HAL
open science

Impact de jet d'huile sur paroi tournante : application au refroidissement des machines électriques

Clément Renon

To cite this version:

Clément Renon. Impact de jet d'huile sur paroi tournante : application au refroidissement des machines électriques. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2022. Français. NNT : 2022ESMA0016 . tel-03849392

HAL Id: tel-03849392

https://theses.hal.science/tel-03849392v1

Submitted on 11 Nov 2022

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016 modifié par l'arrêté du 26 août 2022)

École Doctorale :
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique
Secteur de Recherche : Énergétique, thermique et combustion

Présentée par

Clément RENON

Impact de jet d'huile sur paroi tournante, application au refroidissement des machines électriques

Directeur de thèse : **Matthieu FÉNOT**
Co-encadrant de thèse : **Manuel GIRAULT**

Soutenue le 29 septembre 2022
devant la Commission d'Examen

JURY

Abderrahmane BAÏRI	Professeur, Université Paris Nanterre, Avray	Rapporteur
Michel GRADECK	Professeur, Université de Lorraine, Nancy	Rapporteur
Souad HARMAND	Professeur, Université Polytechnique Hauts-de-France, Valenciennes	
Philippe DESEVAUX	Professeur, Université de Franche-Comté, Belfort	
Matthieu FÉNOT	Maître de conférences, ENSMA, Poitiers	
Manuel GIRAULT	Chargé de recherche, CNRS, Poitiers	
Stéphane GUILAIN	Ingénieur, Renault, Guyancourt	

Remerciements

Les travaux présentés dans ce document sont le fruit d'une collaboration entre l'Institut Pprime et le groupe Renault.

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury : Abderrahmane BAÏRI et Michel GRADECK, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, Souad HARMAND pour avoir présidé le jury, ainsi que Philippe DESEVAUX.

Je remercie également Stéphane GUILAIN, pour son implication tout au long de la thèse, ainsi que toute l'équipe Renault qui m'a accompagnée au long de ces travaux, notamment Bassel, Édouard, Jacques, Bruno, Frédéric et Bastien.

Je souhaite évidemment remercier mes encadrants à l'ENSMA, qui ont su m'accompagner et me guider tout au long de ces années de thèse. Merci à Manuel GIRAULT, pour ta sympathie et ton aide précieuse sur le développement des méthodes inverses et pour tes relectures minutieuses du manuscrit. Merci à Matthieu FÉNOT, pour ton grand soutien, notamment lors du développement des bancs expérimentaux, de l'analyse des résultats et de la rédaction du manuscrit, et ce malgré un emploi du temps extrêmement chargé de ton côté !

Je tiens également à remercier toute l'équipe technique avec qui j'ai eu l'occasion de travailler lors de la conception des bancs expérimentaux, leur fabrication, leur mise en place et leur exploitation (Nicolas, Cyril, Yann, Jean-Christophe, Hervé, Bastien, Christophe, Catherine et Alain). Merci également à Julien MORGEAU pour son aide.

Un grand merci également à tous mes amis doctorants et stagiaires de l'ENSMA, pour leur soutien infaillible et les bons moments passés ensembles (qui faisaient oublier les problèmes !). Bon courage à ceux d'entre vous qui vont faire, ou font une thèse (vous en aurez besoin !), et félicitations à ceux qui l'ont achevée ! La liste est longue, mais j'aimerai tout particulièrement remercier Yassine, mon compagnon de bureau tout au long de cette aventure, ainsi que Nam pour sa grande aide, même en dehors du labo !

Merci également à ma famille et mes amis, pour leur gentillesse et leur soutien inconditionnel. Merci tout particulièrement à Bob !

Et enfin, je souhaiterais adresser un remerciement tout particulier à Marianne (et Isis !), qui ont été à mes cotés durant tous ces mois, et ont su m'apporter ce petit quelque chose dans les moments difficiles. Merci du fond du cœur !

Table des matières

Nomenclature **3**

Introduction **5**
1 La voiture électrique 5
2 Contexte industriel de la thèse 6
3 Objectifs de la thèse 7
4 Organisation du manuscrit 8

I Synthèse bibliographique **9**

I.1 Introduction **13**

I.2 Dynamique et transferts de jets en impact **15**
I.2.1 Généralités sur la dynamique des jets 15
I.2.1.1 Dynamique d'un jet impactant submergé 16
I.2.1.2 Dynamique d'un jet impactant non-submergé 17
I.2.2 Refroidissement par impact de jet liquide sur paroi fixe 22
I.2.2.1 Définitions et généralités 22
I.2.2.2 Corrélations empiriques 25
I.2.3 Refroidissement par impact de jet sur un disque en rotation 32
I.2.3.1 Jets submergés 32
I.2.3.2 Jets immergés 35

