a été identifiée précédemment comme la Région C. Cette région est située au-delà de la frontière théorique de la couche limite massique. Cette sous-couche résulte principalement du décrochage des volutes, les mécanismes de diffusion sont quasiment absents et difficilement quantifiables. Dans cette région, les volutes sont pleinement développées et se dispersent dans l'écoulement. Plus la compétition entre le mode de transfert par écoulement gravitaire domine celui de la convection forcée, plus le nombre de volutes est important et déstabilise la couche de vapeur en augmentant sa variabilité et son épaisseur moyenne.

4.4.6 L'approche expérimentale, un complément de l'approche numérique

Les nombreux mécanismes de couplages intervenant dans l'évaporation isotherme en interaction avec un écoulement réactif rendent très délicate la détermination des champs de concentration d'espèce de manière analytique. Les méthodes par calcul numérique permettent la résolution des différents champs de vitesse, de température et de concentration d'espèce à partir des équations conservatives et constitutives. Ces développements dans le domaine de la mécanique des fluides numériques font néanmoins face à plusieurs difficultés notamment liées à la modélisation des conditions aux limites et au temps de calcul dans les régimes transitoires. La démarche expérimentale de cette étude a été conduite de telle manière à découpler les phénomènes réactifs avec ceux du changement de phase. Ce découplage et la constitution d'une base académique commune facilitent les parallèles avec les résultats de calculs numériques. Les facteurs principaux permettant ces parallèles sont le contrôle des conditions aux limites et la simplicité de la géométrie.

Dans le cadre du projet ASTRIDE, des travaux numériques ont été réalisés par Iafrate [19] sur la base de la configuration expérimentale en l'absence de convection forcée. Une comparaison des résultats en convection libre a été effectuée entre les mesures de cette étude et des calculs réalisés par Iafrate [19]. Les conditions aux limites ont été définies telles que la configuration numérique soit représentative d'un film stagnant vertical, s'évaporant sous l'effet du gradient de fraction de vapeur, dont l'écoulement est piloté par la gravité. La condition à la limite retenue à la surface de changement de phase dans la configuration numérique est la température de surface mesurée par thermocouple sur la configuration expérimentale. Le calcul est initié à un instant où le film est placé verticalement sans présence de vapeur dans la phase gazeuse.

La Figure 4.37 présente l'évolution de la couche de vapeur par l'intermédiaire du champ de fraction massique de n-heptane Y_{C7H16} . La structure de la couche de vapeur présente beaucoup de similitudes avec la couche de vapeur expérimentale présentée Figure 4.15. La couche de vapeur se développe du bord supérieur du film liquide stagnant et s'étend vers le bord inférieur.

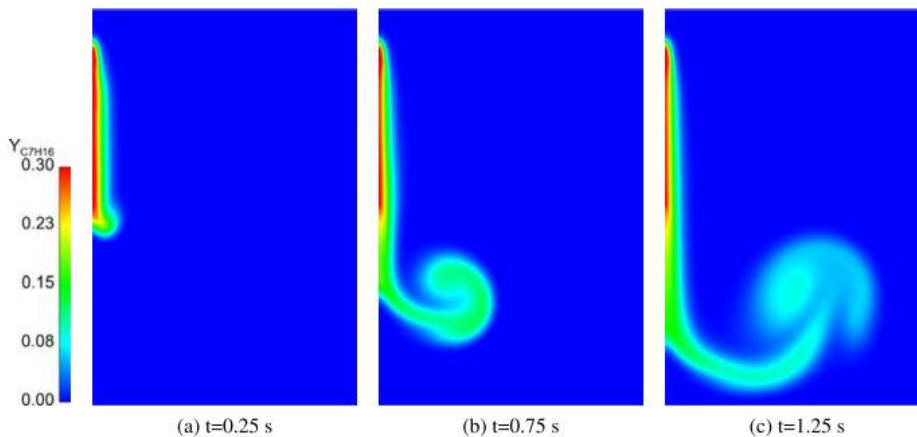


Figure 4.37 : Visualisation de l'évolution de la couche de vapeur

à différents instants d'après Iafrate [19]

La présence d'une paroi adhérente modifie la structure du vortex qui prend naissance à l'instant $t = 0,75 \text{ s}$. Les profils numériques et expérimentaux ont été comparés par l'intermédiaire d'un adimensionnement par rapport à la valeur maximale relevée dans chacun des profils. La Figure 4.38 présente la comparaison entre les profils calculés et mesurés effectuée dans le cadre de la thèse de Iafrate [19].

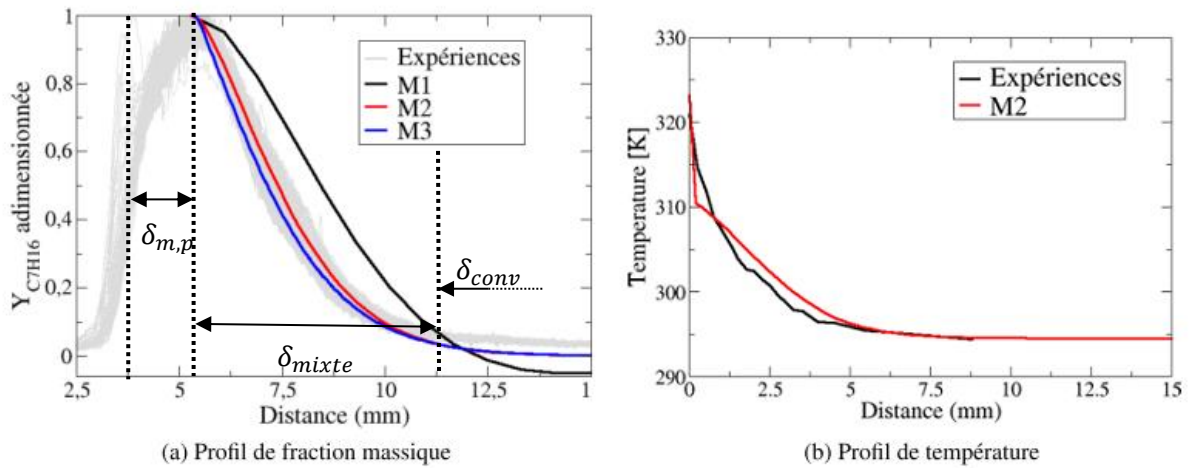


Figure 4.38 : Comparaison des profils adimensionnés de fraction massique (a) et de température (b) entre les résultats expérimentaux et numériques obtenus sur différents maillages M1, M2 et M3

Les profils expérimentaux présentés correspondent à la superposition d'une dizaine de profils moyens à différentes altitudes. Un nombre minime d'entre eux correspondent à des profils extraits à une altitude en présence d'un pore dont le maximum permet de localiser la paroi à la distance 3,75 mm. Des profils numériques ont été superposés à la portion décroissante du profil, correspondant à la sous-couche convective. De manière similaire à la convection forcée, le transport adjectif domine les transferts dans la direction verticale et la diffusion non-équimolaire pilote les transferts dans la direction normale au milieu évaporant. On constate que les profils numériques convergent plus rapidement vers la condition de fraction de vapeur nulle dans la phase gazeuse que les profils expérimentaux à la distance 12,5 mm. La présence de volute dans le cas expérimental explique cette légère dilatation du champ moyen. Du point de vue du profil de température, le modèle semble en accord avec les mesures réalisées.

La confrontation entre les résultats numériques d'une part et les mesures expérimentales d'autre part tend à confirmer les confrontations réalisées précédemment dans cette étude. Les modèles numériques permettent de bonnes prédictions dans la sous-couche convective δ_{mixte} . En revanche, la présence de sources irrégulièrement réparties et localisées dues aux pores repousse l'influence de la couche de vapeur sur une distance avoisinant $\delta_{m,p}$. L'existence des volutes se détachant de la couche de vapeur augmente l'épaisseur totale de la couche de vapeur, dont les mécanismes de formation ne sont pas non plus modélisés. Du point de vue de l'interaction entre un front de flamme et cette stratification, il est

envisageable de penser que les premiers signes de l'interaction puissent se produire au-delà de la région prévue par le calcul numérique à cause de la présence des volutes.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'objectif était de caractériser la distribution de vapeur générée par l'évaporation du n-heptane. La première partie de l'étude s'est concentrée sur le régime de convection libre matérialisé par un écoulement gravitaire. Dans les cas des gradients les plus importants, l'écoulement gravitaire est perturbé par des effets dus au gradient thermique se produisant au-delà de la couche de vapeur. L'interaction entre l'écoulement descendant principal et un écoulement secondaire ascendant entraîne par cisaillement la formation de structures cohérentes identifiées comme des volutes de vapeur. L'analyse phénoménologique proposée montre que, suivant l'intensité de ces volutes, les régions influencées par la vapeur peuvent observer différents types de structuration. Cette première analyse a permis de montrer l'importance des effets de la gravité sur l'organisation de la stratification de vapeur.

La seconde partie du chapitre a permis de répondre aux questions physiques posées dans le Chapitre 1. Ainsi les résultats ont montré que l'épaisseur de la couche limite massique varie plus fortement avec la vitesse de l'écoulement qu'avec la température de surface. La température joue toutefois un rôle sur la variabilité de l'épaisseur par l'intermédiaire de mécanismes liés aux forces de gravité. De manière similaire au régime de convection libre, les fortes interactions du mélange très denses avec l'écoulement ascendant en zone très proche paroi entraînent l'apparition de volutes. Au contraire de la convection libre, l'existence de ces volutes dilate la couche de vapeur moyenne en plus d'augmenter les fluctuations de son épaisseur.

À partir de cette analyse phénoménologique, il a été possible d'apporter une description de la couche de vapeur en caractérisant les différentes sous-couches avec les modes de transferts dominants. Une première sous-couche est localisée au plus proche de la paroi, celle-ci se distinguant par une hétérogénéité corrélée avec la présence du pore, d'où provient la vapeur. Dans cette région, la diffusion non-équimolaire prédomine devant le transfert convectif. La seconde sous-couche est définie par la région la plus riche en vapeur dans laquelle le mode convectif domine le transfert tangentiel, mais où l'écoulement de soufflage engendré par les gradients de concentration pilote le transfert dans la direction normale à l'écoulement. La dernière couche de vapeur est dominée par la présence des volutes dont la probabilité d'existence augmente avec la température de surface du poreux. Les fortes fluctuations de cette région peuvent impacter la sous-couche précédente et entraîner une variabilité importante de l'ensemble de la couche de vapeur.

Conclusion et perspectives

L'étude présentée dans ce manuscrit est consacrée à une analyse des transferts thermiques et massiques lors de l'évaporation du n-heptane, ainsi qu'à une description de la stratification induite. Elle répond à un besoin de compréhension expérimentale, exprimé au travers de problématiques industrielles d'interaction flamme paroi en régime transitoire moteur. Pour mener à bien cette étude, il a fallu d'abord formaliser une configuration académique permettant de réunir tous les aspects essentiels des problématiques moteurs, mais en concentrant des efforts particuliers à la simplification de la configuration. La configuration académique choisie incluant un film stagnant placé dans un écoulement d'air laminaire et chauffé à l'aide d'une source radiative a été définie pour servir de base à la conception d'un dispositif expérimental. La problématique physique principale soulevée est celle de l'influence des conditions aux limites aérodynamiques et thermiques sur l'évaporation du film.

Banc expérimental

L'objectif a été de répondre aux questions physiques posées, tout en contrôlant les conditions expérimentales via une configuration académique. Le banc développé tout au long de cette étude est divisé en plusieurs parties distinctes. L'utilisation d'un poreux saturé de combustible liquide a notamment permis de simuler la présence d'un film stagnant. Afin d'évaluer l'intensité des transferts de masse et de chaleur lors de l'évaporation du n-heptane, un protocole de mesure par débitmètre, et un diagnostic de mesure de température par thermographie infrarouge et par thermocouple, ont été mis en place. La mesure du champ de fraction de vapeur a été réalisée à l'aide d'un diagnostic de FIL quantitatif mesurant la concentration locale de vapeur dans une région proche du poreux saturé.

Transferts de masse et de chaleur

Les premières analyses des résultats ont porté sur les transferts thermiques, sur l'ensemble du matériau poreux. Des mesures de température locale de la surface et un bilan thermique simplifié ont permis d'établir que le flux de chaleur inhérent à l'évaporation avait plus de poids que les transferts de nature sensible. Cette première approche a permis de montrer que les gradients de température sur la surface du poreux étaient plus faibles que ceux normaux à la paroi dans l'écoulement. Il en a été déduit que les faibles disparités de température sur la

surface permettaient un rapprochement entre les mesures de débits d'évaporation avec des corrélations provenant de modèles de référence.

Bien que les flux évalués à partir des modèles semblent varier de façon similaire à ceux mesurés sur la configuration expérimentale, il existe un très net écart en faveur des débits mesurés. Il a pu en être déduit qu'un certain nombre de mécanismes de transfert situés au point de contact entre le liquide, le poreux, et l'écoulement, étaient négligés dans les modèles considérés, et que, en parallèle, l'hypothèse d'uniformité de température de surface était à remettre en question.

Distribution de la vapeur

Les effets de gravité sur le processus d'évaporation ne sont pas clairement identifiés dans l'approche engagée à l'échelle du poreux. Les mesures de FIL, en revanche, ont révélé qu'en l'absence de convection forcée, les gradients de densité sont à l'origine d'un écoulement de convection libre. Lorsque le couplage entre les transferts thermiques et massiques s'intensifie dans la phase gazeuse, celui-ci donne lieu à la création de structures cohérentes apparentées à des volutes qui augmentent la dispersion de la distribution de vapeur. Ce régime de convection libre, appelée thermosolutale, impacte peu l'épaisseur moyenne de la couche de vapeur, contrairement au cas du régime de convection forcée. Dans ce dernier, la compétition entre l'écoulement d'air forcé et les forts gradients de densité, engendre des volutes qui dilatent la couche de vapeur et affectent fortement la variabilité de son épaisseur. À partir de cette analyse phénoménologique, nous avons décrit la stratification de vapeur sous la forme d'une décomposition en trois sous-couches caractéristiques de vapeur. Les définitions de chacune d'entre elles ont été établies à partir des comparaisons entre les champs de fraction de vapeur mesurés par FIL et les champs provenant de modèles de référence. La première région est définie comme une région hétérogène dans laquelle l'écoulement de soufflage domine le transport de vapeur dans la direction normale à la paroi. La deuxième région est marquée par la prédominance du transport adjectif induit par l'écoulement forcé, avec une composante non négligeable du transfert diffusif dans la direction normale. La dernière zone correspond à la région dans laquelle l'essentiel de la vapeur provient du transport advectif des volutes qui se détachent de la seconde zone, dans laquelle la vitesse de soufflage est négligeable.

Perspectives

Le diagnostic de FIL, capable de mesurer la concentration locale d'une espèce, est couramment employé sur des dispositifs de moteurs optiquement transparents. L'originalité de l'étude réside dans l'utilisation du diagnostic dans le cadre du processus d'évaporation, ce qui permet d'apporter des informations essentielles sur la richesse du mélange en combustible à proximité d'un dépôt liquide. Les premiers résultats exposés dans cette étude apportent bon nombre de contributions sur la compréhension du processus de changement de phase dans la configuration académique non réactive. Cependant l'origine des écarts, entre les modèles employés et les résultats de mesure de flux de vapeur, reste à être précisée. Une caractérisation plus approfondie des volutes permettrait d'améliorer la description de la dispersion de la distribution de vapeur. Ce dernier aspect permet d'introduire deux pistes à

emprunter pour répondre aux problématiques plus larges soulevées par l'interaction d'un front de flamme avec un dépôt de liquide.

La première piste concerne l'utilisation des diagnostics de mesure visant à mieux comprendre la stratification de la vapeur. Une optimisation de la résolution des images, couplée avec une fréquence d'échantillonnage plus élevée, permettrait de mieux définir la dispersion de stratification. L'utilisation de poreux présentant une plus faible rugosité et une répartition des pores plus uniformes, permettrait de compléter les analyses sur les sous-couches de vapeur définies dans cette étude. Étant donné les multiples configurations de films en chambre moteur, le changement d'orientation de la configuration expérimentale est une option qui permettrait, quant à elle, d'évaluer la contribution des effets de gravité sur la stratification.

La seconde piste considère logiquement l'introduction d'éléments supplémentaires dans la configuration considérée, tel que l'ajout film liquide ruisselant qui engagerait un certain nombre d'adaptations sur le diagnostic. Enfin, l'emploi d'une configuration réactive, en présence d'une paroi active, permettrait d'apporter de réelles avancées dans la compréhension des mécanismes d'interaction et de formation de polluants.

ANNEXE .A.	CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DE LA SOUFFLERIE	171
A.	ANÉMOMÉTRIE DOPPLER LASER (ADL OU LDA)	171
B.	CARACTÉRISATION AÉRODYNAMIQUE DU CÔNE DE POTENTIEL	172
ANNEXE .B.	COMPLÉMENTS SUR LES CARACTÉRISTIQUES DES COMPOSÉS ET DU MATÉRIAU	175
A.	CARACTÉRISATION DES LIQUIDES	175
i.	<i>Le n-heptane</i>	175
ii.	<i>Le 3-pentanone, un traceur adapté</i>	176
iii.	<i>Nombres adimensionnels caractérisant le mélange à la paroi</i>	177
B.	CARACTÉRISATION DES MILIEUX POREUX	178
i.	<i>Porosité et taille moyenne de pore</i>	179
ii.	<i>Méthode n°1 : pesée</i>	179
iii.	<i>Méthode n°2 : Porométrie au merure</i>	179
iv.	<i>Rugosité</i>	180
v.	<i>Propriétés radiatives</i>	180
vi.	<i>Propriétés radiatives des liquides</i>	182
ANNEXE .C.	COMPLÉMENTS SUR LE DISPOSITIF DE CALIBRAGE	185
A.	UNIFORMITÉ DE LA TEMPÉRATURE DANS LA CELLULE DE CALIBRAGE	185
B.	MÉTHODE DE CALIBRAGE : MILIEU HOMOGENÈNE	186
C.	VALIDATION DU CALIBRAGE	188
i.	<i>Courbe de calibrage</i>	188
ii.	<i>Calibration validation à l'eau</i>	190
ANNEXE .D.	CARACTÉRISATION DE LA CAMÉRA PIMAX 2	191
A.	OBJECTIFS	191
B.	CARACTÉRISATION DE LA RÉOLUTION SPATIALE	191
C.	CARACTÉRISATION DU « PHOTON SHOT NOISE »	192
D.	CARACTÉRISATION DU « WHITE FIELD »	194
E.	ANALYSE FRÉQUENTIELLE D'APPARITION DES VOLUTES	195
ANNEXE .E.	COMPLÉMENT SUR L'ÉTUDE DES TRANSFERTS DE MASSE PAR ÉVAPORATION	197
A.	PRÉSENTATION DÉTAILLÉE DU PROTOCOLE DE COMPENSATION POUR LA MESURE DU DÉBIT ÉVAPORÉ	197
B.	RÉGIME TRANSITOIRE LORS DE L'INJECTION DU LIQUIDE	197
i.	<i>Régime permanent thermique</i>	198
ii.	<i>Protocole de compensation</i>	199
iii.	<i>Complément sur la mesure de débit d'évaporation</i>	200
C.	COMPLÉMENT SUR LES DÉBITS D'ÉVAPORATION PRÉDITS	200
ANNEXE .F.	CARACTÉRISATION DES INCERTITUDES DE MESURE	203
A.	MÉTROLOGIE	203
i.	<i>Erreur de mesure et incertitude</i>	203
ii.	<i>Protocole d'évaluation des incertitudes de mesure élargie</i>	204

iii.	<i>Méthode de propagation des incertitudes</i>	204
B.	ÉVALUATION DES INCERTITUDES DE MESURE SUR LE DÉBIT D'ÉVAPORATION	205
C.	ÉVALUATION DES INCERTITUDES DE MESURE SUR LA TEMPÉRATURE	205
D.	ÉVALUATION DES INCERTITUDES DE MESURE SUR LA CONCENTRATION	206
i.	<i>Erreurs systématiques du diagnostic</i>	207
ii.	<i>Incertitude type d'ordre aléatoire sur les mesures de champ de fraction massique de vapeur</i>	211
iii.	<i>Estimation de l'erreur sur la mesure de l'épaisseur de couche de vapeur</i>	213
BIBLIOGRAPHIE		216

Annexe A

Caractérisation de l'écoulement de la soufflerie

a. Anémométrie Doppler Laser (ADL ou LDA)

La caractérisation de la soufflerie a été effectuée par une technique optique non intrusive de mesure ponctuelle des vitesses, la LDA. Cette technique optique permet de déterminer les composantes de vitesse d'un écoulement, basée sur la mesure du décalage de la fréquence de la lumière émise par une particule, en mouvement avec le fluide. Cette technique de mesure non intrusive utilise le principe de l'effet Doppler appliqué à de fines particules présentes dans l'écoulement. Lorsqu'une de ces particules traverse un système de franges d'interférences de lumière créé par l'intersection de deux faisceaux, elle crée un signal de diffusion à une fréquence caractéristique directement proportionnelle à la vitesse de la particule et inversement proportionnelle à l'interfrange. [123]. À partir de la vitesse des particules, il est possible d'en déduire la vitesse de l'écoulement en considérant que la différence de vitesse entre les particules et l'écoulement est négligeable.