I.3 Intéractions entre un jet liquide et un écoulement d'air cisaillant **41**
I.3.1 Régimes d'atomisation du jet 42
I.3.2 Déviation du jet 43

II Étude du refroidissement d'une plaque plane par impact de jet d'huile **47**

II.1 Description du dispositif expérimental **51**
II.1.1 Mise en circulation de l'huile 51
II.1.2 Contrôle et mesure de la température de l'huile 53
II.1.3 Système d'injection 54
II.1.4 Description de l'enceinte 55
II.1.5 Paroi d'impact 56
II.1.6 Configuration avec un jet d'air cisaillant 57
II.1.7 Mesures par thermographie infrarouge 58
II.1.8 Visualisations 59

II.2 Présentation de la méthode **61**

II.2.1 Modélisation du problème 61
II.2.2 Détermination des conditions aux limites 63
II.2.2.1 Détermination du flux de chauffe en face avant 63
II.2.2.2 Détermination des échanges en face arrière 63
II.2.3 Détermination des données en face avant par un bilan de flux 64
II.2.4 Détermination de la température de référence 65
II.2.5 Conclusions sur la méthode de mesure et d'exploitation des données sur le banc 1 65
II.2.6 Incertitudes 67

II.3 Présentation des résultats 69
II.3.1 Introduction 69
II.3.2 Résultats et discussions préliminaires 70
II.3.2.1 Discussions sur la température adiabatique de paroi 70
II.3.2.2 Effet du flux de chauffe imposé 72
II.3.2.2.1 Mise en évidence de l'impact du flux de chauffe et discussions 73
II.3.2.2.2 Prise en compte de l'effet du flux de chauffe pour l'exploitation du banc 74
II.3.3 Résultats : étude thermique d'un jet d'huile impactant une plaque fixe 77
II.3.3.1 Répartition des échanges convectifs et influence du nombre de Prandtl et de Reynolds d'injection 77
II.3.3.2 Étude du changement du diamètre d'injection 79
II.3.3.3 Étude de la distance entre l'injecteur et la paroi d'impact 80
II.3.3.4 Étude du ressaut hydraulique 81
II.3.3.5 Proposition de corrélations empiriques 83
II.3.3.5.1 Nombre de Nusselt au point de stagnation 83
II.3.3.5.2 Répartition radiale du nombre de Nusselt 85
II.3.3.5.3 Nombre de Nusselt moyen 85
II.3.4 Conclusion et discussions 86
II.3.5 Étude complémentaire : étude d'un jet d'huile soumis à un écoulement d'air cisaillant 88
II.3.5.1 Observation de l'atomisation et de la déviation du jet 88
II.3.5.2 Étude thermique 90

III Étude du refroidissement d'un disque en rotation par impact de jet d'huile 93

III.1 Description du dispositif expérimental 99
III.1.1 Système d'alimentation et d'injection d'huile 101
III.1.2 Description de l'enceinte 102
III.1.3 Partie tournante (rotor) 103
III.1.4 Système de mise en rotation du rotor 105
III.1.5 Mesures par thermographie infrarouge 106
III.1.6 Visualisations par caméra rapide 107

III.2 Présentation de la méthode 109
III.2.1 Introduction aux problèmes inverses 109
III.2.2 Présentation de la méthode inverse : principe général 111
III.2.2.1 Modélisation du problème sous forme de représentation d'état 111
III.2.2.2 Résolution du problème 114
III.2.2.2.1 Résolution d'un problème direct 114
III.2.2.2.2 Résolution d'un problème inverse : méthode des moindres carrés ordinaires 114
III.2.2.3 Mise en évidence de l'instabilité de la solution 116

III.2.2.4 Présentation des méthodes de régularisation 118
III.2.3 Application de la méthode inverse à notre cas d'étude 120
III.2.3.1 Présentation du problème et des hypothèses 120
III.2.3.2 Détermination expérimentale des conditions aux limites 122
III.2.3.2.1 Détermination du flux de chauffe en face avant 122
III.2.3.2.2 Détermination des échanges convectifs en face arrière 122
III.2.3.2.3 Linéarisation du flux radiatif en face arrière 125
III.2.3.3 Modélisation du problème inverse et méthode de détermination du coefficient d'échange convectif imposé par l'huile 125
III.2.3.4 Résultats préliminaires : résolution à partir de données numériques - choix de la méthode de régularisation 128
III.2.3.4.1 Régularisation de Tikhonov d'ordre 0 130
III.2.3.4.2 Décomposition en valeurs singulières (SVD) 132
III.2.3.4.3 Réduction du nombre d'inconnues : approximation sur une base de fonctions 133
III.2.3.4.4 Conclusion sur les méthodes de régularisation 137
III.2.3.5 Résolution à partir de données expérimentales 137
III.2.4 Confrontation avec une méthode de résolution simplifiée et conclusion 139
III.2.5 Incertitudes 141