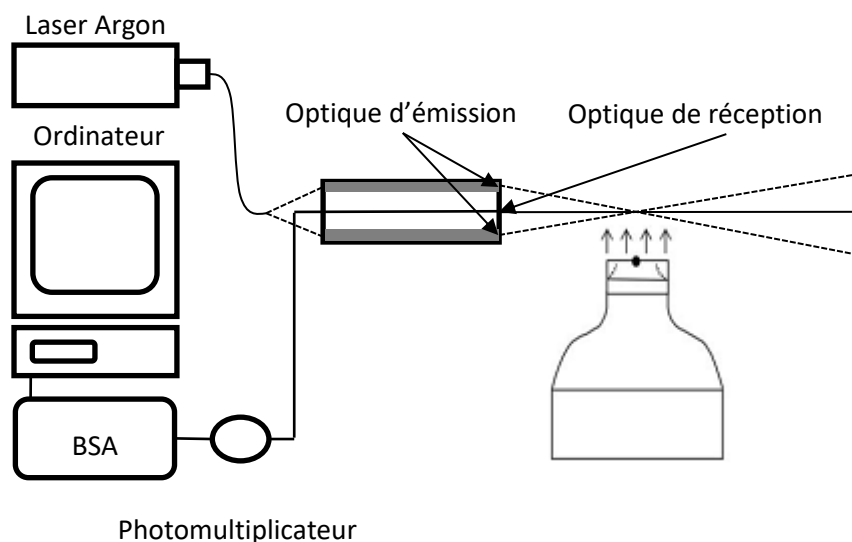


Figure 0.1 : Schéma de principe du dispositif de LDA, extrait de Galizzi [124]

La Figure 0.1 présente l'organisation de la chaîne de mesure DANTEC employée. Les mesures des profils de vitesse sont réalisées à l'aide d'un système LDA « Flow Lite » de DANTEC équipé d'une source à 660 nm et 785 nm d'une puissance de 10 mW produisant deux systèmes de frange d'interférence et permettant une mesure de deux composantes orthogonales de la vitesse. Les systèmes d'émission (laser) et de collection du signal sont

placés dans le même boîtier. L'optique de réception permet de recueillir le signal lumineux rétro diffusé par chaque particule passant dans le volume de contrôle. Le signal optique est ensuite transporté par l'intermédiaire d'une fibre optique jusqu'au photo-multiplicateur (PM) qui transmet et convertit alors le signal. L'analyseur de spectre (Burst Spectrum Analyser, BSA) traite les signaux recueillis et recalcule les fréquences de décalage Doppler. Le logiciel du module (BSA Flow Manager, DANTEC) analyse les fréquences et restitue les différentes composantes de la vitesse.

Les particules utilisées sont de fines gouttelettes d'huile d'olive ($0.9 \mu\text{m}$) produites par un enseigneur PIVpart 160 de la marque PIVTEC. En supposant que les incertitudes de mesures liées à l'ensemencement soient négligeables, les incertitudes de mesure proviennent de trois facteurs :

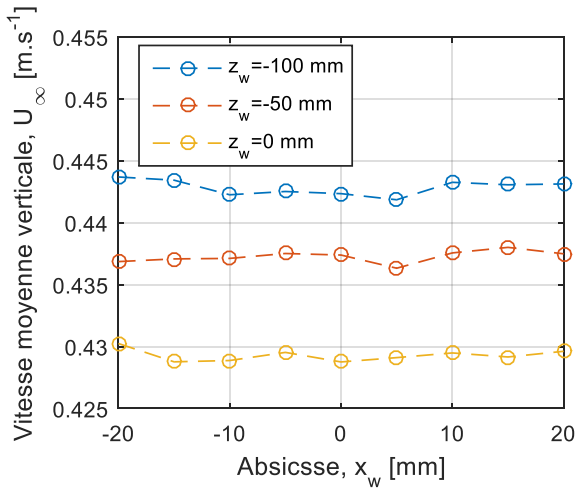
- L'incertitude d'ordre aléatoire provenant du nombre d'échantillon par lot de mesure au nombre de 5000. D'après les résultats obtenus dans une configuration géométrique similaire [125], ce biais est négligeable.
- Le désalignement angulaire des différents organes du dispositif. La très bonne stabilité mécanique des différents systèmes de translation permet de limiter les vibrations sur les mesures de vitesse obtenues par la LDA

Afin d'explorer l'écoulement, la tête de mesure est positionnée sur une plateforme mobile. Ce système présente l'avantage de réaliser l'ensemble du protocole de mesure d'un seul tenant. Les mesures étant faites dans un écoulement dont les conditions aux limites sont maîtrisées, cet inconvénient est peu impactant sur les mesures du champ moyen de vitesse à la sortie de la soufflerie. Du point de vue encombrement, ce dispositif de mesure n'a pas pu être utilisé conjointement au diagnostic de FIL mis en place pendant les tests avec le matériau poreux.

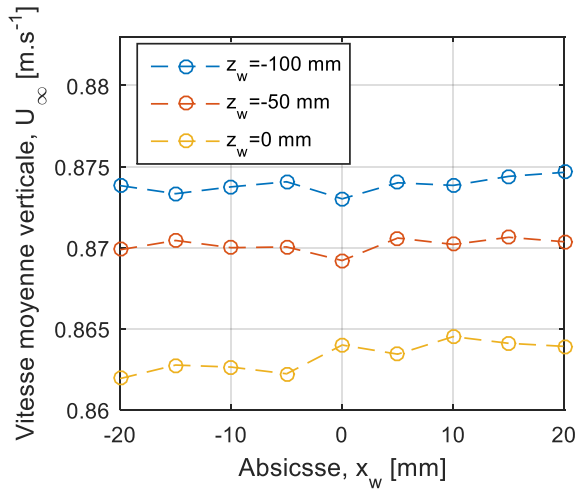
b. Caractérisation aérodynamique du cône de potentiel

La couche limite aérodynamique sur la paroi ainsi que l'écoulement moyen ont été caractérisés à partir du diagnostic LDA. Une mesure de la couche limite est illustrée dans le chapitre 2. Cette mesure a été effectuée en dehors des conditions expérimentales, c'est-à-dire sans dépôt d'un film liquide pour des raisons d'encombrement. La caractérisation de l'écoulement moyen incident a été effectuée pour différentes altitudes pour les six vitesses imposées. La Figure 0.2 illustre les différents profils de vitesse moyenne selon la direction transversale à l'écoulement à différentes altitudes. Ces altitudes ont été choisies à 50 mm, à 100 mm et à 150 mm de la sortie de la bouche de la soufflerie. Les vitesses de consigne correspondent aux conditions expérimentales de vitesse, elles sont arrondies à la deuxième décimale pour plus de clarté dans les différentes analyses.

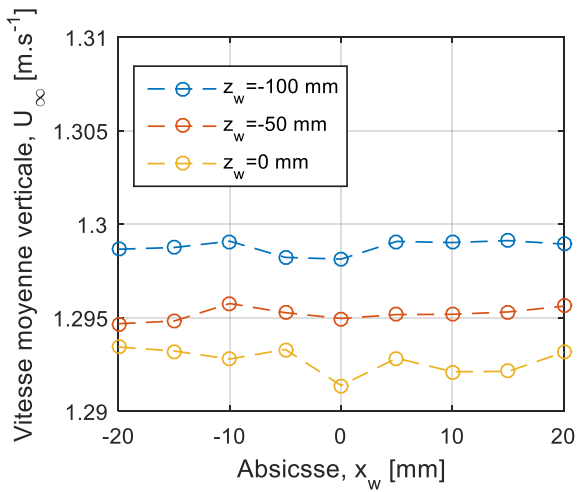
Annexe A : Caractérisation de l'écoulement de la soufflerie



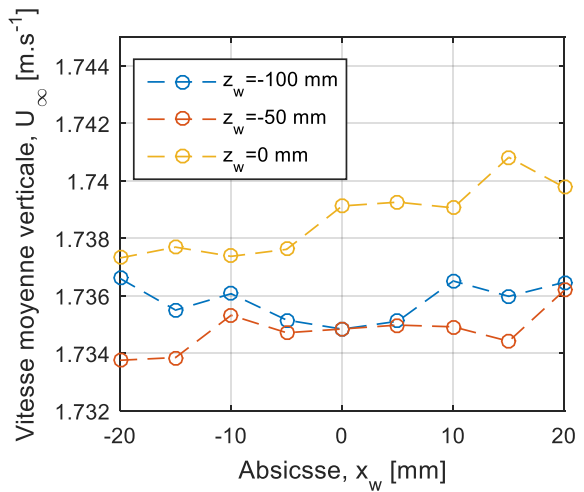
(a) Consigne $U_\infty = 0.4 \text{ m.s}^{-1}$



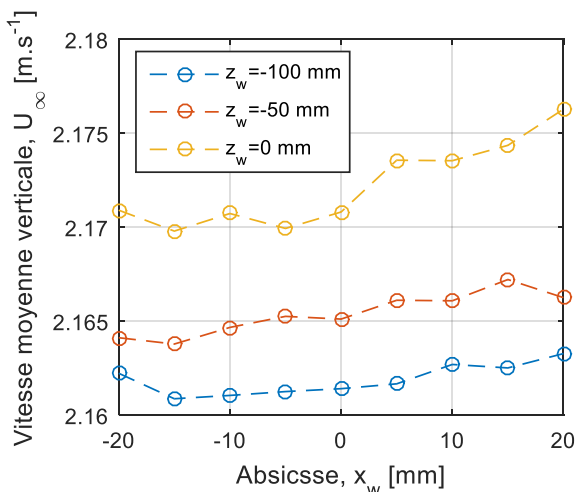
(b) Consigne $U_\infty = 0.9 \text{ m.s}^{-1}$



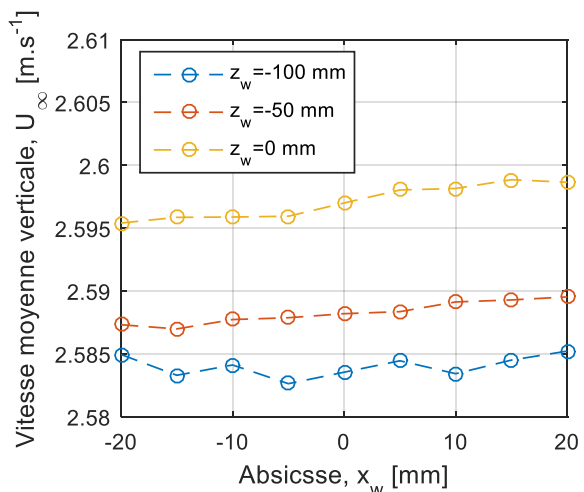
(c) Consigne $U_\infty = 1.3 \text{ m.s}^{-1}$



(d) Consigne $U_\infty = 1.8 \text{ m.s}^{-1}$



(e) Consigne $U_\infty = 2.2 \text{ m.s}^{-1}$



(f) Consigne $U_\infty = 2.6 \text{ m.s}^{-1}$

Figure 0.2 : Profile de la vitesse moyenne transversale selon plusieurs altitudes

Annexe A : Caractérisation de l'écoulement de la soufflerie

Tous les profils de vitesse moyenne sont globalement indépendants de la position. L'écoulement présente donc un écoulement uniforme sur la paroi. Les différents profils de vitesse moyenne de l'écoulement montrent que l'amplitude pour chaque consigne varie très peu en fonction de l'altitude par rapport aux écarts entre les différentes consignes (<5%).

Le Tableau 0.1 : Turbulence résiduelle dans l'écoulement moyen présente la turbulence résiduelle en pourcentage de la vitesse moyenne. Ces valeurs sont très inférieures à 5 %, ce qui indique que l'écoulement en sortie de la soufflerie est quasiment laminaire.

$U_{\infty} = 0.4 \text{ m/s}$	$U_{\infty} = 0.9 \text{ m/s}$	$U_{\infty} = 1.3 \text{ m/s}$	$U_{\infty} = 1.8 \text{ m/s}$	$U_{\infty} = 2.2 \text{ m/s}$	$U_{\infty} = 2.6 \text{ m/s}$
4.1 %	3.1 %	2.7 %	1.7 %	1.5 %	1.3 %

Tableau 0.1 : Turbulence résiduelle dans l'écoulement moyen

Ces valeurs de fluctuation ainsi que les profils de la Figure 0.2 permettent de caractériser le cône potentiel (zone d'écoulement qui présente des conditions aérodynamiques homogènes).

Annexe B

Compléments sur les caractéristiques des composés et du matériau

a. Caractérisation des liquides

Cette annexe, complément du chapitre 2, est consacrée à la présentation des caractéristiques physico-chimiques des liquides combustibles utilisés dans l'étude ainsi que des propriétés d'évaporation du mélange.

i. Le n-heptane

Pour assurer la saturation totale du liquide dans le matériau, il faut que le liquide soit parfaitement mouillant afin de remplir spontanément les nombreux pores du matériau par l'intermédiaire des mécanismes capillaires. La règle de Zisman, présenté par De Gênes *et al.*[126], est un critère de mouillage qui permet de distinguer le mouillage partiel ou total d'un fluide sur un matériau. Borgetto [18] a montré expérimentalement la compatibilité de mouillage totale entre le matériau sélectionné avec le n-heptane comme liquide de travail. L'étude de l'évaporation du n-heptane par l'intermédiaire des corrélations nécessite l'utilisation d'un certain nombre de grandeurs qui seront exposées dans cette section. Certaines d'entre elles varient avec les conditions expérimentales et font l'objet de tableau récapitulatif sous la forme de nombre adimensionnel caractérisant le mélange à la paroi (dans des conditions de vapeur saturées). Le Tableau 0.2 reprend les grandeurs utilisées dans l'utilisation des corrélations exposées dans les chapitres 3 et 4.

Symbol	Grandeur	Valeur	Source
D_v	Coefficient de diffusion moléculaire [$m^2 \cdot s^{-1}$]	*	[127]
M_a	Masse molaire de l'air [$g \cdot mol^{-1}$]	29	[128]
M_{hept}	Masse molaire du n-heptane [$g \cdot mol^{-1}$]	100.202	[128]
L_v	Chaleur latente de vaporisation à 300 K [$kJ \cdot kg^{-1}$]	316.1	[129]
C_p	Capacité calorifique massique [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]	*	[127]
p_{vs}	Pression de vapeur saturante [pa]	*	[130]
ρ_{hept}	Masse volumique de la phase liquide à 300 K [$kg \cdot m^{-3}$]	678.47	[128]

$\rho_{g,hept}$	Masse volumique de la phase gazeuse au point d'ébullition [$kg.m^{-3}$]	3.471	[128]
-----------------	---	-------	-------

Tableau 0.2 : Caractéristiques physico-chimiques du n-heptane à 1 bar

La masse volumique de la vapeur de n-heptane à l'ébullition est environ trois fois supérieure à celle de l'air conséquence de leur différence de masse molaire par la loi des gaz parfaits. Cette différence est à l'origine du régime de convection naturelle décrit dans le Chapitre 4 Ce phénomène se généralise pour le cas des molécules volatiles dont la masse molaire est plus grande que celle de l'air.

La relation de Clapeyron permet de déterminer la pression partielle de vapeur saturante de n-heptane (p_{vs}) en fonction de la température. La mise en œuvre de cette relation rencontre certaines difficultés dans l'expression de la chaleur latente de vaporisation qui est dépendante de la température et de la pression. De ce fait, expérimentalement, il est préférable d'utiliser la relation empirique de Perry *et al.*[130] :

$$p_{vs} = \exp\left(87.829 - \frac{6996.4}{T} - 9.8802 \ln(T) + 7.2099 \cdot 10^{-6} T^2\right) \quad (0.1)$$

Cette expression permet de déterminer, à partir de la pression de vapeur saturante, la fraction massique Y et la masse volumique ρ_{tot} du mélange à la paroi.

ii. Le 3-pentanone, un traceur adapté

Le choix du 3-pentanone a été fait suivant les propriétés physico-chimiques similaires à celle du n-heptane. Le Tableau 0.3 reprend les grandeurs qui ont permis de valider la pertinence de ce choix. Le premier facteur est le coefficient de diffusion moléculaire dans l'air. Ce coefficient est dans le cas des deux composés extrêmement proches au regard des incertitudes de mesure évaluées dans cette étude. Le deuxième facteur le plus important est le couple température d'ébullition/pression de vapeur saturante à 20°C. Ce couple définit la forme de l'évolution de la fraction de vapeur avec la température et l'adéquation entre la proportion de traceur dans le n-heptane lors de l'évaporation. L'analyse préliminaire sur la fluorescence nous a permis d'aboutir à une composition du liquide de travail de 92.5% volumiques de n-heptane (pureté 99%) et de 7.5% volumique de 3-pentanone (pureté 99%) provenant de Carlo Erba.

Symbol	Grandeur	n-heptane	3-pentanone (diethyl ketone)
D_v	Coefficient de diffusion moléculaire à 298 K [$cm^2.s^{-1}$]	0,0799	0,0813 [131]
M	Masse molaire [$g.mol^{-1}$]	100,2	86,1
ρ_l	Masse volumique liquide à 25 °C	0,679	0,813

p_{vs}	Pression de vapeur à 20°C [Pa]	3746	4660
L_v	Chaleur latente de vaporisation à 20 °C [kJ/kg]	316	387
T_{boil}	Température d'ébullition [°C]	98,42	101,85

Tableau 0.3 : Comparaison des caractéristiques du n-heptane et du 3-pentanone

Nous avons observé que les phases de calibrage réalisées à partir d'une phase liquide inerte avaient tendance à favoriser de forte fluctuation du signal de fluorescence dû aux effets couplés de l'évaporation préférentielle et des forces d'Archimède. Ces résultats intermédiaires ont conduit à la réalisation du générateur de vapeur à partir de deux dispositifs de mélange par bulleur et d'échangeur à contre-courant pour diminuer ces effets parasites. De même, les phases de calibrages réalisées à partir de vapeur inerte ont montré qu'il existait une stratification des vapeurs dans l'enceinte. En plus de la forte absorption du faisceau laser, cette stratification avait tendance à augmenter les fluctuations de signal de fluorescence. La mise en place du milieu homogène à l'aide d'un tube a permis de diminuer ces fluctuations grâce à la nature dynamique du jet de vapeur provenant d'un milieu fortement mélangé dans le générateur de vapeur. Les effets de flottabilité ont été largement diminués grâce à la mise en place de solutions techniques basées sur un brassage constant de la phase liquide et de la phase gazeuse.

iii. Nombres adimensionnels caractérisant le mélange à la paroi

La détermination des débits d'évaporation et des champs scalaires nécessite le calcul de nombre adimensionnel à partir de la fraction de vapeur de n-heptane dans l'air et des caractéristiques de chacun des constituants. Les valeurs présentées dans la suite ont été calculées sur la base des travaux de Mehl *et al.* [127]

	Configuration thermique n°1 (CT-1)	Configuration thermique n°2 (CT-2)	Configuration thermique n°3 (CT-3)	Configuration thermique n°4 (CT-4)
$U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$	2,11	1,99	1,67	1,50
$U_\infty = 0.9 \text{ m/s}$	2,12	2,01	1,71	1,51
$U_\infty = 1.3 \text{ m/s}$	2,12	2,06	1,79	1,59
$U_\infty = 1.8 \text{ m/s}$	2,14	2,09	1,88	1,72
$U_\infty = 2.2 \text{ m/s}$	2,14	2,11	1,93	1,80
$U_\infty = 2.6 \text{ m/s}$	2,15	2,11	1,97	1,86

Tableau 0.4 : Nombre de Schmidt Sc pour les différentes conditions expérimentales

Rappel de la définition du nombre de Schmidt :

$$Sc = \frac{\nu_m}{D_v} \quad (0.2)$$

où ν_m est la viscosité cinématique du mélange.

	Configuration thermique n°1 (CT-1)	Configuration thermique n°2 (CT-2)	Configuration thermique n°3 (CT-3)	Configuration thermique n°4 (CT-4)
$U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$	0,71	0,71	0,73	0,73
$U_\infty = 0.9 \text{ m/s}$	0,71	0,71	0,73	0,73
$U_\infty = 1.3 \text{ m/s}$	0,71	0,71	0,72	0,73
$U_\infty = 1.8 \text{ m/s}$	0,71	0,71	0,72	0,73
$U_\infty = 2.2 \text{ m/s}$	0,71	0,71	0,72	0,72
$U_\infty = 2.6 \text{ m/s}$	0,71	0,71	0,72	0,72

Tableau 0.5 : Nombre de Prandtl Pr pour les différentes conditions expérimentales

Rappel de la définition du nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\nu_m}{\alpha_m} \quad (0.3)$$

où α_m est la diffusivité thermique du mélange.

	Configuration thermique n°1 (CT-1)	Configuration thermique n°2 (CT-2)	Configuration thermique n°3 (CT-3)	Configuration thermique n°4 (CT-4)
$U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$	2,98	2,79	2,29	2,04
$U_\infty = 0.9 \text{ m/s}$	2,99	2,81	2,35	2,06
$U_\infty = 1.3 \text{ m/s}$	3,00	2,90	2,47	2,18
$U_\infty = 1.8 \text{ m/s}$	3,02	2,94	2,62	2,37
$U_\infty = 2.2 \text{ m/s}$	3,04	2,97	2,70	2,49
$U_\infty = 2.6 \text{ m/s}$	3,05	2,98	2,75	2,58

Tableau 0.6 : Nombre de Lewis Le pour les différentes conditions expérimentales

Le Tableau 0.6 montre que les valeurs du nombre de Lewis sont très supérieures à 1. L'ATCM indique que pour des valeurs du nombre de Lewis de cette ordre, la couche limite thermique est de l'ordre de trois fois supérieur à celle de la couche limite massique (couche massique). Dans le cas des molécules volatiles à forte masse molaire dans l'air, cette différence de taille de couche limite peut engendrer des forts cisaillements dus à la flottabilité du mélange gazeux dans les régions chaudes pauvres en vapeur et les régions denses riches en vapeur. Ce phénomène est largement décrit dans le chapitre 4

b. Caractérisation des milieux poreux

La connaissance des caractéristiques du matériau poreux est essentielle pour assurer un contrôle du changement de phase au niveau des pores à l'interface liquide/gas. Le principal matériau qui constitue la paroi poreuse a été sélectionné dans une étude antérieure [18], il est

composé de silicate d'aluminium (mullite). Cette étude a validé la mouillabilité du n-heptane avec ce matériau. L'écoulement du film lors de l'injection du liquide correspond à la saturation complète du milieu poreux. Un certain nombre de tests complémentaires ont été effectués afin de caractériser plus précisément sa porosité, la taille moyenne de ses pores, sa rugosité de surface ainsi que ses propriétés radiatives.

i. Porosité et taille moyenne de pore

ii. Méthode n°1 : pesée

À partir de la densité de la mullite, il est possible de déterminer la porosité totale (ouverte+fermée) du matériau par la pesée de l'échantillon saturé en liquide d'une part et totalement séché d'autre part. Trois essais sur trois échantillons différents de $3 \times 3 \times 3 \text{ cm}^3$ ont été réalisés.