III.3 Présentation des résultats **143**
III.3.1 Introduction 143
III.3.2 Description d'un jet d'huile impactant un disque en rotation 144
III.3.2.1 Description du jet avant son impact 145
III.3.2.2 Description des interactions au niveau du point d'impact 146
III.3.2.3 Description de l'étalement de l'huile sur le disque 150
III.3.3 Étude thermique : discussions préliminaires 152
III.3.3.1 Axisymétrie du problème 152
III.3.3.2 Discussions sur la température adiabatique de paroi 153
III.3.3.3 Discussions sur l'effet du flux de chauffe imposé 154
III.3.4 Étude thermique d'un jet d'huile impactant un disque en rotation 155
III.3.4.1 Répartition des échanges thermiques imposés sur le disque par l'huile 155
III.3.4.2 Étude des échanges convectifs moyens à la surface du disque : influence de Re_ω, $\mathcal{M}_\omega$, Re_j et We 158
III.3.4.3 Influence du nombre de Prandtl d'injection 162
III.3.4.4 Influence du diamètre de l'injecteur 163
III.3.4.5 Proposition de corrélations empiriques 164
III.3.5 Conclusion et discussions 166

Conclusion générale et perspectives **169**
1 Conclusion 169
2 Perspectives 170

Annexe A : Calcul des incertitudes **173**

Annexe B : Liste des cas étudiés sur le banc 1 (paroi fixe) **175**

Annexe C : Liste des cas étudiés sur le banc 2 (paroi en rotation) **177**

Références **179**

Nomenclature

Acronymes

ATF	Automatic Transmission Fluid
CFD	Computational Fluid Dynamics
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes

Symboles latins

$\bar{r_f}$	Coefficient de récupération moyen	[-]
$\hat{U}$	Vecteur d'entrée estimé (représentation d'état)	[-]
$\mathcal{M}_\omega$	Rapport de la vitesse du disque et du jet au point d'impact ($= \omega R/U_j$)	
$\mathcal{M}_\omega^{opti}$	Rapport de vitesses optimal	[-]
A	Matrice d'état (représentation d'état)	[-]
B	Matrice d'entrée (représentation d'état)	[-]
C	Matrice d'observation (représentation d'état)	[-]
Cp	Capacité thermique massique de l'huile	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
D	Diamètre du disque	$[m]$
d	Diamètre intérieur de l'injecteur	$[m]$
d_{ref}	Diamètre de référence	$[m]$
e	Épaisseur de la plaque d'impact	$[m]$
e_{cu}	Épaisseur du circuit de cuivre	$[m]$
Fr	Nombre de Froude ($= U_j/\sqrt{gd}$)	[-]
g	Accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
h	Coefficient d'échange convectif	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
h_{max}	Coefficient d'échange convectif maximal	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
I	Intensité du courant électrique à travers le circuit de cuivre	$[A]$
L	Distance caractéristique	$[m]$
l	Longueur de la partie finale de l'injecteur	$[m]$
$l_{gravure}$	Largeur d'une gravure du circuit de cuivre	$[m]$
l_{piste}	Largeur de la piste du circuit de cuivre	$[m]$
m	Degré du polynôme	[-]
N	Taille d'une matrice ou d'un vecteur	[-]
$n_{inconnues}$	Nombre d'inconnues	[-]
$n_{mesures}$	Nombre de points de mesure	[-]
N_{ref}	Vitesse de rotation de référence	$[tr.min^{-1}]$
N_{rot}	Vitesse de rotation du rotor	$[tr.min^{-1}]$
Nu	Nombre de Nusselt ($= hd/\lambda$)	[-]
$Nu_{\varphi=0}$	Nombre de Nusselt sans chauffer la plaque	[-]
Nu_{moy}	Nombre de Nusselt moyen	[-]
Nu_{stg}	Nombre de Nusselt au point de stagnation	[-]
P	Vecteur des inconnues (représentation d'état)	[-]

Pr	Nombre de Prandtl ($= \mu Cp/\lambda$)	[-]
Q	Débit volumique	$[m^3.s^{-1}]$
q	Rapport de quantité de mouvement ($= We_l/We_g$)	[-]
R	Position de l'injecteur (disque rotatif)	$[m]$
r	Distance depuis le centre de la plaque	$[m]$
r^*	Distance radiale depuis le point d'impact (disque rotatif)	$[m]$
r_e	Résistivité électrique du cuivre	$[\Omega.m]$
R_d	Rayon du disque	$[m]$
r_f	Coefficient de récupération	[-]
r_{hyd}	Rayon du ressaut hydraulique	$[m]$
Re_j	Nombre de Reynolds à l'injection ($= U_j d/\nu$)	[-]
Re_ω	Nombre de Reynolds de rotation ($= \omega L^2/\nu$)	[-]
Ro	Nombre de Rossby ($= U_{rad}/\omega r$)	[-]
S	Matrice des sensibilités (représentation d'état)	[-]
T	Température	$[K]$
T_{adiab}	Température adiabatique de paroi	$[K]$
T_{jet}	Température du jet	$[K]$
T_p	Température de paroi	$[K]$
T_{ref}	Température de référence	$[K]$
Tp_{ar}	Température sur la face arrière (face non impactée)	$[K]$
Tp_{av}	Température sur la face avant (face impactée)	$[K]$
U	Vecteur d'entrée (représentation d'état)	[-]
U_j	Vitesse moyenne du jet en sortie d'injecteur	$[m.s^{-1}]$
U_{rad}	Vitesse radiale du film liquide	$[m.s^{-1}]$
v	Vitesse	$[m.s^{-1}]$
We	Nombre de Weber du jet ($= v^2 d/\sigma$)	[-]
Y	Vecteur de sortie (représentation d'état)	[-]
Y^m	Vecteur de mesures (représentation d'état)	[-]
Z	Distance entre l'injecteur et la plaque	

Symboles grecs

$\bar{\varphi}_{elec}$	Densité de flux de chauffe moyenne imposée par effet Joule	$[W.m^{-2}]$
ΔT	Différence de température	$[K]$
δ_f	Épaisseur du film	$[m]$
λ	Conductivité thermique de l'huile	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
λ_{cu}	Conductivité thermique du cuivre	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
λ_{PTFE}	Conductivité thermique du PTFE	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique de l'huile	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
μ_{ap}	Viscosité dynamique évaluée à la température adiabatique de paroi	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
μ_p	Viscosité dynamique évaluée à la température de paroi	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
ν	Viscosité cinématique de l'huile	$[m^2/s]$
ω	Vitesse angulaire	$[rad.s^{-1}]$
ρ	Masse volumique de l'huile	$[kg^{-3}]$
σ	Tension superficielle de l'huile	$[N.m^{-1}]$
σ_b	Écart type d'un bruit gaussien	$[K]$
σ_y	Écart quadratique entre la température mesurée et estimée	$[K]$
ε	Émissivité de la peinture	[-]
φ	Densité de flux de chaleur	$[W.m^{-2}]$
φ_{elec}	Densité de flux de chauffe imposée par effet Joule	$[W.m^{-2}]$
φ_{pertes}	Densité de flux évacuée derrière la plaque vers l'ambiante	

Indices et exposants

$adiab$	Relatif à la paroi adiabatique
amb	Relatif au milieu ambiant extérieur
ar	Relatif à la face arrière de la plaque (face non impactée)
av	Relatif à la face avant de la plaque (face impactée)
$cond$	Relatif aux transferts conductifs de la chaleur
$conv$	Relatif aux transferts convectifs de la chaleur
cu	Relatif au circuit de cuivre
g	Relatif à un gaz
j	Relatif au jet
l	Relatif à un liquide
$limite$	Relatif à une condition aux limites
moy	Relatif aux échanges moyens
p	Relatif à la paroi
rad	Relatif aux transferts radiatifs de la chaleur
ref	Relatif à une grandeur de référence
stg	Relatif au point de stagnation du jet

Introduction

1 La voiture électrique

La voiture électrique, dont les premiers prototypes furent réalisés dès les années 1830, connut un premier essor de la fin du XIXe siècle jusqu'aux années 1920, concurrençant à l'époque les motorisations thermiques et à vapeur (voir figure 1). Néanmoins, l'automobile à essence finit par supplanter la voiture électrique, en profitant des progrès importants réalisés sur le moteur à explosion ainsi que d'une essence bon marché. La Ford T, produite industriellement dès 1908, initia petit à petit la démocratisation du véhicule thermique personnel, et marqua le déclin de la voiture électrique.
Les problèmes de pollution soulevés depuis la fin des années 1960, ainsi que le choc pétrolier de 1973, relancèrent l'intérêt pour les automobiles électriques et de nombreux prototypes furent présentés aux cours des décennies suivantes (voir figure 2 [1]). Il faudra alors attendre le début des années 2010 pour que la voiture électrique commence à s'installer véritablement au sein des gammes des constructeurs automobiles et rejoigne notre quotidien (Renault Group, 2020; Wikipedia, 2022).

FIGURE 1 – « La Jamais contente », première automobile à franchir le cap symbolique des 100 km/h, était une voiture électrique (1889).