	Échantillon n°1	Échantillon n°2	Échantillon n°3
Porosité	0.69	0.65	0.68

Tableau 0.7 : Résultats de mesure de la porosité par pesée

Le fabricant indique une porosité comprise entre 0,65 et 0,70 et une taille moyenne de pore de $100 \mu\text{m}$.

iii. Méthode n°2 : Porométrie au merure

Un dispositif de mesure par introduction de mercure Autopore IV Micrometrics a permis de réaliser des essais sur trois échantillons de $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ du poreux PACT. Ce dispositif peut évaluer la porosité ouverte du matériau ainsi que la taille moyenne des pores. Les résultats des essais sont résumés dans le Tableau 0.8 : Mesure de la porosité et de la taille moyenne des pores par une méthode d'introduction de mercure réalisée sur trois échantillons.

	Échantillon n°1	Échantillon n°2	Échantillon n°3
Porosité	0.68	0.67	0.69
Taille moyenne d'un pore [μm]	56	73	67

Tableau 0.8 : Mesure de la porosité et de la taille moyenne des pores par une méthode d'introduction de mercure réalisée sur trois échantillons

Les résultats des tests montrent que la porosité ouverte du matériau est de l'ordre de grandeur de celui fournit par le constructeur et celui déterminé par pesée. La distribution des tailles de pores mesurés par cet instrument est limitée à une valeur maximum de $300 \mu\text{m}$. Cependant, un certain nombre de pores sont visuellement de l'ordre de 1 mm. Afin de

confirmer l'ordre de grandeur des tailles moyennes, exposé Tableau 0.8, une troisième technique a été employée.

	Échantillon n°1	Échantillon n°2	Échantillon n°3
Taille d'un pore moyen [μm]	50	70	45

Tableau 0.9 : Taille moyenne d'un pore à l'aide du principe de "first bubble point test »

Un dispositif de mesure réalisé dans le cadre d'une étude réalisée en parallèle [132] a permis d'enrichir les mesures présentées ci-dessus. Ce dispositif est basé sur le principe « first bubble point test » [133]. Les résultats des tests sont exposés Tableau 0.9. Les valeurs mesurées sont concordantes avec celle provenant de la méthode par introduction de mercure.

iv. Rugosité

Des mesures de rugosité ont été réalisées à l'aide d'une technique de mesure optique par microscope confocale. Les mesures ont été effectuées sur un échantillon de 40 x 40 cm². Les mesures ont permis d'évaluer la taille caractéristique des aspérités de 100 microns avec un nombre non négligeable d'aspérités de 300 microns. Étant donné la très forte hétérogénéité du matériau, une description plus précise est très difficile.

v. Propriétés radiatives

Dans le but de sélectionner une source radiative adaptée au chauffage du matériau de type mullite, des mesures ont été réalisées afin d'évaluer le domaine spectral dans lequel le matériau possède une absorption élevée.

Le principe repose sur la mesure du flux radiatif émis par un échantillon de mullite chauffé par un laser CO₂. À partir du spectre de ce flux radiatif émis, il est possible d'identifier la bande spectrale dans laquelle le matériau est potentiellement le plus absorbant. Étant donné la très forte température de l'échantillon, il est possible de négliger les contributions des réflexions sur le matériau sur le flux total reçu par le spectromètre. Le flux de chaleur émis par l'échantillon est illustré Figure 0.3 en fonction du nombre d'onde.

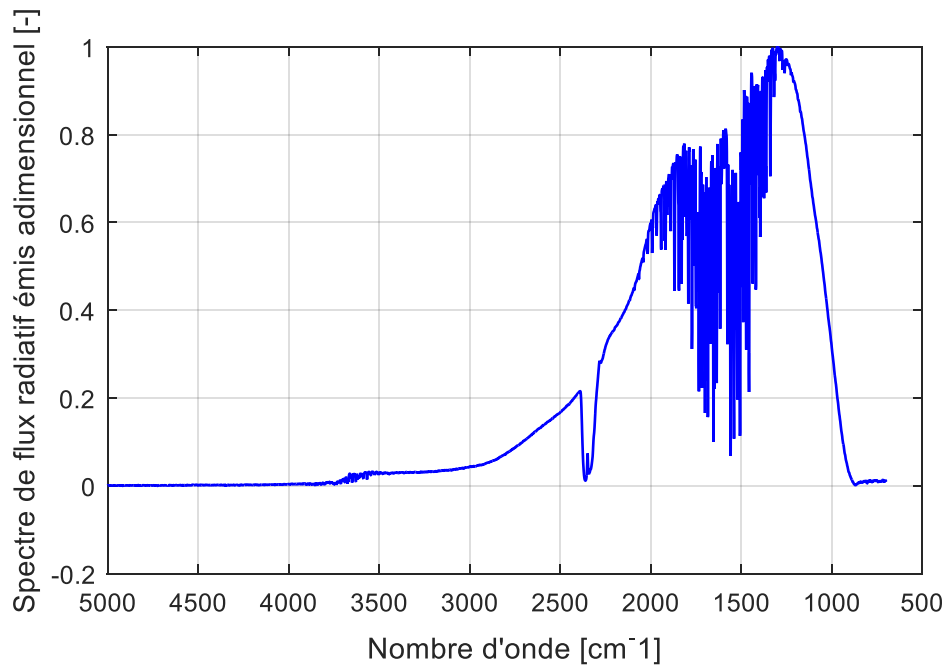


Figure 0.3 : Spectre normalisé du flux radiatif émis par le poreux PACT en fonction de la longueur d'onde

Cette figure montre que la bande spectrale qui se situe entre 1250 et 2000 cm^{-1} est la gamme dans laquelle le matériau à l'émission la plus élevée, ce qui permet de conclure que l'absorption est la plus importante sur cette plage spectrale.

Des mesures ont été réalisées sur la source infrarouge BURDA utilisée dans cette étude. Le spectre de flux radiatif émis est illustré Figure 0.4 en fonction du nombre d'onde.

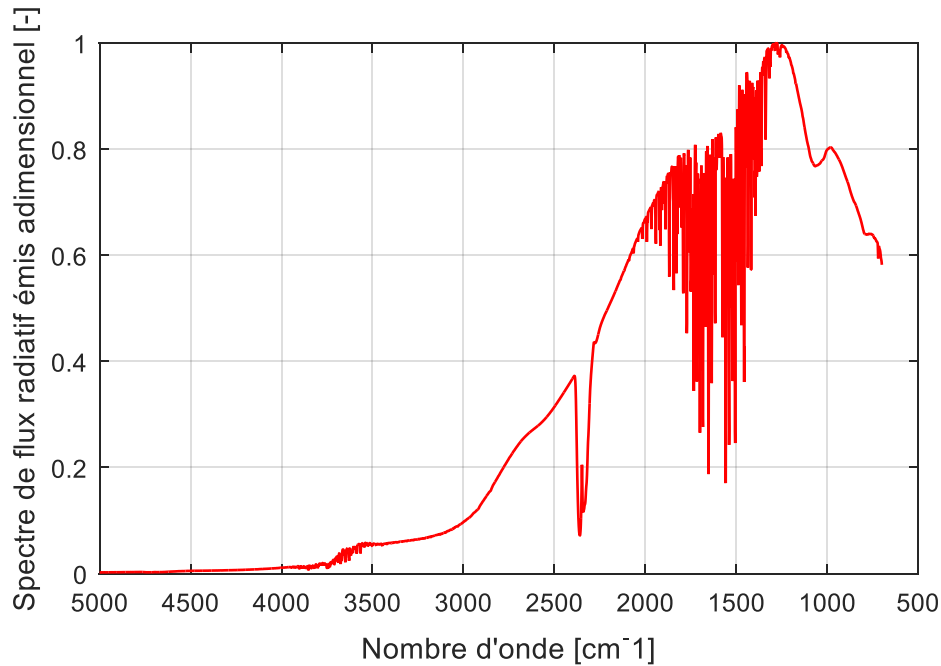
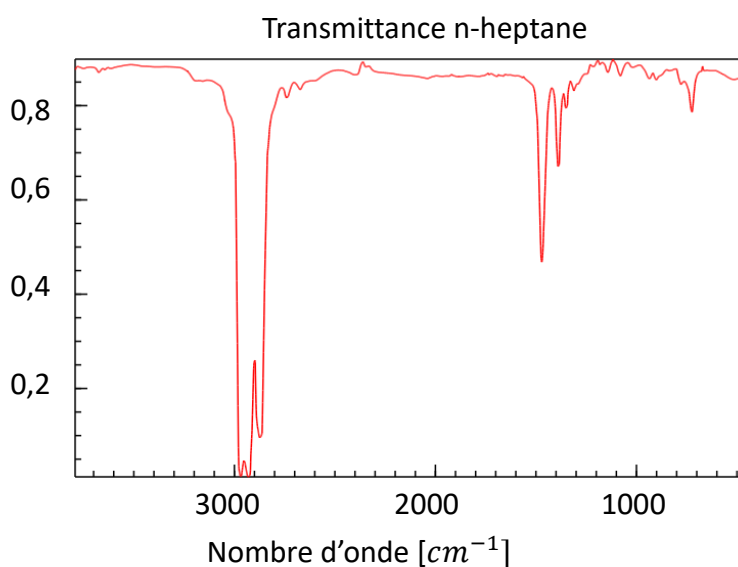


Figure 0.4 : Facteur d'émission de la source BURDA infrarouge en fonction de la longueur d'onde

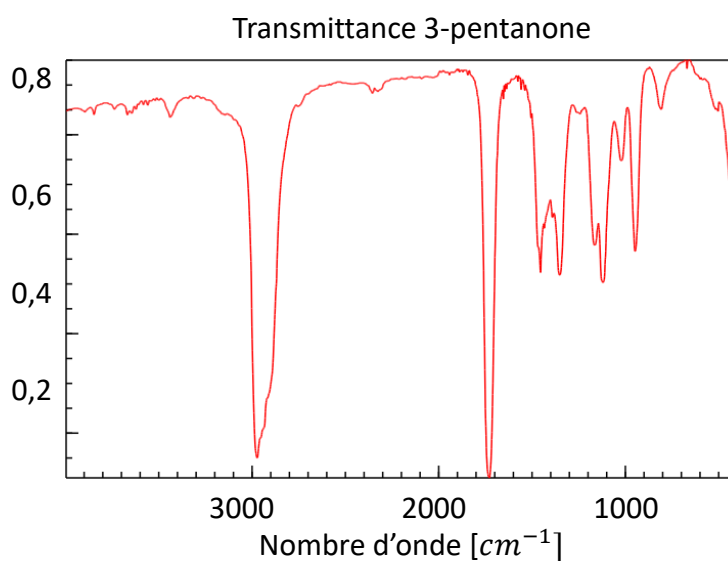
Cette figure montre que la source infrarouge choisie est adaptée pour le chauffage du matériau poreux puisque la bande spectrale d'émission la plus intense se situe entre 1000 et 2000 cm^{-1} .

vi. Propriétés radiatives des liquides

Lors du chauffage du poreux par la source infrarouge, celui-ci est saturé en liquide. L'objectif de cette partie est de déterminer l'influence de la source infrarouge sur le chauffage du liquide à l'intérieur de la matrice poreuse. Pour cela, il est nécessaire de connaître la distribution spectrale de la transmittance du liquide. La Figure 0.5(a) et Figure 0.5(b) présente respectivement la transmittance du n-heptane et du 3-pentanone obtenue auprès de la base de données de la « National Institute of Standards and Technology (NIST)».



(a)



(b)

Figure 0.5 : Transmittance du n-heptane (a) et du 3-pentanone (b)

La figure relative à la transmission du 3-pentanone montre que ce liquide n'est pas totalement transparent dans les gammes spectrales d'émission de la source radiative. Cependant, la très faible quantité de ce liquide dans le mélange fait que l'absorption du flux de chaleur par ce composé est tout de même négligeable. Dans le cas du n-heptane, le spectre de transmittance présente une large bande spectrale pour laquelle ce composé est transparent à l'exception d'une bande étroite localisée à 1400 cm^{-1} . Étant donné la largeur de la bande d'émission de la source identifiée précédemment, il est envisageable de considérer que le n-heptane est transparent dans la gamme considérée.

Du point de vue des transferts thermiques, c'est donc la matrice poreuse qui absorbe la majorité du flux radiatif provenant de la source et le liquide sera chauffé par conduction.

Annexe C

Compléments sur le dispositif de calibrage

a. Uniformité de la température dans la cellule de calibrage

L'homogénéité du champ de température dans la cellule de calibrage est assurée par le système de chauffage double paroi sur les 6 faces de l'enceinte. Des mesures de la température par thermocouples de $80\ \mu\text{m}$ traversants ont été effectuées afin de caractériser ce champ de température interne. Les Figure 0.6 et Figure 0.7 présentent respectivement les profils de température longitudinale pour des températures de consigne de $60\ ^\circ\text{C}$ et de $80\ ^\circ\text{C}$ respectivement.

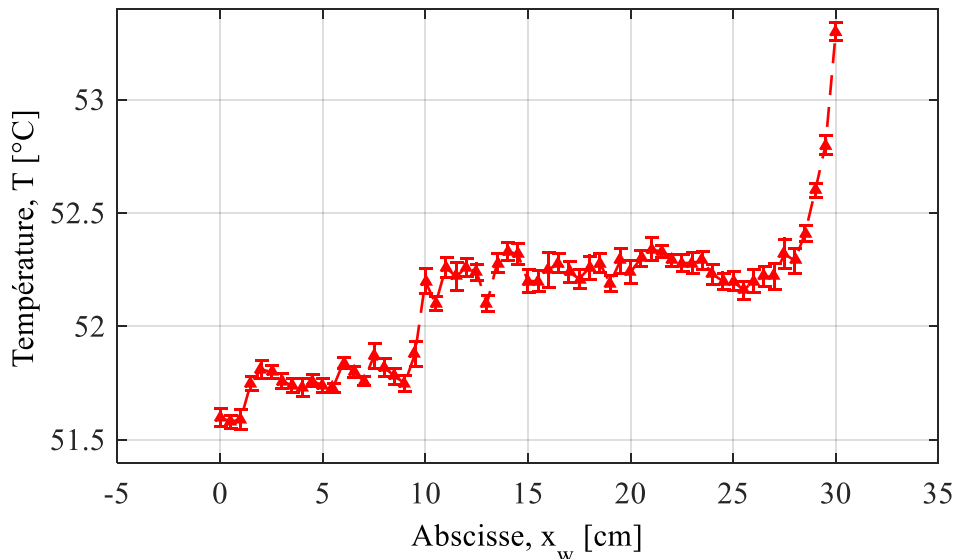


Figure 0.6 : Profil longitudinal de la température dans l'enceinte pour une consigne de température de $60\ ^\circ\text{C}$

L'asymétrie des profils observés dans les deux cas provient de la perte thermique dans les tubes des faces les plus éloignées du bain. Les tubes ont été isolés afin de diminuer ces pertes. L'écart de température entre les deux faces parallèles est de $1,5\ ^\circ\text{C}$ pour une consigne de $60\ ^\circ\text{C}$. L'écart de température est de $3\ ^\circ\text{C}$ pour la consigne de $70\ ^\circ\text{C}$.

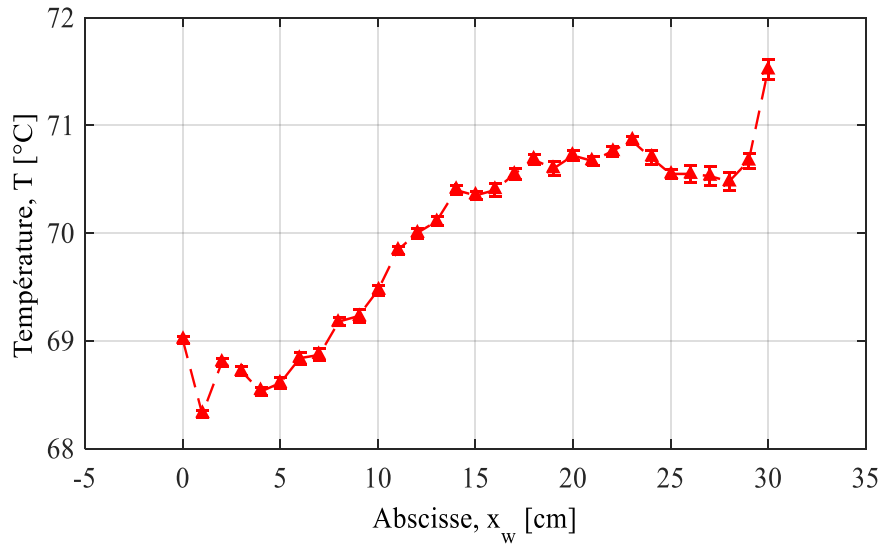


Figure 0.7 : Profil longitudinal de la température dans l'enceinte pour une consigne de température de 80°C

Cette uniformité est importante pour minimiser les effets de température sur le signal FIL lors de la réalisation du calibrage.

b. Méthode de calibrage : milieu homogène

La génération d'un milieu homogène a tout d'abord été réalisée dans l'ensemble de l'enceinte, mais les dimensions de la cellule et la différence de masse volumique entre le n-heptane et le traceur (voir Annexe B) ont entraîné une stratification des vapeurs.

Dans le but de créer une zone localisée de concentration homogène, un tube provenant du système de génération de vapeur injecte un jet de vapeur (Cf. Figure 0.8 : Positionnement de la zone de mesure du milieu homogène dans une image de fluorescence). Le jet est laminaire et traverse le ROI. La concentration de vapeur est déterminée par une moyenne spatiale dans le cadre représenté sur la figure suivante dont la dimension est de $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

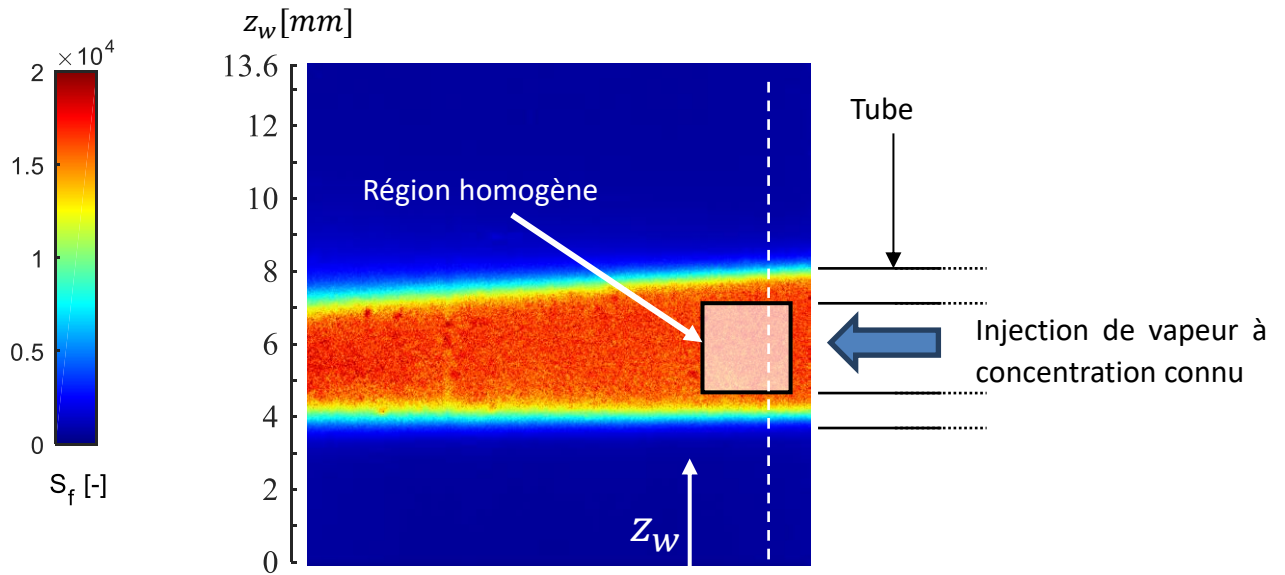


Figure 0.8 : Positionnement de la zone de mesure du milieu homogène dans une image de fluorescence

La Figure 0.9 présente des profils transversaux au jet. Les cadres identifient les régions dont les variations de signal sont suffisamment faibles pour considérer que la concentration est homogène. Chacun des niveaux de fluorescence est obtenu à partir de différentes consignes de température dans le système de génération de vapeur, présenté dans le Chapitre 2.