FIGURE 2 – La Renault 5 électrique (1972-1974), préfigurant les futures citadines électriques développées par le groupe Renault.

Le véhicule « tout électrique » constitue en effet l'une des pistes les plus prometteuses pour diminuer l'empreinte environnementale des transports du quotidien, dans le cadre de la lutte contre la pollution de l'air (particulièrement en milieu urbain) et de la réduction des émissions de gaz à effet de serre.

Les nombreuses innovations ainsi que les encouragements des politiques publiques ont impliqué un fort développement du secteur ces dernières années : en 2021, la part de marché des voitures

1. Crédit : Matti Blume, CC BY-SA 4.0, https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=73322391

100% électriques a atteint 11,2% en Europe (Les Echos, 2022), contre 1,5% en 2017 (Piazza, 2018), dépassant celui des voitures Diesel (Courrier international, 2022). Avec les hybrides rechargeables, cette part atteint 20,9%.
La disparition de la motorisation thermique au profit de l'électrique est donc amorcée, en cohérence avec le plan « Fit for 55 » de la Commission Européenne, fixant comme objectif aux États membres la fin de vente des véhicules thermiques en 2035 (Conseil Européen, 2022).

2 Contexte industriel de la thèse

Pour de tels véhicules, la puissance reste aujourd'hui limitée, notamment par la température maximale du moteur électrique. Ce facteur est d'autant plus critique que l'environnement confiné d'un véhicule limite le refroidissement et particulièrement le refroidissement du rotor (partie tournante du moteur). Une bonne gestion thermique du moteur permet d'obtenir une meilleure compacité (augmentation de la densité de puissance), impliquant de meilleurs rendements et baissant les coûts de production.

Plusieurs problématiques thermiques sont effectivement identifiables en ce qui concerne les moteurs électriques. Certaines valeurs de température ne doivent pas être dépassées localement sous peine d'altérer le bon état du moteur. Généralement, des températures au-delà de 180 °C au niveau du bobinage font perdre les propriétés isolantes des matériaux qui s'y trouvent (résines, émaux, ...) et des températures supérieures à 140 °C au niveau des aimants (dans le cas où la technologie de moteur utilisée en comporte) provoquent leur démagnétisation (Davin, 2014). De plus, une bonne gestion de la température dans le moteur permet de limiter les pertes par effet Joule (la résistivité des matériaux étant fonction de la température), ainsi que les effets de la dilatation thermique au sein du moteur, permettant d'obtenir de meilleurs rendements ainsi que de prolonger la durée de vie du moteur.
Les sources de chaleur sont multiples. En plus des pertes Joule précédemment citées, des pertes fer (courants de Foucault, ...) sont présentes dans le circuit à cause de la présence de champs magnétiques variables dans le temps. À cela se rajoutent également des pertes par frottements (roulements, pertes aérauliques), ainsi que des sources extérieures de chaleur, notamment par le réducteur, voire un éventuel moteur thermique dans le cas d'un véhicule hybride.
Pour pallier ces problèmes, trois grandes stratégies de refroidissement sont envisageables (Davin, 2014) :

- **favoriser la conduction vers le carter :** plusieurs méthodes peuvent permettre d'améliorer les transferts conductifs, notamment l'ajout de résine entre les fils de cuivre des bobines, présentant une bien meilleure conductivité thermique que l'air (Milauvre, 2004), ou encore par une meilleure gestion des résistances de contact (Thieblin, 1997). Dans le cas du rotor, une grande partie de la chaleur peut ainsi être évacuée par son arbre de rotation. Le flux est ensuite dissipé à l'extérieur du moteur, par exemple à l'aide d'un système d'ailettes, d'un canal de liquide de refroidissement (Mantere, 2009), etc ;
- **améliorer les échanges convectifs au sein du moteur :** une part non négligeable du flux de chaleur issu du rotor peut être extraite grâce aux échanges convectifs provoqués par l'air circulant au sein du moteur (Staton *et al.*, 2005). Ces échanges peuvent être optimisés en permettant un meilleur brassage de l'air, voire même en imposant un écoulement d'air dans l'enceinte du moteur, notamment au niveau de l'entrefer (Meynet, 2016), ou encore en prévoyant des canaux (Fasquelle, 2007) ou des formes de bobines favorisant le passage de l'air (Umeda *et al.*, 1999) ;
- **utiliser un fluide de refroidissement directement sur les points chauds :** ces techniques permettent de refroidir des zones sensibles, comme des têtes de bobines, qui présentent un échauffement important. Pour cela, il est possible d'injecter directement un fluide (souvent de l'huile, également utilisée pour la lubrification du moteur) sur les zones critiques (Assaad *et al.*, 2018; Chen *et al.*, 2003; Davin, 2014; Feng *et al.*, 2021;

Miyamoto *et al.*, 2017; Swales *et al.*, 2011). Certains brevets prévoient également des canaux dans certaines zones du stator ou du rotor afin d'y faire circuler un fluide qui sera directement au contact des zones à refroidir (Fakult *et al.*, 2002).