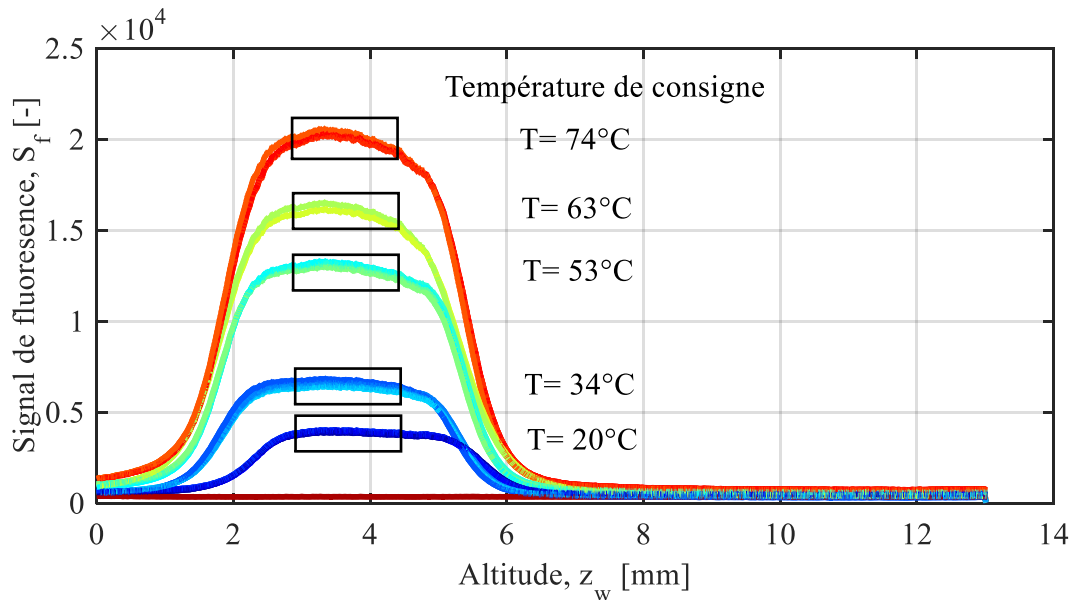


Figure 0.9 : Profil de fluorescence transversal au jet pour différentes consignes de température du système de pré mélange. x

Ces figures montrent la méthode utilisée pour réaliser des mesures quantitatives de concentration de la phase vapeur obtenues à partir de différentes températures de consigne.

c. Validation du calibrage

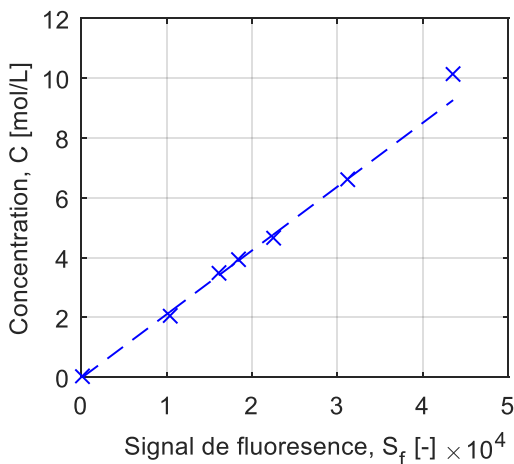
La session de calibrage se déroule sur une même journée. La température de la cellule est maintenue à une température interne de 70 °C durant toute la phase de calibrage et est mise en chauffe la nuit précédente. Quatre sessions de calibrage ont été réalisées. Les sessions ont été effectuées une fois par semaine intercalées entre les sessions de mesure. Ces mesures de calibrage permettent d'obtenir des courbes d'étalonnage de la concentration de vapeur et de fraction massique en fonction du signal de fluorescence associé. À chacune de ces courbes d'étalonnage est associé un indicateur caractérisant la dispersion des points de mesure par rapport à la régression linéaire utilisée pour le calibrage des mesures sur les poreux. Pour n échantillons, on note y_i la concentration ou la fraction massique mesurée, \hat{y}_i la concentration ou la fraction massique déterminée par régression, et $S_{f,i}$ les valeurs de signal de fluorescence. Le coefficient de détermination (R^2) est calculé tel que :

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (\hat{y}_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2} \quad (0.4)$$

Cet indicateur qualifie la proximité entre la régression linéaire et les mesures effectuées.

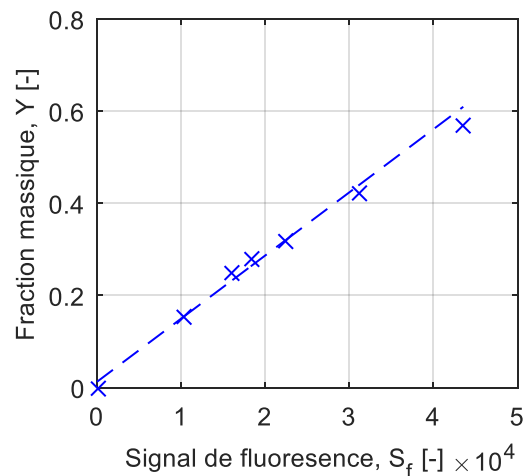
i. Courbe de calibrage

Dans cette section, nous présentons les quatre courbes de calibrage effectuées en concentration de vapeur de n-heptane et en fraction massique. La courbe d'étalonnage utilisée durant ce travail est la première, les autres ont permis de vérifier la répétabilité de la mesure. Étant donné la dispersion des points dans le cas de plus forte concentration en vapeur, les régressions ont été effectuées pour les six premiers points. La **Error! Reference source not found.** présente les différentes courbes d'étalonnages.



(1.a) $R^2 = 0.9983$

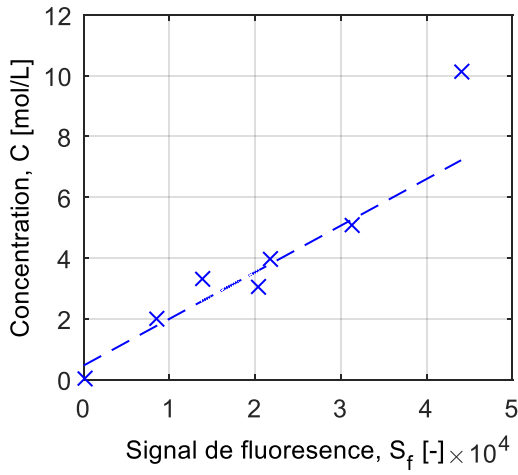
$$C = 2.14 \times 10^{-4} S_f - 0.03$$



(1.b) $R^2 = 0.9916$

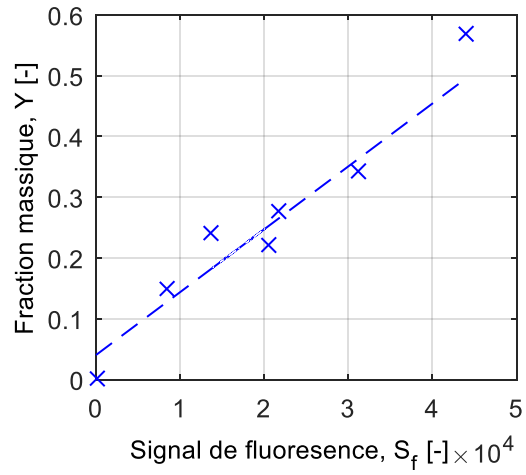
$$Y = 1.37 \times 10^{-5} S_f + 0.01$$

Annexe C : Compléments sur le dispositif de calibrage



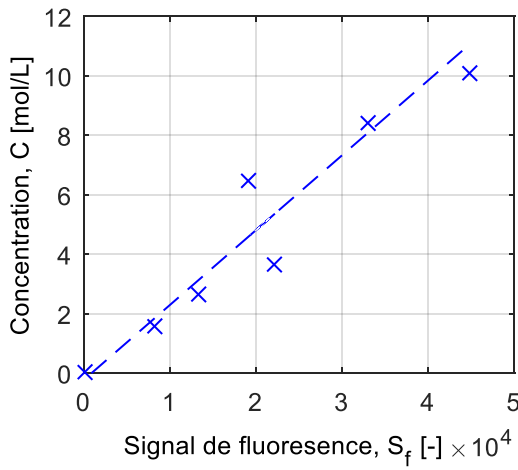
(2.a) $R^2 = 0.9221$

$C = 1.46 \times 10^{-4} S_f + 0.48$



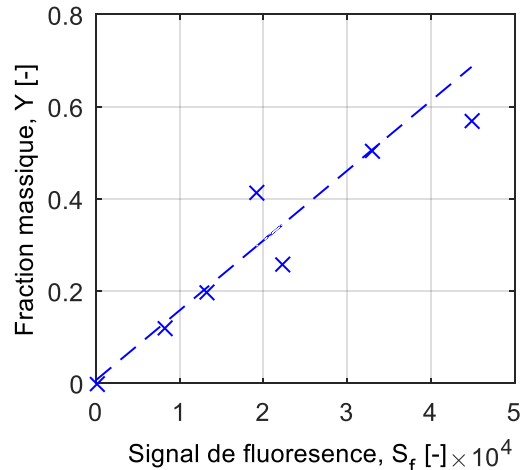
(2.b) $R^2 = 0.9037$

$Y = 9.84 \times 10^{-6} S_f + 0.04$



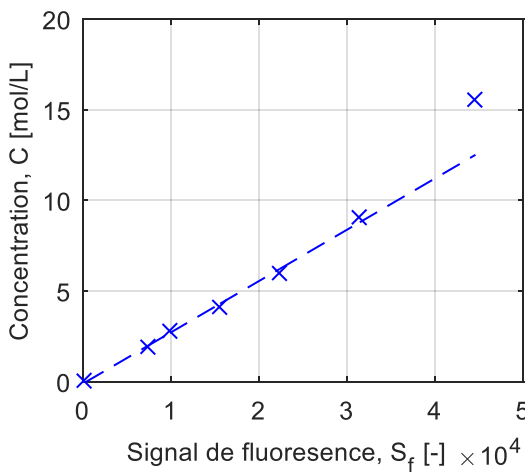
(3.a) $R^2 = 0.8595$

$C = 2.52 \times 10^{-4} S_f - 0.22$



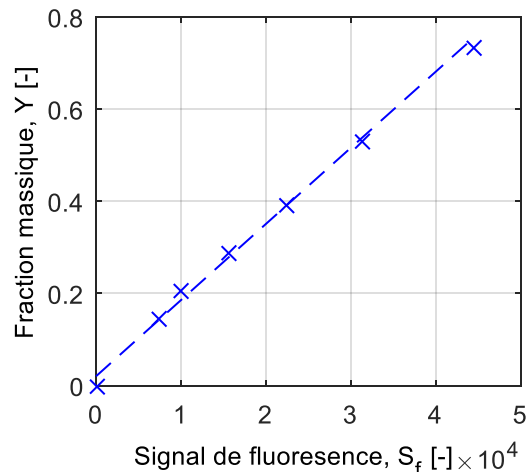
(3.b) $R^2 = 0.8765$

$Y = 1.52 \times 10^{-5} S_f$



(4.a) $R^2 = 0.9967$

$C = 2.83 \times 10^{-4} S_f - 0.11$



(4.b) $R^2 = 0.9938$

$Y = 1.65 S_f \times 10^{-5} + 0.02$

Figure 0.10 : Courbes d'étalonnages en concentration et en fraction massique

Les courbes d'étalonnages (1) et (4) présentes des coefficients de détermination très proche de 1. Il existe une excellente correspondance entre la régression linéaire et les points de mesure. La linéarité de la fluorescence avec la quantité de traceur est donc bien vérifiée.

ii. Calibration validation à l'eau

Afin de quantifier l'erreur de mesure sur l'estimation de la concentration de vapeur de n-heptane à partir de la température de saturation de sortie du générateur de vapeur, une calibration avec de l'eau a été effectuée. Pour ce faire, le n-heptane et le diagnostic de FIL ont été remplacés par de l'eau distillée et un capteur d'hygrométrie.

Le protocole de mesure est identique à celui de la session de calibrage avec le n-heptane. La concentration en vapeur d'eau, est effectuée à l'aide d'un capteur d'humidité SHT75 Sensirion. Les incertitudes de mesure de l'instrument sont négligeables par rapport à celle liée à la concentration en vapeur d'eau calculée à partir de la température du générateur de vapeur.

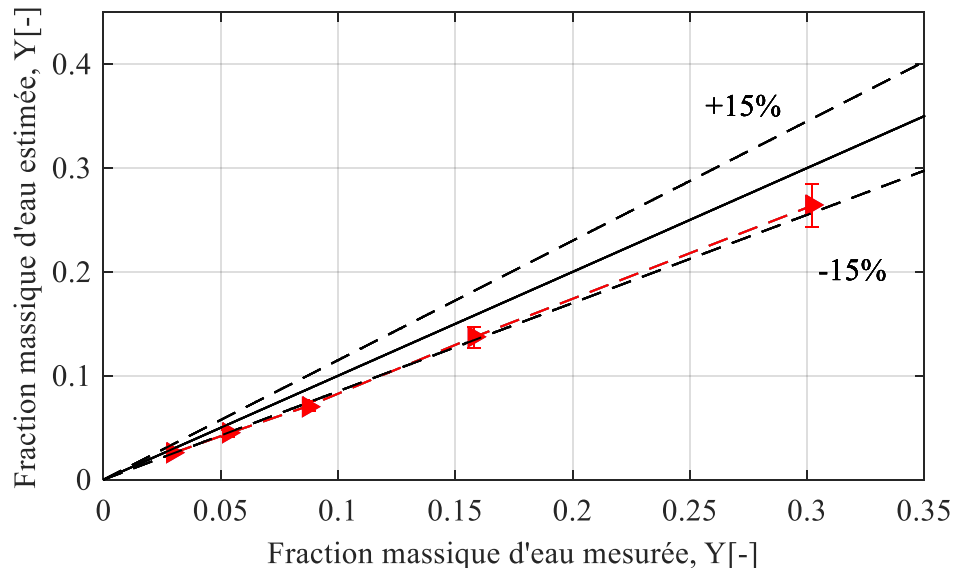


Figure 0.11 : Fraction massique de vapeur estimée en fonction de la fraction mesurée

La Figure 0.11 illustre la fraction massique de vapeur d'eau estimée à l'aide de la température en sortie du générateur de vapeur en fonction de la fraction massique de vapeur mesurée à l'aide du capteur d'humidité. La fraction estimée de vapeur est inférieure à la fraction calculée car le mélange en sortie de générateur n'est pas complètement saturé. La masse molaire de l'eau induit peu de gradients de densité à l'intérieur de la deuxième enceinte le brassage est ainsi moins intense que dans le cas du n-heptane. Les barres d'erreur représentent l'incertitude de mesure élargie relatives à la propagation de l'incertitude de mesure sur la température. Étant donné que le processus de brassage de la vapeur d'eau est moins efficace, la position des points dans le cas de l'eau montre que l'incertitude systématique du au processus de génération de vapeur saturé est majorée à 15%.

Annexe D

Caractérisation de la caméra PIMAX 2

a. Objectifs

La caméra PIMAX 2 utilisée dans cette étude possède 65 536 nuances de gris (16 bits) sur 1024 x 1024 pixels. Ces caractéristiques permettent une très bonne qualité d'image de LIF à condition de prendre en compte un certain nombre de corrections liées aux spécificités intrinsèques de son fonctionnement. La conversion électronique du signal analogique provenant des photons en signal numérique entraîne une altération de l'information sous la forme d'un bruit électronique indépendant de la sollicitation. La durée de vie et les fortes variations de signal imposées à chacun des photons altèrent le gain de conversion analogique numérique. Enfin l'efficacité de conversion est aussi dépendante du ratio entre la taille de la région excitatrice et la taille du pixel. Ce ratio doit être proche de l'unité afin de garantir une qualité d'image optimale pour le post-traitement. L'objectif est ici de caractériser :

- La résolution spatiale effective et la réponse d'un pixel à un échelon
- Le bruit électronique ou « photon shot noise »
- L'état de fatigue de chacun des pixels à l'aide d'un « white field »

Dans le but d'effectuer la caractérisation, l'ensemble caméra, objectif et filtre sont montés sur un banc optique. Une sphère intégrante et une source lumineuse blanche homogène sont placées de telle sorte que la source équivalente produise une émission de photon homogène.

b. Caractérisation de la résolution spatiale

La mise en place de la mire permet de caractériser une résolution spatiale de 75 pixels/mm. Et celle d'une lame de rasoir a permis de déterminer la sensibilité d'un pixel à une sollicitation d'une source non ponctuelle. Le test consiste à mesurer l'intensité d'un pixel pour plusieurs positions de la lame de rasoir. Le pixel est donc soumis à une sollicitation de type échelon spatiale. La dérivée spatiale du signal émis permet de déterminer une distance caractéristique à l'image de la sensibilité du pixel à une rupture de sollicitation. Cette grandeur est appelée résolution spatiale projetée du pixel. La Figure 0.12 présente la caractérisation de la réponse d'un pixel à un échelon suivant la méthode décrite précédemment.

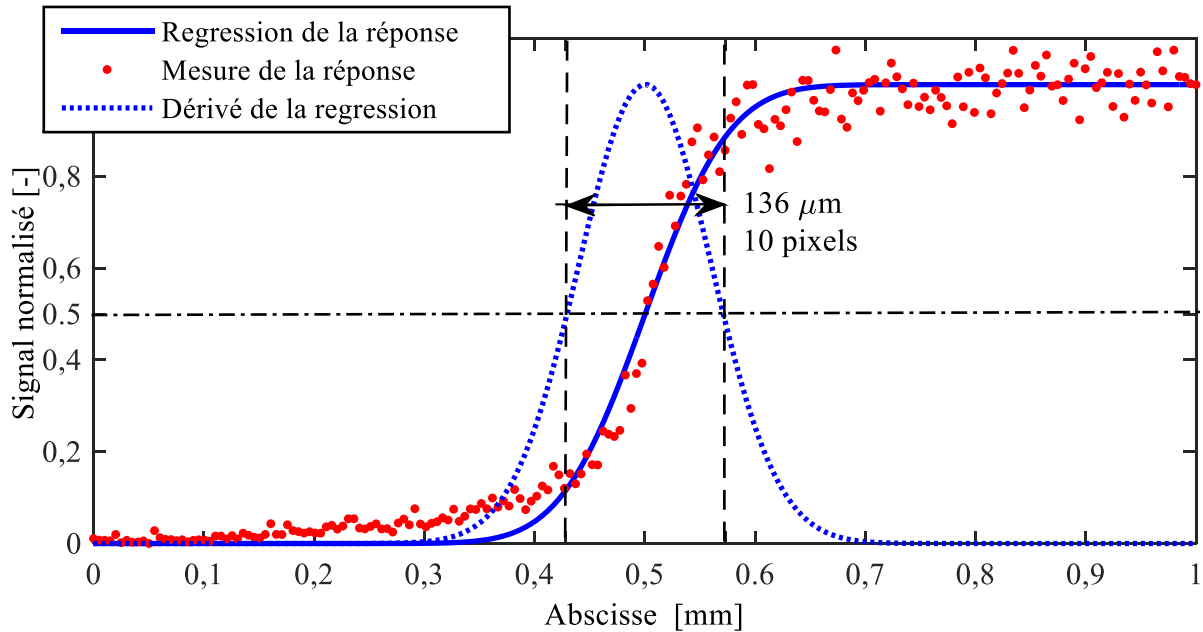


Figure 0.12: Test de la lame de rasoir effectué sur un pixel arbitraire

Ce test permet de déterminer une sensibilité de pixel sur l'équivalent de 10 pixels effectifs et une résolution effective projetée pour un pixel de $13.6 \mu\text{m}$. Le constructeur fournit une taille de pixel de $12.8 \mu\text{m}$. Le ratio est ainsi très proche de l'unité.

c. Caractérisation du « photon shot noise »

Le "photon shot noise" est le résultat des fluctuations statistiques des photoélectrons générés à chaque pixel [68]. Ce signal artificiel est ajouté au signal dû à la sollicitation et diminue la précision de la mesure de signal. Même si cet effet a une nature physique et non numérique, elle ne dépend pas du nombre de photons qui atteint les photo détecteurs. Pour caractériser l'effet du « photon shot noise », la sortie de la sphère intégrante est placée à la distance focale du système optique en supposant qu'aucune autre source n'impacte la source étendue équivalente. Après avoir déterminé le fond de l'image sans aucune sollicitation (« background »), des mesures d'intensités sont effectuées dans différents ROI (Region Of Interest) de tailles variées et pour plusieurs intensités différentes.

Pour chaque image, on détermine la moyenne, l'écart type et la variance spatiale dans le ROI. Le premier test consiste à déterminer si les variations sur chacun des pixels sont dues uniquement aux effets du « photon shot noise ». Pour cela, il est nécessaire de déterminer la pente de la droite de la fonction :

$$\log(\text{Ecart Type}) = f(\log(\text{Moyenne})) \quad (0.5)$$

Les tests effectués montrent que le coefficient directeur de la droite est très proche de la valeur théorique de 0.5 quelle que soit la taille du ROI en pixel $[i \times i]$ (cf. Figure 0.13).