Parmi les méthodes présentées ci-dessus, le refroidissement direct par un fluide diélectrique parait prometteur, car cela permet de refroidir efficacement les zones les plus critiques du moteur. Cependant, le développement de ces technologies en est encore à ses débuts, et peu d'études se sont intéressées notamment au refroidissement de la partie mobile du moteur, le rotor.

3 Objectifs de la thèse

Renault souhaite ainsi doter ses futurs véhicules d'un système de refroidissement innovant basé sur l'impact de jets de fluide diélectrique directement sur les parties les plus critiques du moteur [2]. Or, un tel système n'a jamais fait l'objet d'étude expérimentale fine permettant de caractériser un tel écoulement ainsi que les transferts de chaleur résultants. Il s'agit donc du but de cette thèse en collaboration avec l'institut P'. Une bonne compréhension des phénomènes physiques en jeu est en effet requise pour pouvoir ensuite améliorer les simulations numériques qui permettent de guider la conception du système de refroidissement du moteur.

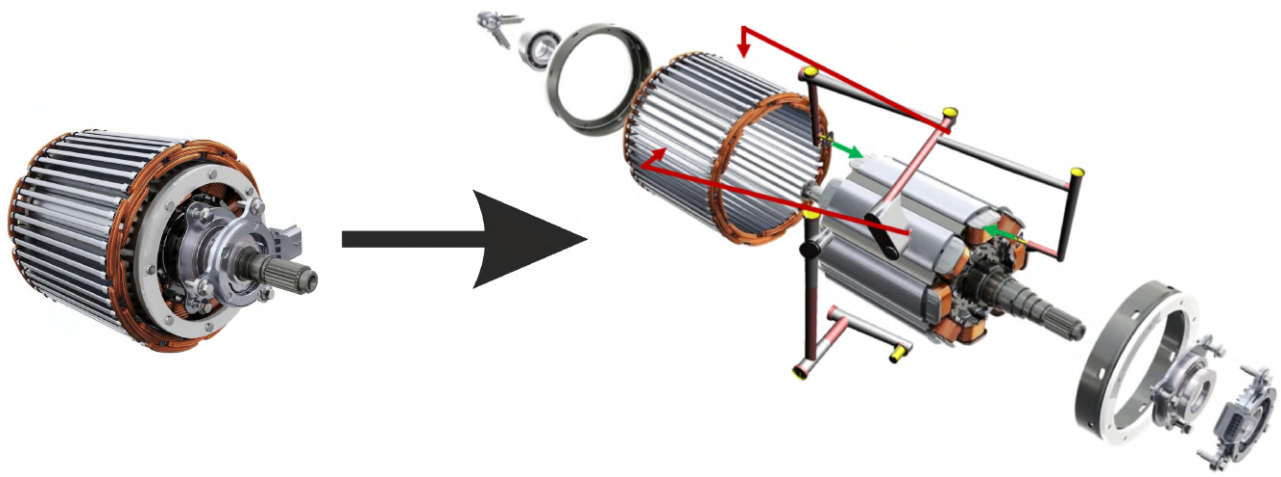

FIGURE 3 – Schéma d'un moteur électrique refroidi par impacts de jets d'huile (Renault Mégane E-tech Electric), avec en rouge le refroidissement du stator et en vert le refroidissement du rotor (têtes de bobines).

La figure 3 illustre la mise en place d'un tel dispositif de refroidissement. On peut distinguer deux types de zones refroidies par les jets d'huile : le refroidissement du cœur du stator (paroi fixe) et des têtes de bobines au niveau du rotor (paroi en rotation). Peu d'études ont été réalisées sur de telles configurations et notamment en utilisant des liquides visqueux comme l'huile (haut nombre de Prandtl). Ainsi, **il fut décidé de concevoir et exploiter deux bancs d'essais distincts étudiant le refroidissement par impact de jet d'huile, respectivement sur une paroi fixe horizontale (représentant le stator) et sur un disque vertical en rotation (représentant la face latérale du rotor)** [3].
Une méthode de mesure thermique par thermographie infrarouge a été mise au point afin de

2. La Mégane E-tech Electric, commercialisée depuis février 2022, est équipée de ce type de technologie.
3. On remarquera que l'injection de l'huile se fait de façon décentrée par rapport à l'axe de rotation du rotor (du fait de la présence de l'arbre).

déterminer la distribution des échanges convectifs dans chacune des configurations. Une méthode d'exploitation 1D a été mise au point et validée par une méthode inverse. Ces mesures ont été complétées par des visualisations par caméra rapide afin de caractériser la nature de l'écoulement et permettre de mieux appréhender les mécanismes des transferts thermiques.
Les travaux menés sur ces deux bancs expérimentaux doivent ensuite servir de base de comparaison avec des configurations numériques.