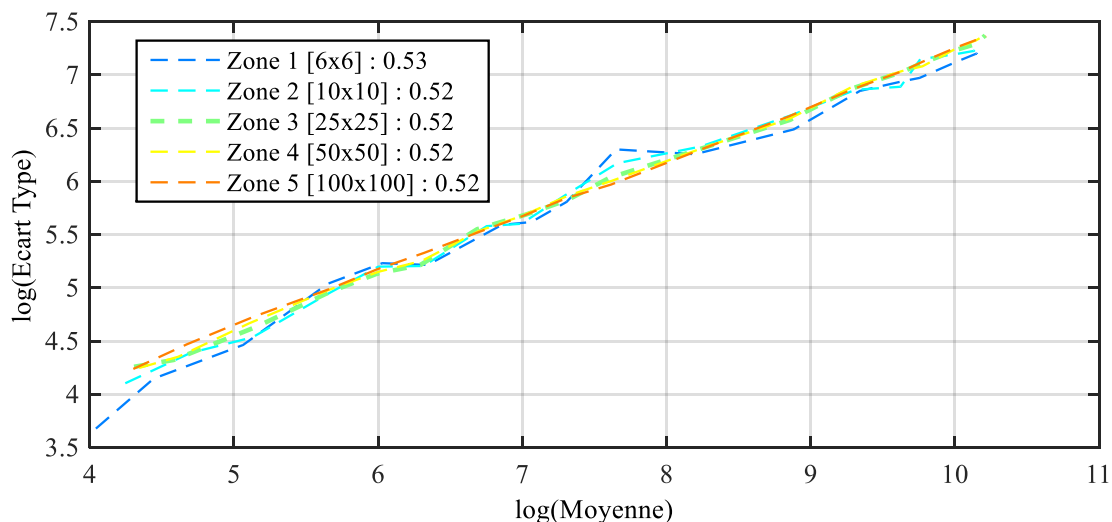


Figure 0.13 : Test n°1 sur le "photon shot noise"

Ces résultats montrent que ce sont les effets de la shot noise qui sont responsables des fluctuations de signal pour une sollicitation homogène stable [134].

Le deuxième test consiste à définir l'intervalle de confiance sur la mesure du signal obtenu par un pixel ainsi que pour un ensemble de pixels, dans le but de définir le filtrage des images de mesure brut.

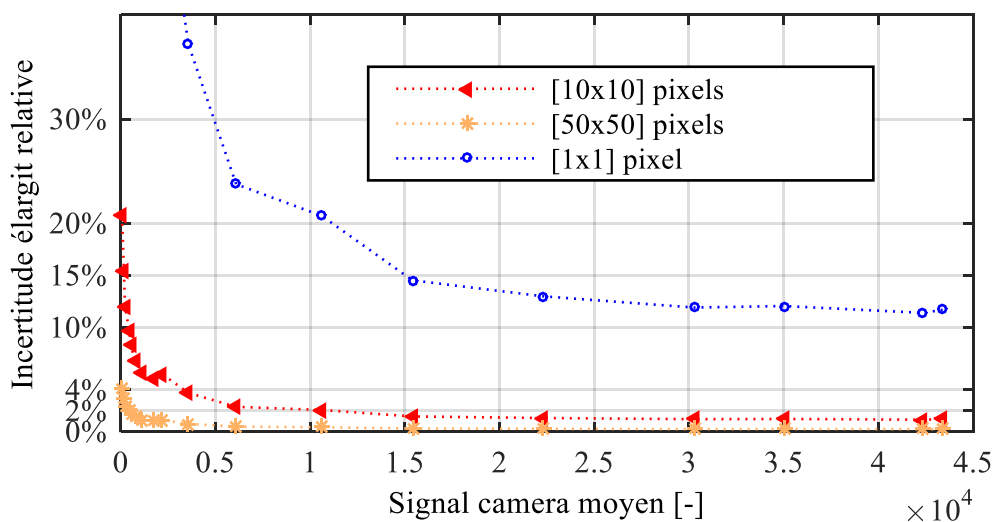


Figure 0.14 : Incertitude élargie relative sur le signal délivré par un pixel en fonction de la moyenne spatiale associée

La Figure 0.14 montre que le signal délivré par un seul pixel possède une incertitude importante pour l'ensemble de la plage de la dynamique. En revanche, la prise en compte d'un bloc de dix pixels diminue drastiquement l'incertitude due à l'effet du « photon shot noise ». La moyenne glissante de dix pixels semble donc la plus adaptée pour le filtrage des images. L'incertitude élargie relative due au « photon shot noise » est ainsi inférieure à 2 % sur la majorité de la dynamique des pixels.

d. Caractérisation du « white field »

Dans le cas idéal, le signal recueilli par un pixel est proportionnel aux nombres de photons incidents émis par une source. Cette relation de proportionnalité n'est pas forcément identique pour chacun de photon. Cette relation de proportionnalités peut aussi changer en fonction de l'intensité des sources excitatrice. Celles-ci peuvent altérer la qualité de la conversion et abaisser le niveau de réponse d'un pixel pour une sollicitation constante. Dans le but de corriger cet effet de masque, une caractérisation de chacun des pixels est effectuée à partir d'une source dont l'intensité est représentative des intensités de mesure. La caméra PIMAX2 utilisée dans cette étude a été utilisée précédemment pour des mesures sur des flammes de diffusion et un certain nombre de pixels ont été partiellement endommagés.

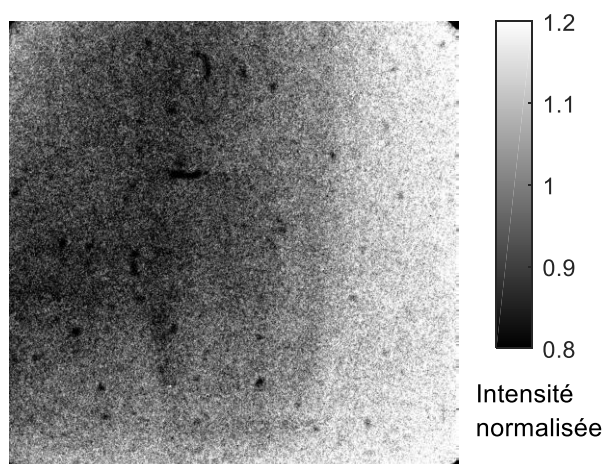


Figure 0.15 : Représentation du "white field " normalisée à la moyenne de l'image

La Figure 0.15 présente le masque appliqué aux mesures brutes afin de corriger les effets exposés précédemment. La marque de la flamme est reconnaissable dans le centre de l'image. Les variations maximums dues à la fatigue des pixels sont d'environ de 20 % sur des régions de 10 x10 pixels.

e. Analyse fréquentielle d'apparition des volutes

La Figure 0.16 donne la représentation des spectres déterminés à partir du signal de fluorescence relevé dans la couche de vapeur instantané les différentes conditions expérimentales. L'allure de chacun des spectres indique que le diagnostic mis en place n'est pas en mesure de détecter une forme périodique de volute produite entre 0 et 1.5 Hz.

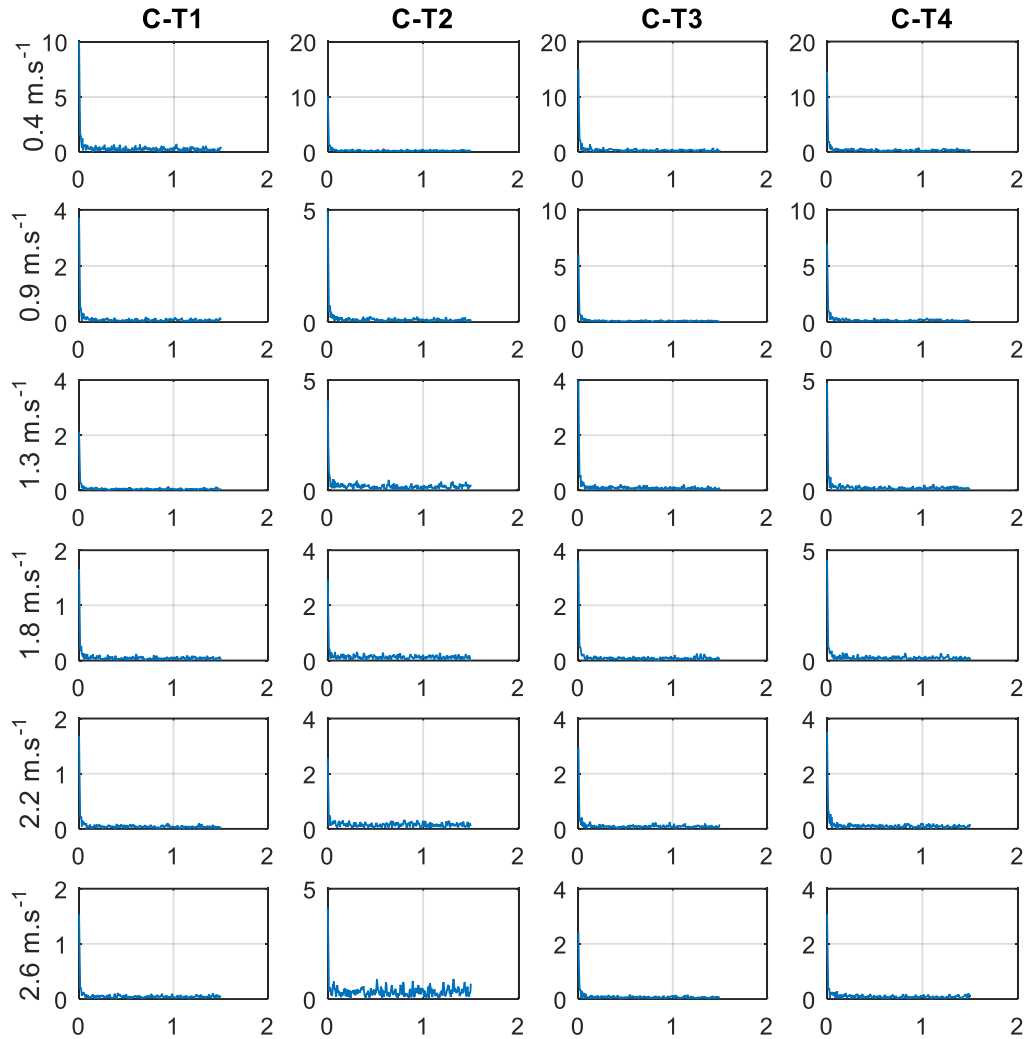


Figure 0.16 : Spectre du signal de fluorescence relevé dans la couche de vapeur sur 300 images à 3Hz

Annexe E

Complément sur l'étude des transferts de masse par évaporation

a. Présentation détaillée du protocole de compensation pour la mesure du débit évaporé

La mesure du débit d'évaporation s'effectue à l'aide d'une méthode par compensation manuelle. Le n-heptane est acheminé d'un réservoir fermé à pression ambiante jusqu'à la face arrière du poreux. Le liquide traverse ensuite le poreux pour atteindre la face avant du côté de la Zone d'Étude. L'injection est localisée sur la partie supérieure du poreux et l'ensemble de la saturation en liquide est assuré par un débit fixé. Lorsqu'un film liquide se forme en aval du poreux, le débit d'évaporation est inférieur au débit fixé. Lorsque aucun film ne se forme, le débit d'évaporation est supérieur ou égal au débit d'injection. À l'aide du régulateur associé au débitmètre Coriolis, l'opérateur contrôle le débit massique d'injection à 1 g/h près (spécification technique du constructeur).

b. Régime transitoire lors de l'injection du liquide

Afin de mieux comprendre la démarche mise en place pour déterminer le débit d'évaporation, il est important de comprendre comment se comporte le système en régime de remplissage. La

Figure 0.17 présente l'évolution du champ de luminance à différents instants lors de l'injection du liquide dans le poreux. Les forts gradients mesurés au centre du poreux correspondent à la présence du liquide affleurant à sa surface. Grâce au gradient de luminance, les observations attestent de l'envahissement progressif par le liquide de tous les pores du matériau :

- $t_0 < 0$ s : L'injection du liquide est opérée dans l'ensemble du système composé du préchauffeur, du support et du poreux qui ont été eux-mêmes mis à préchauffer pendant une nuit. Le débit de liquide imposé est légèrement supérieur au débit d'évaporation estimé par les tests précédents. Après un certain temps, le liquide affleure à la surface du poreux et l'estimation du temps de saturation du poreux est lancée.

Annexe E : Complément sur l'étude des transferts de masse par évaporation

- $t_1 = 1 \text{ s}$: Après avoir rempli les pores intérieurs du poreux, le liquide affleure à la surface du matériau en commençant par le centre,
- $t_2 = 20 \text{ s}$: le liquide a envahi la zone centrale et arrive progressivement à la bordure du poreux,
- $t_3 = 30 \text{ s}$: le liquide a totalement envahi le matériau, l'évaporation provoque un refroidissement du matériau et crée des gradients de température surfacique, du centre vers le support.

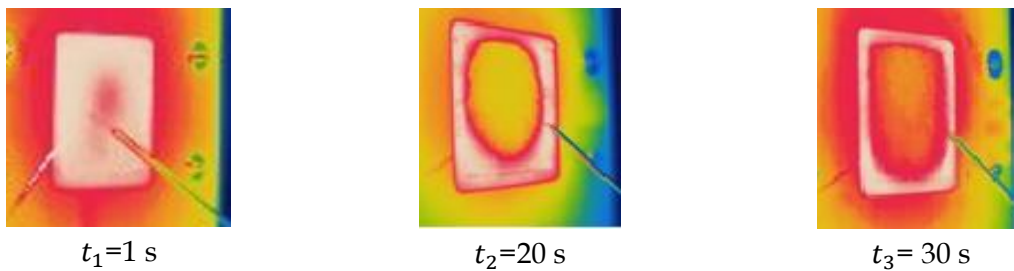


Figure 0.17 : Champ de température transitoire sur le poreux à différents instants $t_1=1 \text{ s}$, $t_2=20 \text{ s}$, $t_3=30 \text{ s}$

Le motif dessiné par la région imbibée de liquide provient de la méthode d'injection placée en face arrière du poreux, cette injection est assurée dans la partie supérieure afin de compenser les effets de gravité dans la propagation du liquide. La différence d'émissivité du matériau mouillé avec le matériau sec rend les interprétations des gradients difficiles, mais ces mesures qualitatives permettent de confirmer que le liquide est acheminé de manière à envahir la matrice poreuse sans privilégier une région particulière sur une échelle de temps de 30 secondes environ. La vitesse de propagation du front v_l défini par la discontinuité de saturation en liquide est de l'ordre de $1 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$.

i. Régime permanent thermique

Après cette phase transitoire de remplissage, l'ensemble du matériau poreux est saturé en liquide. Toutefois, l'écoulement du liquide hors du poreux ne se produit que lorsque les ménisques que forme l'interface liquide vapeur dans chacun des pores ne sont plus plans, mais convexes (cf 3.1.5, Figure 3.4, Cas D_2). La Figure 0.18 illustre le champ de luminance émis par le matériau saturé en liquide volatil dans deux états. Le premier correspond à un débit de liquide injecté insuffisant pour compenser le débit évaporé (Figure 0.18a). Le deuxième état correspond à une configuration où le débit est 10% supérieur à celui du débit évaporé (Figure 0.18b). L'incertitude sur la mesure du débit évaporé est déterminée à partir de la différence entre ces deux débits d'injection imposés qui aboutissent aux deux configurations correspondant à la Figure 0.18.

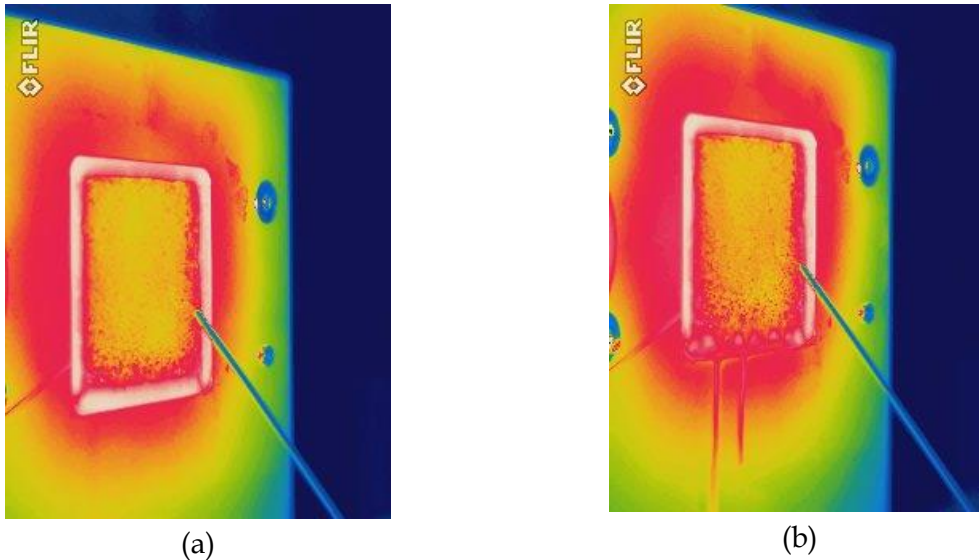


Figure 0.18 : Champ de luminance pour un débit d'injection inférieur au débit d'évaporation (a), pour un débit d'injection supérieur au débit d'évaporation (b)

De ces mesures, un certain nombre de constatations globales d'ordre général peuvent être posées.

- Un filet liquide se forme lorsque le débit injecté est supérieur à celui de l'évaporation. L'image se modifie très peu si le débit est encore augmenté, seule la zone inférieure du bord du poreux sera impactée par l'écoulement plus important du trop-plein de liquide qui se déverse le long de la plaque en contrebas.
- Le champ de luminance dans la région centrale du poreux ne dépend pas de la présence du filet liquide. La luminance, et donc la température de la région périphérique du matériau poreux est nettement plus élevée sur le pourtour du support que dans la région centrale à cause du chauffage par effet joule à l'intérieur du support en résine.
- L'équilibre thermique établi dans cette configuration n'a pas pour conséquence d'induire la présence de forts gradients thermiques dans la région centrale de la paroi poreuse, ceci malgré le phénomène d'évaporation.

ii. Protocole de compensation

Le protocole de mesure se déroule en plusieurs étapes strictement identiques et reproduites pour chacune des conditions expérimentales :

1. Après la mise à l'équilibre thermique du système de préchauffage du liquide dans la section double peau précédant le système {support+poreux}, un débit majoré est imposé. Ce débit est déterminé de telles sortes à assurer l'écoulement d'un film sur le bord inférieur du poreux.

2. Ce débit est progressivement diminué de l'ordre de 5 % toutes les minutes jusqu'à atteindre un équilibre dans lequel il existe un filet liquide sur la partie inférieure gauche du support comme illustrer sur la Figure 0.18 (b).
3. Un temps de 5 minutes permet au système d'atteindre un premier régime semi-stationnaire dans lequel l'évaporation du liquide va progressivement refroidir la surface. Pendant ce temps, le débit d'évaporation diminue progressivement avec l'abaissement de cette température. L'étape 2 est reproduite autant de fois que nécessaire pour atteindre un régime pour lequel le filet liquide ne se reforme pas pendant 5 minutes. Ce débit est noté $J_{evap}(1)$. Les mesures de fluorescence sont alors faites.
4. Afin de limiter des effets d'hystérésis due aux courbures des interfaces liquides/gaz au niveau des pores, une seconde mesure est effectuée. Cette mesure, au contraire de la première, est effectuée dans un ordre croissant de débit d'injection jusqu'à atteindre un régime d'évaporation similaire à l'étape 3. Le débit atteint est noté $J_{evap}(2)$.
5. Une vérification est effectuée sur le débit d'évaporation par une troisième mesure. Cette mesure est effectuée à partir d'un débit initial moyen des débits précédents. Un ajustement est alors opéré en fonction de la présence ou de l'absence du filet liquide pour atteindre un troisième débit. Ce débit est noté $J_{evap}(3)$.
6. Le débit final J_{evap} est calculé à partir de la moyenne des trois débits précédemment établis.

iii. Complément sur la mesure de débit d'évaporation

La présence du filet liquide induit une erreur sur la mesure qu'il est possible de qualifier à partir des différences de débit entre les débits $J_{evap}([1,2,3])$. L'incertitude ΔJ_{evap} sur la mesure du débit est estimée telle que :

$$\Delta J_{evap} = \sqrt{\sum_{i=1}^3 (J_{evap}(i) - J_{evap})^2} \quad (0.6)$$

Les valeurs de ces incertitudes sont retranscrites sous forme de barre d'erreur dans le Chapitre 3 section 4.1.2.

c. Complément sur les débits d'évaporation prédits

L'étude de la différence de température de surface entre le bord inférieur et le centre du poreux a permis de montrer que cette dernière est représentative du champ de température de la surface totale. Les débits prédits par les corrélations sélectionnées dans le Chapitre 3

Annexe E : Complément sur l'étude des transferts de masse par évaporation

ont été calculés à partir de la fraction de vapeur saturée calculé à partir de la température du centre du poreux et non du bord inférieur. Les tableaux présentés dans la suite présentent les écarts relatifs de débit liés à ce choix.