4 Organisation du manuscrit

Suite à cette introduction, ce manuscrit s'organisera en trois parties :

- **une synthèse bibliographique**, qui propose une revue de la littérature scientifique portant sur le refroidissement par impact de jet, et plus particulièrement l'impact de jets liquides sur des parois fixes ainsi que sur des disques en rotation. Enfin, des études portant sur les interactions entre un jet liquide et un écoulement d'air cisaillant, situation susceptible de se dérouler au sein d'un moteur [4], sont également présentées ;
- **l'étude du refroidissement d'une plaque plane par impact de jet**, qui correspond à l'exploitation du premier banc d'essais étudiant le refroidissement au niveau du stator. Le dispositif expérimental, la méthode de mesure et l'analyse des différents résultats y seront présentés ;
- **l'étude du refroidissement d'un disque en rotation par impact de jet**, qui correspond à l'exploitation du second banc d'essais étudiant le refroidissement au niveau du rotor. De même, le dispositif expérimental, la méthode de mesure et l'analyse des différents résultats y seront présentés.

Nous finirons par une conclusion générale sur les résultats et aborderons les perspectives du projet.

4. La rotation du rotor à haute vitesse peut en effet provoquer un brassage important de l'air dans la cavité située entre la partie tournante et le flasque du moteur, et ainsi perturber le jet.

Partie I

Synthèse bibliographique

L'objectif de cette partie est de présenter une revue de la littérature scientifique portant sur le refroidissement par impact de jet.
Après avoir introduit les configurations retenues pour cette étude, nous présenterons les généralités sur la dynamique des jets en impact. Puis, nous nous intéresserons plus en détail aux jets liquides, en distinguant deux situations :

- l'impact d'un jet liquide sur une paroi fixe, correspondant au refroidissement d'un stator,
- l'impact d'un jet liquide sur une paroi en rotation, correspondant au refroidissement d'un rotor.

Enfin, nous présenterons également quelques études portant sur la déviation d'un jet liquide soumis à un écoulement d'air cisaillant, situation susceptible de se produire au sein d'un moteur électrique.

I.1 Introduction **13**

I.2 Dynamique et transferts de jets en impact **15**
I.2.1 Généralités sur la dynamique des jets 15
I.2.1.1 Dynamique d'un jet impactant submergé 16
I.2.1.2 Dynamique d'un jet impactant non-submergé 17
I.2.2 Refroidissement par impact de jet liquide sur paroi fixe 22
I.2.2.1 Définitions et généralités 22
I.2.2.2 Corrélations empiriques 25
I.2.3 Refroidissement par impact de jet sur un disque en rotation 32
I.2.3.1 Jets submergés 32
I.2.3.2 Jets immergés 35

I.3 Intéractions entre un jet liquide et un écoulement d'air cisaillant **41**
I.3.1 Régimes d'atomisation du jet 42
I.3.2 Déviation du jet 43

I.1 | Introduction

L'objectif de cette thèse est d'étudier le refroidissement par impact de jet d'huile d'un moteur électrique, tant au niveau des parties fixes (stator) que mobiles (rotor).

La géométrie de surface des composants de tels moteurs peut s'avérer complexe, avec notamment l'éventuelle présence de plusieurs encoches sur le rotor, de bobinages apparents, de parois courbes, etc. Afin de ne pas ajouter trop de complexité, une simplification des surfaces étudiées a ainsi été nécessaire : les parois impactées par le jet seront planes et lisses. Nous allons ainsi nous intéresser à ces deux configurations :

- un jet impactant perpendiculairement une paroi horizontale plane et fixe. Cette configuration est assimilée au refroidissement du cœur du stator ;
- un jet impactant perpendiculairement une paroi verticale plane en rotation. L'injection est décentrée par rapport à l'axe de rotation du disque [1]. Cette configuration est assimilée au refroidissement des têtes de bobines sur la face latérale du rotor.

Afin de rendre compte des différents modes de fonctionnement du moteur (démarrage à froid, utilisation prolongée, etc), les conditions d'injection de l'huile sont également à étudier, notamment son débit et sa température.
Ces conditions seront caractérisées par différents nombres adimensionnés, que nous introduirons au cours de cette partie, et dont les principaux sont indiqués dans le tableau I.1.1.