	Configuration thermique n°1	Configuration thermique n°2	Configuration thermique n°3	Configuration thermique n°4
$U_{\infty} = 0.4 \text{ m/s}$	-2,8 %	-3,6 %	-11,8 %	-17,1 %
$U_{\infty} = 0.9 \text{ m/s}$	4,4 %	0,1 %	13,4 %	15,0 %
$U_{\infty} = 1.3 \text{ m/s}$	3,5 %	-0,3 %	10,8 %	5,9 %
$U_{\infty} = 1.8 \text{ m/s}$	-1,1 %	-1,9 %	6,9 %	8,5 %
$U_{\infty} = 2.2 \text{ m/s}$	-2,5 %	0,2 %	5,0 %	-1,1 %
$U_{\infty} = 2.6 \text{ m/s}$	-3,0 %	0,1 %	2,6 %	6,3 %

Tableau 10 : Écart relatif de débit constaté pour l'ATCM avec et sans décalage

	Configuration thermique n°1	Configuration thermique n°2	Configuration thermique n°3	Configuration thermique n°4
$U_{\infty} = 0.4 \text{ m/s}$	-3,0 %	-3,8 %	-12,3 %	-17,7 %
$U_{\infty} = 0.9 \text{ m/s}$	4,7 %	0,1 %	14,0 %	15,5 %
$U_{\infty} = 1.3 \text{ m/s}$	3,7 %	-0,3 %	11,4 %	6,1 %
$U_{\infty} = 1.8 \text{ m/s}$	-1,1 %	-2,1 %	7,3 %	8,9 %
$U_{\infty} = 2.2 \text{ m/s}$	-2,6 %	0,2 %	5,3 %	-1,1 %
$U_{\infty} = 2.6 \text{ m/s}$	-12,6 %	-8,4 %	-5,7 %	-1,7 %

Tableau 11 : Écarts relatifs de débit constaté pour le modèle de Hummel

	Configuration thermique n°1	Configuration thermique n°2	Configuration thermique n°3	Configuration thermique n°4
$U_{\infty} = 0.4 \text{ m/s}$	0,0 %	0,0 %	-10,3 %	-15,6 %
$U_{\infty} = 0.9 \text{ m/s}$	0,0 %	0,0 %	12,5 %	15,8 %
$U_{\infty} = 1.3 \text{ m/s}$	12,5 %	0,0 %	11,1 %	7,1 %
$U_{\infty} = 1.8 \text{ m/s}$	0,0 %	0,0 %	6,3 %	8,7 %
$U_{\infty} = 2.2 \text{ m/s}$	0,0 %	0,0 %	7,1 %	-5,3 %
$U_{\infty} = 2.6 \text{ m/s}$	0,0 %	0,0 %	7,7 %	5,9 %

Tableau 12 : Écarts relatifs de débit constaté pour le modèle de Bird

	Configuration thermique n°1	Configuration thermique n°2	Configuration thermique n°3	Configuration thermique n°4
$U_{\infty} = 0.4 \text{ m/s}$	-2,4 %	-3,1 %	-10,0 %	-14,3 %
$U_{\infty} = 0.9 \text{ m/s}$	3,9 %	0,1 %	11,7 %	12,9 %
$U_{\infty} = 1.3 \text{ m/s}$	3,1 %	-0,2 %	9,4 %	5,1 %
$U_{\infty} = 1.8 \text{ m/s}$	-0,9 %	-1,7 %	6,0 %	7,4 %
$U_{\infty} = 2.2 \text{ m/s}$	-2,2 %	0,1 %	4,4 %	-0,9 %
$U_{\infty} = 2.6 \text{ m/s}$	-2,6 %	0,1 %	2,3 %	5,5 %

Tableau 13 : Écarts relatifs de débit constaté pour le modèle de Tang

Globalement, les écarts relatifs n'expliquent pas les écarts constatés entre les mesures et les prédictions. L'ordre de grandeur de ces écarts est dépendant de la méthode considérée, le décalage entre les couches limites n'impacte pas les écarts. La méthode itérative utilisée dans le cadre de la méthode de Bird *et al.* [43] n'aboutit pas forcément à l'apparition d'écart relatif. Il est difficile de retrouver des tendances sur le signe de ces écarts suivant les conditions expérimentales.

Annexe F Caractérisation des incertitudes de mesure

Cette annexe présente les moyens mis en œuvre pour caractériser la confiance dans les mesures des trois grandeurs que sont le débit d'évaporation, la température et le champ de concentration de vapeur. Les erreurs de mesures attachées aux grandeurs liées à la thermographie infrarouge et au MicroGC n'ont pas été évaluées, faute du manque de calibrage. L'utilisation qualitative de ces instruments nuance néanmoins le besoin de caractérisation de l'erreur.

a. Métrologie

i. Erreur de mesure et incertitude

Le terme d'erreur de mesure désigne la différence entre la valeur vraie d'une grandeur et sa valeur approchée déterminée à l'aide d'une technique de mesure. L'incertitude reflète le caractère d'altération provenant de diverses erreurs sans pour autant les quantifier. En effet, l'erreur totale commise par la mesure et la valeur vraie d'une mesure est inconnue. L'incertitude est donc pour simplifier un estimateur de la composante systématique et de la composante aléatoire de l'erreur de mesure. La qualité d'un résultat de mesure se caractérise à l'aide des notions de justesse, fidélité et résolution. La notion de fidélité est relative à l'absence d'erreur systématique à l'image des biais introduits par le processus de mesurage. La notion de fidélité se rapporte aux notions de répétabilité et de reproductibilité des mesures. Elles sont en général attribuées au caractère statistique de dispersion des mesures autour de la valeur moyenne. La notion de résolution est en lien avec l'acuité des dispositifs à exprimer une valeur du mesurande, en particulier la plus petite des variations détectables. Afin d'évaluer quantitativement l'ampleur de l'erreur de mesure, le « Joint Committee for Guides in Metrology » (JCGM) a défini dans le « Guide to the expression of Uncertainty in Measurement » (GUM) la notion d'incertitude de mesure [135]:

« Paramètre, associé au résultat d'un mesurage, qui caractérise la dispersion des valeurs qui pourraient raisonnablement être attribuées au mesurande »

Dans cette annexe, il est présenté la méthodologie employée et les résultats secondaires obtenus pour qualifier la qualité des résultats par leurs incertitudes.

ii. Protocole d'évaluation des incertitudes de mesure élargie

La démarche type employée pour la mesure des grandeurs s'effectue selon un protocole précis :

1. L'enregistrement d'un certain nombre d'échantillons d'un même mesurande et la détermination de la moyenne arithmétique \bar{x} de l'échantillon tel que :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n x_i \quad (0.7)$$

où les valeurs x_i correspondent à chacune des valeurs de l'échantillon composé de n valeurs. Cette valeur moyenne est un estimateur de la valeur vraie du mesurande.

2. La détermination et la correction des erreurs systématiques.
3. La recherche des sources d'incertitudes avec la distinction entre deux types spécifiques, l'incertitude de « Type A » et de « Type B ». L'incertitude de « Type A » est définie autour des notions de répétabilité et de reproductibilité, elle quantifie le plus souvent les erreurs d'ordre aléatoire. L'estimation de l'incertitude de type A s'effectue à l'aide d'un estimateur de l'écart type statistique de la distribution de la population par l'écart type statistique de la distribution de l'échantillon. L'incertitude de Type B qualifie l'ensemble des erreurs qui proviennent le plus souvent des biais en rapport avec les notions de justesse et de résolution. Ces incertitudes sont évaluées en fonction du contexte expérimental, elles sont liées à la maîtrise du processus de mesurage.
4. Le calcul et la comparaison entre les différentes sources d'incertitudes. Dans la mesure du possible, nous avons négligé certaines sources d'erreur au profit d'autres dont les ordres de grandeur prédominent.
5. L'expression du résultat avec son intervalle de confiance. Dans le développement des chapitres, les valeurs de mesures sont exprimées sans leur intervalle de confiance afin de faciliter les analyses. Les intervalles de confiance sont exprimés pour chacune des trois grandeurs principales quantitatives abordées dans ce travail : la température, la concentration de vapeur et l'épaisseur de la couche de vapeur.

iii. Méthode de propagation des incertitudes

Pour une grandeur f dépendant d'un certain nombre de paramètres x_i indépendants, le calcul de l'incertitude type Δf se calcule suivant la formulation de l'incertitude composée qui s'écrit telle que :

$$\Delta f^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \Delta x_i^2 \quad (0.8)$$

Cette expression est la formulation simplifiée d'une expression plus générale qui n'est pas mise en application dans cette étude. L'expression (0.8) suppose donc que les termes liés aux corrélations entre les différents paramètres x_i sont négligeables.

b. Évaluation des incertitudes de mesure sur le débit d'évaporation

L'erreur de mesure sur le débit d'évaporation est principalement évaluée à l'aide d'une incertitude de « Type B provenant de la méthode de détermination par compensation décrite dans l'Annexe E. Ce biais de mesure est dû à la présence sporadique du filet liquide présent sur le bord inférieur du poreux. La résolution du débitmètre Coriolis est de l'ordre de 0,1 g/h, elle est largement inférieure au biais précédent. Le nombre de trois répétitions de la mesure du débit ne permet pas d'estimer une incertitude de « Type A ». En revanche, l'approche qui consiste à réaliser l'expérience en débit décroissant et croissant permet de supposer que la confiance dans cette méthode de détermination reste relativement bonne (Annexe E).

L'intervalle de confiance illustré dans le chapitre 3 a été déterminé à partir de l'incertitude de « Type B » évalué à partir du protocole suivant :

- Le débit de liquide injecté est réglé de telles sortes à assurer l'écoulement d'un mince filet liquide.
- Le débit est réduit jusqu'à stopper l'écoulement. Le débit d_1 est relevé.
- Le débit est réduit jusqu'à la disparition du filet au niveau du bord inférieur du poreux. Le débit d_2 est relevé.
- L'incertitude du débit Δd est calculée comme étant égal à $\Delta d = \frac{d_1 - d_2}{2}$

Les intervalles de confiance relatives à l'incertitude $\pm \Delta d$ sont reportés sur les résultats dans le chapitre 3. La répétabilité de ce protocole a été vérifiée sur quatre séries de mesure espacées de six mois dans la configuration thermique n°1 et sans écoulement d'air. Les débits qui ont été mesurés, présentaient une différence inférieure à 2 g/h c'est-à-dire inférieure à 10%.

c. Évaluation des incertitudes de mesure sur la température

Les sources d'erreur sur la mesure de température proviennent de multiple source. Tout d'abord, l'influence de la source infrarouge impacte la mesure de température de surface T_Σ ainsi que la mesure de température dans la phase gazeuse T_g . Une surestimation systématique de 0.4 °C a été mesurée pour la configuration thermique n°3 et de 0.8°C pour la configuration thermique n°4. Ces biais ont été corrigés directement sur les mesures. Dans un

deuxième temps, la composante aléatoire a été estimée. L'échantillon pour chacune des positions est composé de 9 mesures à 3 Hz. Le faible nombre d'échantillons a orienté la détermination d'un intervalle de confiance maximum I_{max} . Cet intervalle de confiance maximum à 95% a été calculé à partir de la formulation basée sur l'écart type s tel que :

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (0.9)$$

Ainsi I_{max} est défini par la loi de Student telle que :

$$I_{max} = \left[\bar{x} - t \frac{s}{\sqrt{n}}; \bar{x} + t \frac{s}{\sqrt{n}} \right] \quad (0.10)$$

où t est le coefficient de Student correspond au coefficient associé à un intervalle de Paris bilatéral à 95% à 9 degrés de liberté. Dans le cas des mesures de température T_{Σ} et T_g , le coefficient $t = 2.262$ et $I_{max} = [T \pm 0.5^{\circ}C]$, on parle ici d'incertitude élargit.

La deuxième source d'erreur provient de la position et de la résolution spatiale du thermocouple vis-à-vis de la surface mesurée pour T_{Σ} et le volume pour T_g . Dans le cas de cette dernière, des mesures types ont été effectuées à partir de différentes tailles de soudure chaude de thermocouple. Les résultats ont montré que pour les gradients de température les plus importants, la différence de température mesurée est inférieure à $0,5^{\circ}C$. Il est ainsi possible de faire l'hypothèse que l'erreur systématique due aux différents mécanismes de transfert parasites dans le thermocouple est négligeable devant les incertitudes élargies dans la phase gazeuse.

Dans le cas de la mesure de température de surface T_{Σ} , l'erreur systématique de mesure peut provenir de la différence de température locale entre l'interface liquide/vapeur d'un pore et la matrice solide. À partir de l'analyse du temps de séjour du liquide dans le poreux, du temps caractéristique de transferts par conduction et de la taille de la soudure chaude du thermocouple qui est estimé de l'ordre de la taille des pores, nous avons supposé dans le chapitre 3 que l'incertitude liée à cette erreur était négligeable dans une considération thermique du problème. Cette erreur peut en revanche être à l'origine de la sous-estimation du débit évaporé par corrélation puisque que la fraction de vapeur saturée est calculée à partir de la température de surface.

d. Évaluation des incertitudes de mesure sur la concentration

La caractérisation des erreurs de mesure de concentration en vapeur via le diagnostic de FIL est plus délicate que pour les deux grandeurs précédentes. Une première source d'erreur d'ordre systématique provient du diagnostic de FIL et de l'acquisition par l'intermédiaire de la caméra. Une seconde source d'erreur provient de l'échantillonnage de la mesure.

i. Erreurs systématiques du diagnostic

Erreur systématique due à l'acquisition du signal de fluorescence

D'après Clemens *et al.*[68], le signal instantané utile S_e proportionnel au nombre de photons incident dû au phénomène photo-physique de fluorescence est une fonction f du signal total recueilli par la caméra S_{tot} . Cette fonction f est définie pour un pixel localisé (x,y) tel que :

$$S_e(x, y) = \frac{S_{tot}(x, y, t_i, t_{ro}) - (w(x, y)S_{back}(x, y, t_i) + S_{dark})}{w(x, y)L(x, y)} \quad (0.11)$$

où w correspond à l'empreinte de fond blanc (white field), L correspond à un profil énergétique laser adimensionné, S_{back} correspond à l'intensité de l'arrière-fond (background), S_{dark} correspond au bruit électronique de mesure, t_i correspond au temps d'exposition et t_{ro} correspond au temps de transfert mémoire.

La contribution de chacun des facteurs sur la détermination du signal utile S_e a été intégrée dans le traitement des images. Les grandeurs S_{back} , S_{dark} et w ont été déterminées à l'aide de la méthode « knife edge technique » [68] à l'aide d'une lame de rasoir de barbier (voir Annexe D).

Le profil énergétique laser adimensionné instantané L a été approximé à partir d'un profil moyen instantané calculé sur 10 mm de hauteur dans un milieu homogène illustré Figure 0.19.

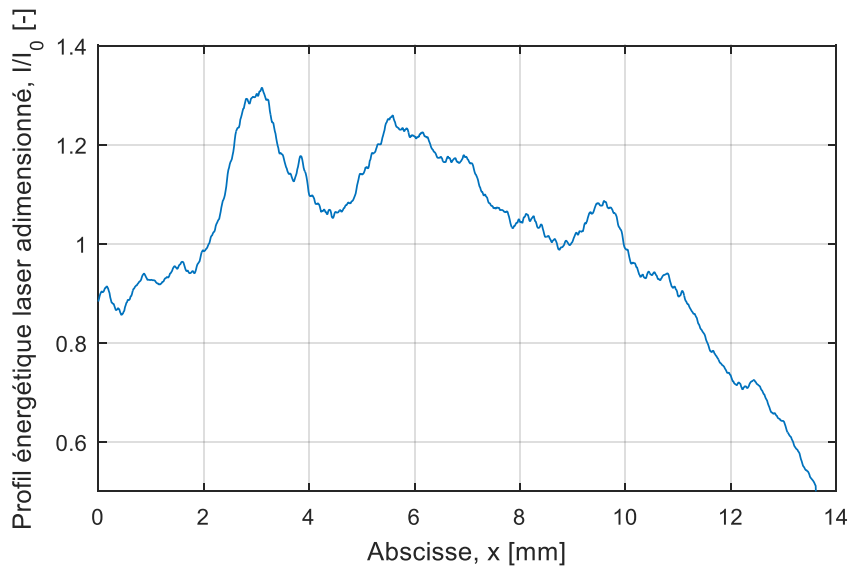


Figure 0.19 : Profil énergétique moyen et adimensionné de la nappe laser selon la direction normale à la paroi dans la RI

L'incertitude sur la moyenne du profil énergétique moyen adimensionné est inférieure à 1%. Les disparités observées sur le profil proviennent des différentes aberrations optiques causées par la traversée du système optique et des fluctuations dans le faisceau laser. Pour rappel, la couche de vapeur observée se situe entre les abscisses 2 et 10 mm.

La prise en compte des contributions de chacun des aspects présentés dans cette partie a été corrigée au travers du post-traitement suivant la formulation de l'équation (3).

Erreur systématique d'ordre photo physique

Expression générale du signal de fluorescence

L'expression de la fraction molaire de traceur X_{trac} en fonction du signal de fluorescence S_f est définie explicitement par Thurber [136] :

$$S_f = \frac{E}{h_c/\lambda} \eta_{opt} dV_c \frac{X_{trac} P}{kT} \sigma(\lambda, T) \Phi(\lambda, T, P, X_{trac}) \quad (0.12)$$

Avec :

S_f	Signal de fluorescence collecté sur un pixel exprimé en nombre de photons collecté
E	Énergie laser par unité de surface [$J \cdot cm^{-1}$].
h_c/λ	Énergie d'un photon [J] pour une longueur d'onde d'excitation donnée λ [nm].
η_{opt}	Rendement optique du système de captage des photons de fluorescence (équivalent à la fraction des photons collectés par le détecteur).
dV_c	Volume de mesure [cm^3]
σ	Section efficace d'absorption [cm^2]
Φ	Rendement quantique de fluorescence (équivalent au nombre de photons émis lors de la fluorescence pour un photon absorbé)
X_{trac}	Fraction molaire de traceur
$\frac{X_{trac} P}{kT}$	Densité de l'espèce absorbante [cm^{-3}] (équivalent aux nombres de molécules par cm^{-3}).

Cette expression est une représentation macroscopique du phénomène de fluorescence qui tient compte des grandeurs expérimentales, elle est valable dans les cas de faible énergie d'excitation.

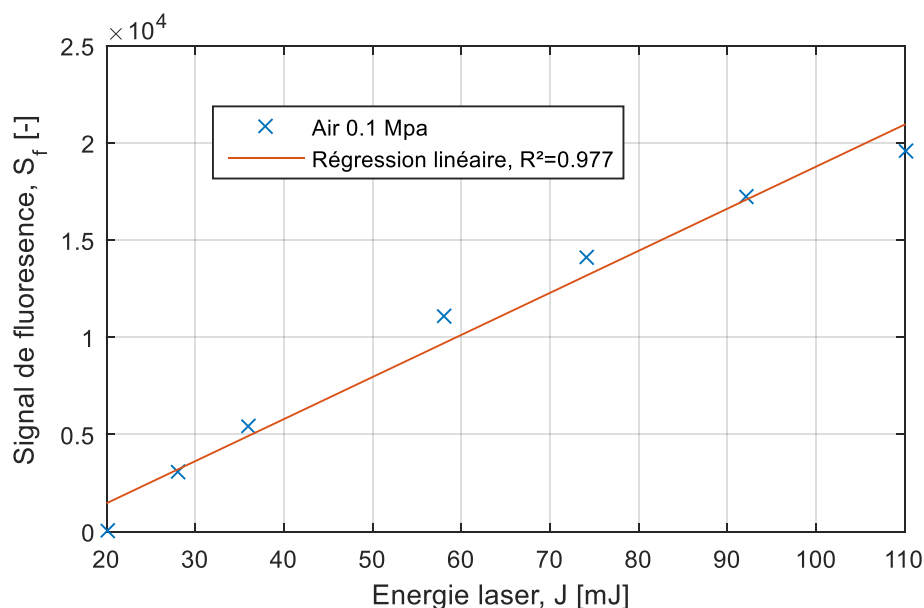


Figure 0.20 : Evolution du signal de fluorescence en fonction de l'énergie d'un tir laser à 266 nm à 300 K

La Figure 0.20 illustre l'évolution du signal de fluorescence en fonction de l'énergie d'un tir laser, sur des valeurs moyennes de 300 échantillons. L'interpolation linéaire présente un coefficient de détermination $R^2 = 0.977$ et montre que le régime de fluorescence est linéaire avec la puissance laser, validant l'hypothèse de faible excitation. Ces mesures nous ont donc permis de choisir pour cette étude une énergie laser de 100 mJ. Pour remonter à la fraction molaire quantitative, il est nécessaire de s'interroger sur l'influence de chacun des paramètres de l'expression (0.12).

Influence de l'intensité laser

À iso-configuration optique (dV_c et η_{opt} constant), les valeurs de l'énergie laser sont relevées pour chacune des acquisitions et compensées par l'intermédiaire d'une correction tir à tir. La Figure 0.21 illustre un exemple de corrélation utilisée pour la correction tir à tir.

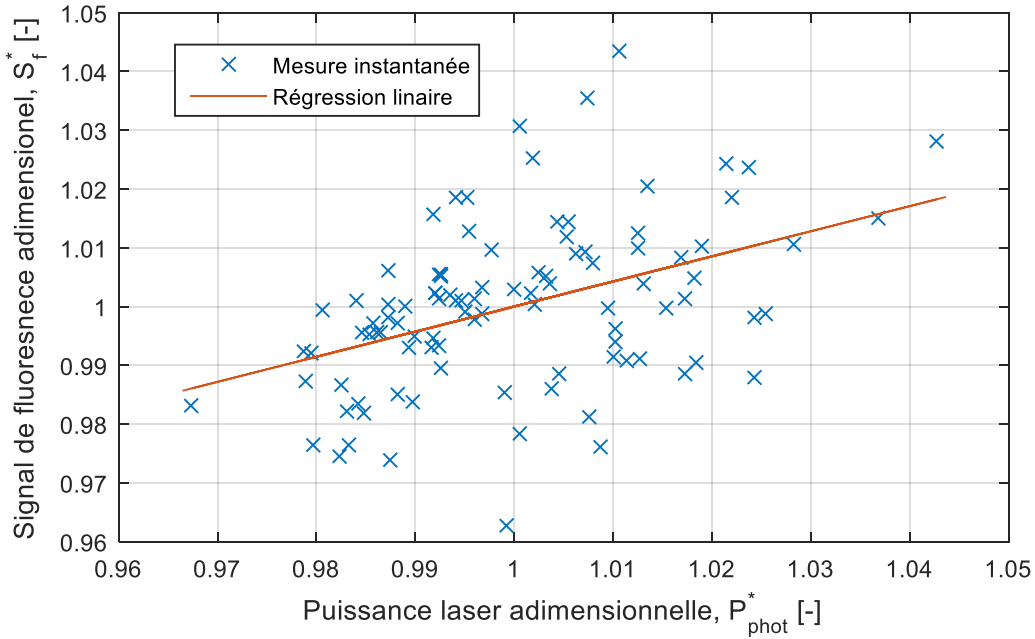


Figure 0.21 : Exemple type de corrélation entre l'énergie laser relevée à la photodiode et le signal de fluorescence. Dans cette expérience, $S_f^* = 0.42 P_{phot}^*$

La démarche consiste à déterminer un signal de fluorescence moyen \bar{S}_f tel que :

$$\bar{S}_{tot} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n S_{tot} \quad (0.13)$$

avec

$$S_{tot} = \frac{S_f}{(aP_{phot}^* + b)} \quad (0.14)$$

où a et b sont les coefficients de la régression linéaire de la Figure 0.21. Ces coefficients sont déterminés pour chacune des configurations thermiques afin de garantir une intercomparaison suivie jour après jour. Dans le cas présent, le faisceau laser incident est plan et le profil énergétique laser instantané est approximé par le profil moyen comme vu précédemment.

En ce qui concerne les facteurs thermodynamiques (P et T) et photophysique (σ et Φ), la prise en compte de leur contribution est différente.

Contribution de la température sur le signal de fluorescence

Étant donné le caractère isobare de la configuration expérimentale, la contribution des variations de pression sur le signal de fluorescence est négligeable.

La contribution de la température a été évaluée à 11%/100 K par Fujikawa [60] et de 15% d'après Modica [62] dans le cas d'une excitation d'un traceur 3-pentanone à 0,1 MPa pour une gamme de températures allant de 293 K à 373 K. La déviation du signal avec la

température étant linéaire, nous avons choisi de majorer cette déviation de 8% sur la gamme de température la plus large observée ($\approx 40^\circ\text{C}$).

Contribution des facteurs photo-physiques

L'étude de la contribution des facteurs photo-physique n'a pas été mise en œuvre directement sur le dispositif. Néanmoins, il a été choisi d'utiliser les résultats de Cheung [137]. Dans son étude les contributions de la section efficace d'absorption σ et du rendement quantique de fluorescence Φ ont été évalués respectivement à environ 5 % et 7 %. Ces contributions ont été calculées à partir des différents facteurs intervenant dans chacun de ces paramètres, dont la température, à l'aide d'une méthode de calcul Root-Sum-Square (RSS).

Estimation de l'erreur systématique par méthode de RSS (Root-Sum-Square)

D'après Clemens [68], la relation entre le signal utile S_e et le signal de fluorescence S_f s'écrit pour une caméra intensifiée (CCD) :

$$S_e = \eta S_f G \quad (0.15)$$

où η correspond au rendement de photon réellement capté par la caméra et G correspond au gain du CCD. La contribution de ces facteurs est prise en compte dans la section précédente.

La composante systématique de l'incertitude relative totale sur le signal de fluorescence S_f s'exprime à partir de la méthode RSS ou « incertitude type composée » :

$$\frac{\Delta S_f}{S_f} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad (0.16)$$

Le calcul aboutit ainsi à une incertitude relative de mesure due au facteur photo physique et thermodynamique de 11 %.

ii. Incertitude type d'ordre aléatoire sur les mesures de champ de fraction massique de vapeur

Les analyses quantitatives menées sur les profils de fraction massiques ont été effectuées à partir de champ moyen de 300 images. La détection des pores a été effectuée manuellement à partir des images moyennées. Les profils ont ensuite été extraits sur $350 \mu\text{m}$, centrés sur la position du pore repéré à l'altitude $z = 7,0 \text{ mm}$ sur la Figure 0.22. Les profils en dehors d'un pore ont été extraits sur $350 \mu\text{m}$ centrés sur la position repérée à l'altitudes $z = 8,0 \text{ mm}$.

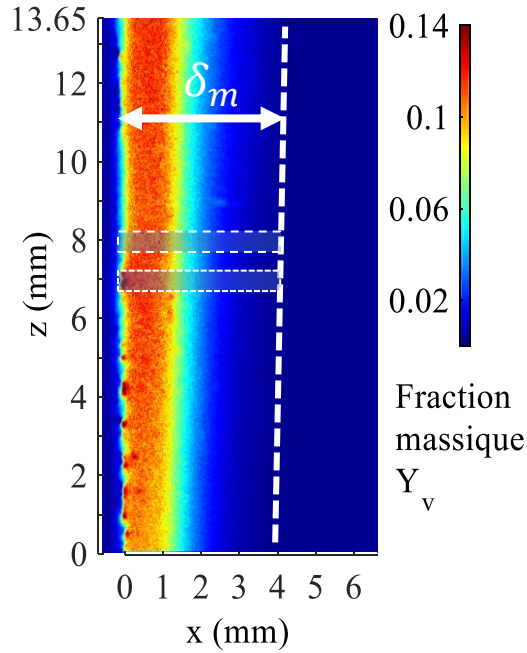


Figure 0.22 : Champ de fraction massique de vapeur moyen à proximité de la paroi pour la 3e configuration thermique et 1.3 m/s

Afin de diminuer encore les incertitudes, les profils exposés dans les chapitres 4 et 5 ont été obtenus en moyennant temporellement sur 300 profils normaux à la paroi. Chaque fraction massique, à une abscisse donnée, est donc le résultat d'une moyenne de 1500 valeurs. La relation qui permet d'exprimer la fraction massique Y en fonction du signal utile S_e est déterminée par calibrage telle que :

$$Y = AS_e + B \quad (0.17)$$

Avec A et B les coefficients déterminés par régression linéaire sur les résultats de mesure de calibrage (voir annexe C). D'après la formulation de l'expression de propagation de l'incertitude rappelée précédemment, il est possible de faire le parallèle suivant :

$$\Delta Y = A \Delta S_e \quad (0.18)$$

Pour chaque position x , la Figure 0.23 présente le profil des incertitudes relatives élargi sur le champ de fraction massique pour le cas de la Configuration Thermique n°3 et pour une vitesse $U_\infty = 1,3 \text{ m/s}$ à la position d'un pore.

L'incertitude élargie ΔY est calculé tel que :

$$\Delta Y(x) = t \frac{s(x)}{\sqrt{n}} \quad (0.19)$$

où t correspond au coefficient de Student pour 5 degrés de liberté pour un intervalle de confiance à 95%, s correspond à l'écart type et n correspond au nombre d'échantillons. Cette incertitude élargie est inférieure à 1% sur les premiers millimètres dans la couche de vapeur ($\delta_m = 2 \text{ mm}$). Cette figure montre que les incertitudes d'ordre aléatoire dans la couche de

vapeur sont inférieures à 1% et donc très inférieures aux incertitudes d'ordre systématique calculées dans la section précédente. Cette incertitude augmente selon l'abscisse à cause de la diminution de la fraction massique. Les incertitudes au-delà de l'épaisseur de la couche de vapeur ne sont pas significatives puisque cette zone correspond à une région en l'absence de vapeur.

iii. Estimation de l'erreur sur la mesure de l'épaisseur de couche de vapeur

Le calcul de l'épaisseur de couche de vapeur s'effectue à partir de la définition présentée dans le chapitre 4 :

$$\frac{(Y_v(\delta_m) - Y_{v,\infty})}{(Y_{v,\Sigma} - Y_{v,\infty})} = 0,05 \quad (0.20)$$

L'erreur totale commise sur l'estimation de l'épaisseur δ_m est liée aux erreurs sur le champ de fraction massique. L'incertitude type d'ordre systématique $\Delta\delta_{m,s}$ sur l'épaisseur provient des incertitudes dues à la température, au rendement quantique de fluorescence et à la section efficace d'absorption qui est indépendante de la position.

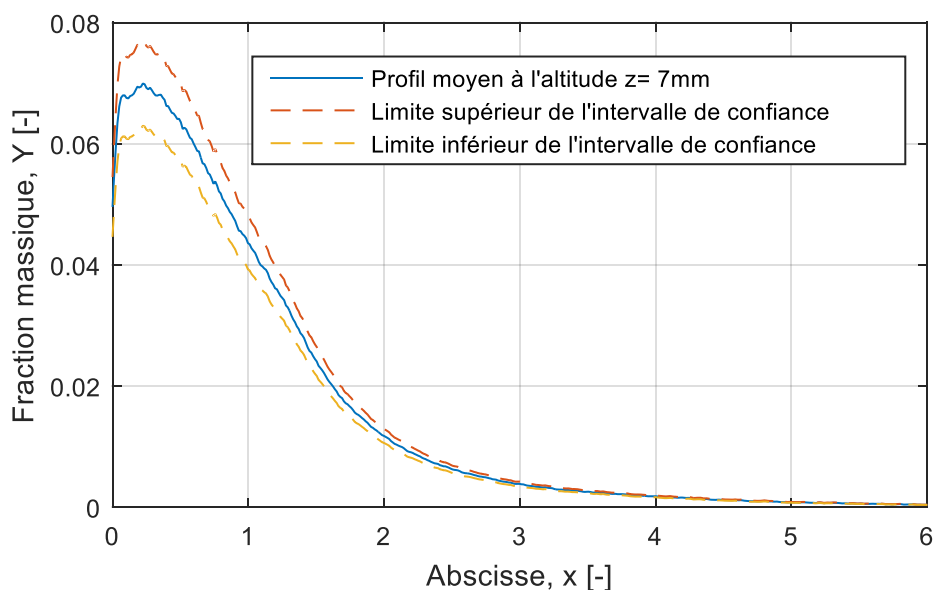


Figure 0.23 : Profil moyen à l'altitude $z=7$ mm ainsi que les profils délimitant l'enveloppe de l'intervalle de confiance à 95% pour chaque abscisse dans les conditions expérimentales ($U_\infty = 1,3$ m/s, CT-3)

Afin de la déterminer, la formulation (0.20) a été employée sur les profils limites inférieures et supérieures de l'enveloppe correspondant à l'intervalle de confiance sur la fraction massique (cf. Figure 0.23). Les enveloppes correspondant à l'intervalle de confiance déterminé à partir de l'incertitude élargie ΔY sont aussi représentées. Cette courbe montre

que cette incertitude introduit une incertitude sur la valeur de l'épaisseur déterminée à partir du seuil de 5%. La propagation de l'incertitude ΔY sur la mesure de l'épaisseur est résumée sous la forme des valeurs de $\Delta\delta_{m,s}$ dans le Tableau 0.14.

	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_\infty = 0 \text{ m/s}$	10 %	10 %	9 %	9 %
$U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$	12 %	12 %	14 %	21 %
$U_\infty = 0.9 \text{ m/s}$	5 %	8 %	6 %	5 %
$U_\infty = 1.3 \text{ m/s}$	9 %	8 %	11 %	8 %
$U_\infty = 1.8 \text{ m/s}$	16 %	10 %	11 %	7 %
$U_\infty = 2.2 \text{ m/s}$	17 %	15 %	13 %	9 %
$U_\infty = 2.6 \text{ m/s}$	19 %	14 %	14 %	19 %

Tableau 0.14 : Incertitude systématique élargie relative sur la valeur de l'épaisseur de la couche de vapeur $\Delta\delta_{m,s}/\delta_m$

Les valeurs du tableau montrent que les incertitudes sont plus élevées dans les conditions expérimentales dans lesquelles la couche de vapeur montre une forte variabilité (cf Chapitre 3 et 4). On constate aussi que l'incertitude augmente avec la vitesse de l'écoulement, en particulier pour la vitesse la plus élevée puisque les épaisseurs de couches mesurées sont de l'ordre de la rugosité. Ces observations montrent que la forte variabilité et la faible résolution à la paroi sont deux facteurs qui augmentent l'incertitude sur la détermination de l'épaisseur. Ces incertitudes d'ordre systématique sont à comparer avec celle d'ordre aléatoire exposé dans le Tableau 0.15

	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_\infty = 0 \text{ m/s}$	3 %	3 %	5 %	6 %
$U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$	6 %	5 %	4 %	5 %
$U_\infty = 0.9 \text{ m/s}$	4 %	4 %	3 %	5 %
$U_\infty = 1.3 \text{ m/s}$	5 %	9 %	4 %	4 %
$U_\infty = 1.8 \text{ m/s}$	6 %	12 %	5 %	5 %
$U_\infty = 2.2 \text{ m/s}$	5 %	12 %	6 %	6 %
$U_\infty = 2.6 \text{ m/s}$	6 %	16 %	5 %	6 %

Tableau 0.15 : Incertitude aléatoire élargie relative sur la valeur de l'épaisseur de la couche de vapeur $\Delta\delta_{m,a}/\delta_m$

L'incertitude élargie aléatoire $\Delta\delta_{m,a}$ a été calculée suivant la même formulation que pour ΔY à partir des épaisseurs de couche de vapeur instantanées déterminées sur les 300 images enregistrées pendant une acquisition. Les valeurs du tableau montrent que ces incertitudes sont globalement indépendantes des conditions expérimentales et significatives devant les incertitudes d'ordre systématique.

Il est donc nécessaire de calculer l'incertitude totale élargie relative à partir de la formulation :

$$\frac{\Delta\delta_m}{\delta_m} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\delta_{m,s}}{\delta_m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\delta_{m,a}}{\delta_m}\right)^2} \quad (0.21)$$

Le **Error! Reference source not found.** résume les valeurs de l'incertitude totale élargie relative sur la mesure de l'épaisseur de couche de vapeur pour toutes les conditions expérimentales.

	CT-1	CT-2	CT-3	CT-4
$U_\infty = 0 \text{ m/s}$	10 %	11 %	10 %	11 %
$U_\infty = 0.4 \text{ m/s}$	13 %	13 %	15 %	22 %
$U_\infty = 0.9 \text{ m/s}$	7 %	9 %	7 %	7 %
$U_\infty = 1.3 \text{ m/s}$	10 %	12 %	11 %	9 %
$U_\infty = 1.8 \text{ m/s}$	17 %	15 %	12 %	9 %
$U_\infty = 2.2 \text{ m/s}$	18 %	19 %	14 %	11 %
$U_\infty = 2.6 \text{ m/s}$	20 %	21 %	15 %	20 %

Tableau 0.16 : Incertitude aléatoire élargie relative sur la valeur de l'épaisseur de la couche de vapeur $\Delta\delta_m/\delta_m$

Les observations sur les valeurs de ce tableau sont similaires à celle du Tableau 0.14 sur les incertitudes d'ordre systématique. La forte variabilité et la rugosité sont des facteurs qui altèrent la qualité des mesures d'épaisseurs. Ces incertitudes relatives montrent néanmoins un certain degré de confiance sur les valeurs aux vues des différences qui existent entre chacune d'elles pour des conditions expérimentales différentes. Il est à noter que ces incertitudes sont supérieures à celles sur la fraction massique due à la méthode employée pour les déterminer suivant l'utilisation de la formulation (14) mais ne détériore pas de manière importante la confiance dans les résultats de cette étude.

Bibliographie

- [1] K. L. Denman and D. Hauglustaine, "Couplings Between Changes in the Climate System and Biogeochemistry," in *Climate Change 2007: The Physical Science Basis*, vol. 21, no. 7, pp. 499–587, 2007.
- [2] UTAC, "Contrôle des émissions de polluants atmosphériques et de CO₂ mené sur 86 véhicules," 2016.
- [3] L. Selles, "Emissions des véhicules dans l'Union Européenne et dans le monde," Paris, assemblée nationale, 2005.
- [4] B. Jeanne, "Etude par diagnostics optique à l'impact d'une très haute pression d'injection sur le fonctionnement d'un moteur à injection directe essence," PhD Thesis, Universités de Rouen, 2004.
- [5] F. Zhao and M. Lai, "Atomotive spark-ignited direct-injection gasoline engine," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 25, p, 1999.
- [6] P. Whitaker, P. Kapus, M. Ogris, and P. Hollerer, "Measure to Reduce Particulate Emissions from Gasoline DI engines," *SAE Tech. Pap. 2011-01-1219*, 2011.
- [7] M. Braishen, R. Stone, and P. Price, "Measure to Reduce Particulate Emissions form Gasoline DI engines," *SAE Tech. Pap. 2010-01-1219*, 2010.
- [8] G. Desoutter, "Etude numérique de la propagation d'une flamme sous l'influence d'un film liquide de carburant sur la paroi," PhD Thesis, INP Toulouse, 2007.
- [9] C. X. Bai and A. D. Gosman, "Development of Methodology for Spray Impengement Simulation," *SAE Tech. Pap. 950283.*, 1995
- [10] A. S. Moita and A. L. N. Moreira, "Drop impacts onto cold and heated rigid surfaces : Morphological comparisons, disintegration limits an secondary atomization," *Int. Jounal Heat Fluid Flow*, vol. 28(4), pp. 735–752, 2007.
- [11] A. L. N. Moreira, A. S. Moita, and M. R. Panao, "Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: How much of single droplet impact research is useful?," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 36, no. 5, pp. 554–580, 2010.
- [12] W. Hentschel, A. Grote, and O. Langer, "Measurment of wall film thickness in the intake manifold of a standard production S.I engine by a spectroscopic technique," *Training*, vol. 2014, pp. 04–10, 1997.
- [13] G. Almkvist, I. Denbratt, G. Josefsson, and I. Magnusson, "Measurment of Fuel Thickness in the Inlet Port of an S.I Engine by Laser Induced Fluoresence," *Training*, vol. 2009, pp. 01–16, 1995.
- [14] F. Schulz, W. Samenfink, J. Schmidt, and F. Beyrau, "Systematic LIF fuel wall film investigation," *Fuel*, vol. 172, pp. 284–292, 2016.
- [15] Y. Zhang, M. Jia, H. Liu, and M. Xie, "Development of an improved liquid film model for spray/wall interaction under engine-relevant conditions," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 79, pp. 74–87, 2016.
- [16] M. C. Drake, T. D. Fansler, A. S. Solomon, and G. A. Szekely, "Piston Fuel Films as a Source of Smoke and Hydrocarbon Emissions from a Wall-Controlled Spark-Ignited Direct-Injection Engine," *SAE Tech. Pap. 2003-01-0547*, 2003.
- [17] G. Desoutter, B. Cuenot, C. Habchi, and T. Poinsot, "Interaction of a premixed flame with a liquid fuel film on a wall," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 30, no. 1, pp. 259–265, 2005.
- [18] N. Borgetto, "Étude expérimentale du comportement et de l'évaporation d'un film liquide combustible en présence d'une flamme," PhD Thesis, INSA Lyon, 2011.
- [19] N. Iafrate, "Simulation aux grandes échelles diphasiques dans les moteurs downsizés à allumage commandé," PhD Thesis, INP Toulouse, 2014.
- [20] T. Johnen and M. Haug, "Spray formation observation and fuel film development

- measurements in the intake of a spark ignition engine," *Training*, vol. 2014, pp. 06–11, 1995.
- [21] M. Ciofalo, A. Caronia, M. Di Liberto, and S. Puleo, "The Nukiyama curve in water spray cooling: Its derivation from temperature-time histories and its dependence on the quantities that characterize drop impact," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 50, no. 25, pp. 4948–4966, 2007.
- [22] S. Y. Lee and S. . Ryu, "Recent progress of spray-wall interaction research," *J. Mech. Sci. Technol.*, pp. 1101–1117, 2006.
- [23] M. Rein, "Interaction between drops and hot surfaces," in *Drop-Surface Interactions*, Springer-Verlag, Ed. 2002.
- [24] P. J. O'Rourke and A. A. Amsden, "A Spray/Wall Interaction Submodel for the KIVA3 Wall Film Model," *SAE Tech. Pap. 2000-01-0271*, 2000.
- [25] S. V. Alekseenko, D. M. Markovitch, S. M. Kharlamov, and A. V. Cherdanstev, "Experimental study of the linear stability of a falling liquid in the presence a turbulent gas stream," *Fluid Dyn.*, vol. 39, pp. 612–620, 2004.
- [26] B. Uma and R. Usha, "Weakly nonlinear stability analysis of a falling film with countercurrent gas flow," *Nonlinear Dyn.*, vol. 52, pp. 115–128, 2007.
- [27] H. Roskamp, M. Willmann, and S. Wittig, "Heat up and evaporation of shear driven liquid wall films in hot turbulent air flow," *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 19, no. 2, pp. 167–172, 1998.
- [28] S. Witting, J. Himmelsbach, B. Noll, H. J. Feld, and W. Samenfink, "Motion and evaporation of shear driven liquid films in turbulent gases," *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 114, no. 2, pp. 395–400, 1992.
- [29] D. Kalantari and C. Tropea, "Spray impact onto flat and rigid walls : Empirical characterization," *Internatonal J. Multiph. Flow*, pp. 522–544, 2007.
- [30] A. Dreizler and B. Böhm, "Advanced laser diagnostics for an improved understanding of premixed flame-wall interactions," *Proc. Combust. Inst.*, Sep. 2014.
- [31] C. Angelberger, "Contribution à la modélisation flamme-paroi et des flux pariétaux dans les moteur à allumage commandé," PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1997.
- [32] R. Borghi and M. Champion, *Modélisation et théorie des flammes*, Editions T. 2000.
- [33] B. Boust, "Etude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme-paroi instationnaire," PhD Thesis, Universités de Poitiers, 2006.
- [34] K. T. Kim, D. H. Lee, and S. Kwon, "Effects of thermal and chemical surface-flame interaction on flame quenching," *Combust. Flame*, vol. 146, no. 1–2, pp. 19–28, 2006.
- [35] A. Gill, E. Gutheil, and J. Warnatz, "Numerical Investigation of the Combustion Process in a Direct-Injection Stratified Charge Engine," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 115, no. 4–6, pp. 317–333, 1996.
- [36] C. Jiménez, B. Cuenot, T. Poinso, and D. Haworth, "Numerical simulation and modeling for lean stratified propane-air flames," *Combust. Flame*, vol. 128, no. 1–2, pp. 1–21, 2002.
- [37] T. Kang and D. C. Kyritsis, "Phenomenolgy of Mathane Flame Propagation into Compostionally Starified, Gradually Richer Mixtures," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 32, pp. 3107–3114, 2009.
- [38] T. Kang and D. C. Kyritsis, "Methane Flame propagation in Compositionally Stratified Gases," *Combust. Sci. Technol.*, pp. 2191–2210, 2005.
- [39] A. Pires Da Cruz, A. Dean, and J. Grenda, "A Numerical Study of the laminar flame speed of stratified methane/air flames," *Pocceedings Combust. Institue*, vol. 28, no. 2, pp. 1925–1932, 2000.
- [40] C. Galizzi and D. Escudié, "Experimental analysis of an oblique turbulent flame front

- propagating in a stratified flow," *Combust. Flame*, vol. 157, no. 12, pp. 2277–2285, 2010.
- [41] J. Mitrovic, "Josef Stefan and his evaporation–diffusion tube—the Stefan diffusion problem," *Chem. Eng. Sci.*, vol. 75, pp. 279–281, Jun. 2012.
- [42] H. Machrafi, N. Sadoun, a. Rednikov, S. Dehaeck, P. C. Dauby, and P. Colinet, "Evaporation Rates and Bénard-Marangoni Supercriticality Levels for Liquid Layers Under an Inert Gas Flow," *Microgravity Sci. Technol.*, vol. 25, no. 4, pp. 251–265, Nov. 2013.
- [43] R. B. Bird, W. E. Stewart, and E. N. Lightfoot, *Transport phenomena*, 2nd Editio. New York Chichester Weinheim, 2002.
- [44] S. Y. Misyura, "Contact angle and droplet evaporation on the smooth and structured wall surface in a wide range of droplet diameter," *Applied Therm. Eng.*, vol. 113, pp. 472–480, 2017.
- [45] F. Chauvet, S. Dehaeck, and P. Colinet, "Threshold of Bénard-Marangoni instability in drying liquid films," vol. 99, 2012.
- [46] B. Haut and P. Colinet, "Surface-tension-driven instabilities of a pure liquid layer evaporating into an inert gas.," *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 285, no. 1, pp. 296–305, May 2005.
- [47] S. Forestier, "Étude de l'évaporation d'un liquide répandu au sol suite a la rupture d'un stockage industriel," PhD Thesis, École Nationale Supérieure de Mines de Saint-Étienne, 2012.
- [48] J. Bellettre, "Transferts de masse et de chaleur dans la couche limite pariétale et à l'intérieur d'une paroi poreuse plane soumise à de l'effusion ou de la transpiration," PhD Thesis, INSA Lyon, 1998.
- [49] H. Schlitching and K. Gersten, *Boundary-layer theory*, 8 th. New York, 2000.
- [50] M. V. S. Annaland, "Transport phenomena heat & mass transfer," 1st Edition, 1997.
- [51] Jean-François Daïan, "Équilibre et transferts en milieu poreux," 2013.
- [52] C. E. Morris, "Moisture Removal from a Two-Layer Porous Media : A conceptual Model and Experimental Results," *Transp. Porous Media*, pp. 23–42, 1999.
- [53] C. Schulz and V. Sick, "Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 31, no. 1, pp. 75–121, Jan. 2005.
- [54] C. Galizzi and D. Escudié, "Experimental analysis of an oblique laminar front propagating in a stratified flow," *Combust. Flame*, vol. 145, pp. 621–634, 2006.
- [55] K. Angele, "Experimental studies of turbulent boundary layer separation and control," Royal Institute of Technology of Stockholm, Sweden, 2003.
- [56] V. P. Zhukov and O. J. Haidn, "Analytical study of stationary temperature field in transpiration cooled porous wall," *Proc. Inst. Mech. Eng. Part G-Journal Aerosp. Eng.*, vol. 227, no. G5, pp. 873–881, 2013.
- [57] S. V Ekkad, "Transient Infrared Thermography Method for Simultaneous Film Cooling," pp. 1–7, 2004.
- [58] F. Chauvet, "Effet des films liquides en évaporation," PhD Thesis, INP Toulouse, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2009.
- [59] J. Monchau, "Mesure d'émissivité pour la thermographie infrarouge appliquée au diagnostic quantitatif des structures," Université Paris-Est, 2014.
- [60] T. Fujikawa, Y. Hattori, and K. Akihama, "Quantitative 2-D Fuel Distribution Measurements in an SI Engine Using Laser-Induced Fluorescence with Suitable Combination of Fluorescence Tracer and Excitation Wavelength," *SAE Tech. Pap.* 972944, 1997.
- [61] T. Fujikawa, Y. Hattori, M. Koike, K. Akihama, T. Kobayashi, and S. Matsushita, "Quantitative 2-D Fuel Distribution Measurements in a Direct-Injection Gasoline Engine Using Laser-Induced Fluorescence Technique," *JSME Int. J. Ser. B*, vol. 42, no.

- 4, pp. 760–767, 1999.
- [62] V. Modica, “Développement d’une mesure quantitative de concentration d’espèces dopées par fluorescence induite par laser : application aux conditions moteur.,” PhD Thesis, Université Paris-6, 2006.
- [63] M. Orain, F. Grisch, and B. Rossow, “Application de l’imagerie de fluorescence induite par laser à la mesure de richesse locale dans un spray multicomposants,” *Franco-ph. Tech. Laser*, pp. 16–19, 2008.
- [64] J.-F. Le Coz and T. Baritaud, “Application of Laser Induced Fluorescence for Measuring the Thickness of Evaporating Gasoline Liquid Films,” in *Developments in Laser Techniques and Applications to Fluid Mechanics: Proceedings of the 7th International Symposium Lisbon*, pp. 115–131., 1994.
- [65] F. Schulz, J. Schmidt, and F. Beyrau, “Development of a sensitive experimental set-up for LIF fuel wall film measurements in a pressure vessel,” *Exp. Fluids*, vol. 56, no. 5, p. 98, May 2015.
- [66] Horsley, “Azeotropic Data,” in *Advances in Chemistry*, American C., Washington DC, 1973.
- [67] N. P. Tait and D. A. Greenhalgh, “2D laser induced fluorescence imaging of parent fuel fraction in nonpremixed combustion,” *Symp. Combust.*, vol. 24, no. 1, pp. 1621–1628, 1992.
- [68] N. T. Clemens, “Flow Imaging,” in *Encyclopedia of Imaging Science and Technology*, J. P. Hornak, Ed. John Wiley & Sons, Ltd, , pp. 390–419, 2002.
- [69] W. M. Haynes, Ed., *CRC Handbook of Chimestry*. 2011.
- [70] J. H. Lienhard IV and J. H. Lienhard V, *A Heat Transfer textbook*. Cambridge, Massachussts Institute of Technology, 2017.
- [71] A. H. Mazen, “Contribution théorique et modélisation des phénomènes instantanés dans les opérations d’autovaporisation et de déshydratation,” PhD Thesis, Université de La Rochelle, 2007.
- [72] A. Bejan and A. D. Kraus, *Heat transefr hand book*. 2003.
- [73] A. A. Mojtabi and M. C. Charrier-Mojtabi, “Double- diffusive convection in porous media,” in *Handbook of Porous media*, Taylor and Francis, pp. 269–320, Ed. 2005.
- [74] E. G. Cáceres Salazar, “Modélistation du séchage d’un milieu poreux saturé déformable : prise en compte de la pression du liquide,” PhD Thesis, Ecole Nationale Supérieure d’Arts et Métiers, 2006.
- [75] S. Beyhaghi, K. M. Pillai, D. T. Qadah, and M. L. Dietz, “Evaporation and transport of non-dilute, multi-component liquid mixtures in porous wicks: Simulation and experimental validation,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, pp. 5216–5230, 2011.
- [76] J. Brakel and P. M. Heertjes, “Analis of diffusion in macroporous media in terms of a porosity, a tortuosity and a constrivity factor,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 17, 1974.
- [77] F. Gioia, F. Murena, and A. Santoro, “Transient evaporation of multicomponent liquid mixtures of organic volatiles through a covering porous layer,” *J.Hazard Mater.*, pp. 131–144, 1998.
- [78] A. Aubert, “Étude de la protection thermique par film d’eau d’une paroi soumise à un flux radiatif. Approches expérimentale et numérique .,” PhD Thesis, Université de Nantes, 2011.
- [79] A. Nasr and A. S. Al-Ghamdi, “Numerical study of evaporation of falling liquid film on one of two vertical plates covered with a thin porous layer by free convection,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 112, pp. 335–344, 2017.
- [80] A. Jodat and M. Moghiman, “An experimental assessment of the evaporation correlations for natural, forced and combined convection regimes,” *Proc. Inst. Mech. Eng. Part C J. Mech. Eng. Sci.*, vol. 226, no. 1, pp. 145–153, 2012.
- [81] M. M. Shah, “Methods for Calculation of Evaporation from Swimming Pools and

- Other Water Surfaces," *ASHRAE Trans.*, vol. 120, no. 2, pp. 1–15, 2014.
- [82] W. H. Carrier, "The temperature of evaporation," *ASHVE Trans.*, vol. 24, pp. 25–50, 1918.
- [83] W. McAdams, *Heat Transmission*, 2nd ed. New York, 1942.
- [84] W. M. Kays, M. E. Crawford, and B. Weigand, *Convective Heat Transfer*, McGraw-Hill, New York, 2004.
- [85] R. Tang and Y. Etzion, "Comparative studies on the water evaporation rate from a wetted surface and that from a free water surface," *Build. Environ.*, vol. 39, no. 1, pp. 77–86, 2004.
- [86] A. A. Hummel, K. Braun, and M. C. Fehrenbacher, "Evaporation of a liquid in a flowing airstream," *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.*, vol. 57, no. 6, pp. 519–525, 1996.
- [87] K. Braun and K. Caplan, "Evaporation rate of volatile liquids," Washington, 1989.
- [88] G. Chapman and T. Cowling, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, 2nd ed. London, Cambridge University, 1952.
- [89] J. Padet, *Principes des transferts convectif*. 2010.
- [90] Mackay and Matsugu, "Evaporation rate of liquid hydrocarbon spills of land and water," *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 51, pp. 434–439, 1973.
- [91] I. H. Tavman, "Effective thermal conductivity of granular porous materials," *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 23, no. 2, pp. 169–176, 1996.
- [92] P. W. Brighton, "Evaporation from a plane liquid surface into a turbulent boundary layer," *J. Fluids Mech.*, 1985.
- [93] T. Hanna, "Isothermal diffusion with variable density," no. 7, pp. 278–279, 1962.
- [94] K. Stephan, L. C. Zhong, and P. Stephan, "Influence of capillary pressure on the evaporation of thin liquid films," *Heat Mass Transf.*, vol. 30, no. 6, pp. 467–472, 1995.
- [95] A. Mailleur, "Evaporation de goutte sur substrat," PhD Thesis, Université Claude Bernard Lyon1, 2017.
- [96] A. L. Karchevsky, I. V. Marchuk, and O. A. Kabov, "Calculation of the heat flux near the liquid–gas–solid contact line," *Appl. Math. Model.*, vol. 40, no. 2, pp. 1029–1037, 2016.
- [97] R. D. Deegan, O. Bakajin, T. F. Dupont, G. Huber, S. R. Nagel, and T. A. Witten, "Capillary flow as the cause of ring stains from dried liquid drops," *Nature*, vol. 389, no. 6653, pp. 827–829, 1997.
- [98] R. D. Deegan, O. Bakajin, T. F. Dupont, G. Huber, S. R. Nagel, and T. A. Witten, "Contact line deposits in an evaporating drop," *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.*, vol. 62, no. 1 B, pp. 756–765, 2000.
- [99] S. M. Bower and J. R. Saylor, "A study of the Sherwood-Rayleigh relation for water undergoing natural convection-driven evaporation," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 13–14, pp. 3055–3063, 2009.
- [100] N. Kumar and J. H. Arakeri, "Natural Convection Driven Evaporation from a Water Surface," *Procedia IUTAM*, vol. 15, pp. 108–115, 2015.
- [101] H. Sun, G. Lauriat, and X. Nicolas, "Natural convection and wall condensation or evaporation in humid air-filled cavities subjected to wall temperature variations," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 50, no. 5, pp. 663–679, 2011.
- [102] P. L. Kelly-Zion, C. J. Pursell, R. S. Booth, and A. N. VanTilburg, "Evaporation rates of pure hydrocarbon liquids under the influences of natural convection and diffusion," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 13–14, pp. 3305–3313, Jun. 2009.
- [103] P. L. Kelly-Zion, C. J. Pursell, S. Vaidya, and J. Batra, "Evaporation of sessile drops under combined diffusion and natural convection," *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.*, vol. 381, no. 1–3, pp. 31–36, 2011.
- [104] P. L. Kelly-Zion, J. Batra, and C. J. Pursell, "Correlation for the convective and diffusive evaporation of a sessile drop," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 64, pp. 278–285,

- 2013.
- [105] P. L. Kelly-Zion, C. J. Pursell, N. Hasbamrer, B. Cardozo, K. Gaughan, and K. Nickels, "Vapor distribution above an evaporating sessile drop," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 65, pp. 165–172, 2013.
- [106] W. M. Yan, "Effects of film evaporation on laminar mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 35, no. 12, pp. 3419–3429, 1992.
- [107] H. Ben Ahmed, "Etude de la convection mixte d'origine thermosolutale sous l'influence de l'effet SORET dans un milieu poreux : analyse de stabilité linéaire et simulations 3D," PhD Thesis, Faculté des sciences de Tunis, 2008.
- [108] O. R. Otieno, A. W. Manyonge, and J. K. Bitok, "Similarity Transformation Analysis of Heat and Mass Transfer Effects on Steady Buoyancy Induced MHD Free Convection Flow Past an Inclined Surface," *J. Innov. Technol. Educ.*, vol. 4, no. 1, pp. 83–96, 2017.
- [109] C.-H. Chen, "Heat and mass transfer in MHD flow by natural convection from a permeable, inclined surface with variable wall temperature and concentration," *Acta Mech.*, vol. 172, no. 3, pp. 219–235, Nov. 2004.
- [110] E. M. A. Elbashbeshy, "Heat and mass transfer along a vertical plate with variable surface tension and concentration in the presence of the magnetic field," *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 35, no. 5, pp. 515–522, 1997.
- [111] S. W. Churchuill and H. Ozoe, "A Correlation for Laminar Free Convection From a Vertical Plate," pp. 9–10, 2016.
- [112] Q. Zhou and K. Q. Xia, "Physical and geometrical properties of thermal plumes in turbulent Rayleigh-Bénard convection," *New J. Phys.*, vol. 12, 2010.
- [113] P.-Y. Foucher and X. Briottet, "4 - Characterization of Industrial Plumes," in *Land Surface Remote Sensing*, pp. 97–146, 2016.
- [114] J. R. Gyakum and P. J. Roebber, "The 1998 Ice Storm—Analysis of a Planetary-Scale Event," *Mon. Weather Rev.*, vol. 129, no. January 1998, pp. 2983–2997, 2001.
- [115] E. M. Sparrow and S. V Patankar, "Development of Wall and free Plumes Above a Heated Vertical Plate," vol. 100, no. May 1978, pp. 184–190, 2016.
- [116] P. Ehrhard, "Laminar mixed convection in two-dimensional far wakes above heated/cooled bodies: model and experiments," *J. Fluid Mech.*, vol. 439, pp. 165–198, 2001.
- [117] P. S. Farrugia and A. Micallef, "Turbulent plumes evolving in a vertical flow under a mixed convection regime," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 55, no. 7–8, pp. 1931–1940, 2012.
- [118] L. Ion and J. M. Vergnaud, "Process of drying a polymeric paint by diffusion-evaporation and shrinkage. Determination of the concentration-dependent diffusivity," *Polym. Test.*, vol. 14, no. 5, pp. 479–487, 1995.
- [119] S. Mu, E. Wang, S. Shams Es-haghi, Y. Guo, and M. Cakmak, "Real-time tracking of physical changes and optical anisotropy during drying of aqueous chitosan solution: Modeling of drying," *Polym. (United Kingdom)*, vol. 108, pp. 206–214, 2017.
- [120] M. G. Hennessy, G. L. Ferretti, J. T. Cabral, and O. K. Matar, "A minimal model for solvent evaporation and absorption in thin films," *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 488, pp. 61–71, 2017.
- [121] B. Abramzon and S. Sazhin, "Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption," *Fuel*, vol. 85, pp. 32–46, 2006.
- [122] C. E. Shannon, "Communication in the presence of noise," *Proc. IEEE*, vol. 72, no. 12, pp. 1713–1713, 1984.
- [123] C. Tropea, "Laser Doppler anemometry: recent developments and future challenges," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 6, no. 6, p. 605, 1995.
- [124] C. Galizzi, "Étude expérimentale du développement d'une flamme oblique

- prémélangée dans un écoulement stratifié,” PhD Thesis, Université de Lyon, 2003.
- [125] B. Tayebi, C. Galizzi, J.-F. Leone, and D. Escudie, “Topology structure and flame surface density in flame-wall interaction,” *5th Eur. Therm. Conf.*, no. 1985, 2008.
- [126] P. G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré, *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin, 2002.
- [127] C. K. W. and H. J. C. M. Mehl, W. J. Pitz, “Kinetic Modeling of Gasoline Surrogate Components and Mixtures under Engine Conditions,” *Proc. Combust. Inst.*, pp. 193–200, 2011.
- [128] Air-Liquid, “Gas Encyclopedia.” [Online]. Available: <https://encyclopedia.airliquide.com/fr>.
- [129] J. T. Sipowska and S. A. Wiczorek, “Vapour pressures and excess Gibbs free energies of (cyclohexanol + n-heptane) between 303.147 and 373.278 K,” *J. Chem. Thermodyn.*, vol. 16, no. 7, pp. 693–699, 1984.
- [130] R. . Perry and D. W. Green, *Perry's Chemical Engineer's Handbook*. 1997.
- [131] L. Y. Carl, “Viscosity of gas - organic compounds,” in *Transport properties of chemicals and hydrocarbons*, 2009.
- [132] R. Giraudon, “Contribution à la fabrication et la compréhension du comportement thermique de structures capillaires optimales pour les boucles diphasiques à pompage thermo-capillaire,” PhD Thesis, INSA Lyon, 2018.
- [133] D. Deng, D. Liang, Y. Tang, J. Peng, X. Han, and M. Pan, “Evaluation of capillary performance of sintered porous wicks for loop heat pipe,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 50, pp. 1–9, 2013.
- [134] J. R. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*. 2001.
- [135] GUM, “Évaluation des données de mesure – Guide pour l’expression de l’incertitude de mesure,” *Joint Committee for Guides in Metrology*, vol. 2008. 2008.
- [136] M. C. Thurber, “Acetone laser-induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows,” no. March, p. 155, 1999.
- [137] B. H. Cheung, “Tracer-Based Planar Laser-Induced Fluorescence Diagnostics: Quantitative Photophysics and Time-Resolved Imaging,” no. February, p. 175, 2011.



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : MOURET

DATE de SOUTENANCE 23/03/18

Prénoms : Quentin, Claude, Magi

TITRE : Etude expérimentale des mécanismes d'évaporation d'un film liquide combustible et de la stratification induite

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2018LYSEI022

Ecole doctorale : MEGA

Spécialité : Thermique énergétique

RESUME :

Durant les régimes de fonctionnement transitoires à froid des technologies d'Injection Directe Essence, des films liquides peuvent se former sur les parois du cylindre moteur. L'interaction entre le gradient de fraction de vapeur, résultant de l'évaporation de ces films avec le front de flamme, est responsable de la majorité des émissions d'hydrocarbures imbrulés (HC). Dans ces travaux, une configuration expérimentale simplifiée a été développée de façon à générer un gradient de fraction de vapeur par évaporation, dans un contexte d'écoulement réactif confiné, mais préservé des complexités inhérentes aux configurations industrielles. L'étude porte sur les influences de la vitesse de l'écoulement et de la température de l'interface de changement de phase sur les intensités des transferts de masse et de chaleur ainsi que sur l'établissement de la stratification de vapeur. Dans un premier temps, les flux de vapeur et de chaleur provenant d'une paroi poreuse saturée en liquide volatil ont été mesurés et évalués. Dans un second temps, le gradient de fraction de vapeur à proximité de la paroi poreuse a été caractérisé par un diagnostic de Fluorescence Induite par Laser (FIL). L'approche globale a confirmé que le flux de chaleur consommé par le changement de phase représente une part importante du flux de chaleur total échangé. De plus, les résultats de mesures de FIL ont montré l'existence de différents types de distributions et comportements provenant du lien étroit entre la forte densité du mélange gazeux et la formation de la couche de vapeur.

MOTS-CLÉS : Evaporation, stratification, n-heptane, Fluorescence Induite par Laser

Laboratoire (s) de recherche : CETHIL

Directeur de thèse : Dany Escudié

Président de jury : XX

Composition du jury :

Rousselle, Christine
Schuller, Thierry
Bellettre, Jérôme
Jay, Stéphane

Professeure (Université d'Orléans PRISME)
Professeur (INP Toulouse IMFT)
Professeur (Polytech Nantes LTN)
Ingénieur de recherche HDR (IFP EN Paris)

Examinateur
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur

Escudié, Dany
Galizzi, Cédric

Directrice de recherche (CNRS CETHIL Lyon)
Maître de conférences (INSA Lyon CETHIL)

Dir. de thèse
Co-dir. de thèse