Paramètres	Banc 1 : paroi fixe	Banc 2 : paroi rotative
Nombre de Prandtl d'injection Pr	148 - 925	140 - 925
Nombre de Reynolds d'injection Re_j	170 - 2225	170 - 2050
Nombre de Reynolds de rotation Re_ω	X	2660 - 826 000
Diamètre de l'injecteur d	1 - 4 mm	1 - 3 mm

Tableau I.1.1 – Plages de variation des principaux paramètres étudiés sur les deux bancs d'essais (en faisant varier le débit et la température d'injection de l'huile, le diamètre de l'injecteur, ainsi que, le cas échéant, la vitesse de rotation du rotor).

Nous présenterons ainsi au cours de cette synthèse bibliographique différents travaux portant sur le refroidissement par impact de jet, s'inscrivant dans les configurations précédemment décrites.

De plus, un phénomène supplémentaire reste à considérer. Du fait de la géométrie du rotor, sa rotation à haute vitesse peut provoquer un brassage important de l'air dans la cavité située entre la partie tournante et le flasque du moteur, et ainsi perturber le jet avant son impact. Nous présenterons ainsi pour clore cette étude bibliographique des études relatives à la déviation d'un jet liquide soumis à un écoulement d'air cisaillant.

1. car dans le cas d'un moteur électrique, l'arbre du rotor occupe cette place

I.2 | Dynamique et transferts de jets en impact

Le refroidissement par impact de jet est un phénomène étudié depuis de nombreuses années du fait de ses nombreuses applications industrielles : refroidissement de pâles de turbines, de composants électriques ou utilisation dans des procédés de métallurgie par exemple. Ces études ont pour beaucoup d'entre elles porté sur le refroidissement par jet d'air. Cependant, avec l'apparition de nouvelles problématiques liées à des densités de puissance toujours plus élevées, notamment en ce qui concerne les motorisations électriques, de plus en plus d'études s'intéressent aux jets liquides, plus denses et par conséquent capables d'évacuer d'importants flux de chaleur. Les phénomènes mis en jeu sont complexes car de nombreux paramètres affectent l'efficacité du refroidissement. Nous présenterons dans cette section un état de l'art des dernières avancées dans ce domaine.

I.2.1 Généralités sur la dynamique des jets

Un jet est un écoulement obtenu en imposant une différence de pression de part et d'autre d'un orifice ou à l'extrémité d'un tube. Le fluide qui y circule est alors éjecté à une vitesse U_j. L'environnement dans lequel évolue le jet peut être de même nature que le fluide considéré (comme dans le cas d'un jet d'air dans l'air ambiant) : on parle alors de **jet submergé**. Au contraire, un jet évoluant dans un autre milieu que le sien (typiquement un jet liquide dans un environnement gazeux) est qualifié de **jet non-submergé** (ou *jet immergé* ou encore *jet à surface libre*).
Pour pouvoir caractériser les différents régimes d'écoulement du jet, il est nécessaire d'introduire le *nombre de Reynolds du jet* Re_j, usuellement basé sur le diamètre d'injection :

$$Re_j = \frac{U_j\, d}{\nu} \tag{I.2.1}$$

Avec

- U_j la vitesse moyenne du jet en sortie d'injecteur (m.s^{-1}),
- d le diamètre intérieur de l'injecteur (m),
- ν la viscosité cinématique du fluide considéré (m^2.s^{-1}).

D'après Mcnaughton et Sinclair (1966) le jet est considéré comme laminaire pour un Re_j inférieur à 1000 et pleinement turbulent si sa valeur dépasse 3000. Le jet se trouve donc dans un régime de transition pour un nombre de Reynolds compris entre 1000 et 3000.

I.2.1.1 Dynamique d'un jet impactant submergé

De nombreux auteurs se sont intéressés à la dynamique des jets submergés, principalement dans le cas de jets d'air. Ce type de configuration présente en effet une dynamique complexe, car le jet a tendance à se mélanger avec l'environnement extérieur suite au cisaillement de l'écoulement. Ainsi, dans le cas d'un **jet libre**, c'est-à-dire en absence d'obstacle, Gauntner *et al.* (1970) identifient 3 zones distinctes :

I) **La zone d'établissement du jet**
Dans cette zone, une couche de mélange se développe progressivement en périphérie du jet à cause du cisaillement provoqué par le fort gradient de vitesse entre le jet et l'environnement au repos (ou à faible vitesse). Du fait de la nature instable de la couche de mélange, des fluctuations se forment en sortie d'injecteur (instabilités de type Kelvin-Helmholtz) et génèrent des tourbillons entraînant l'air ambiant à l'intérieur du jet. Cette couche de cisaillement détermine alors les limites d'un cône appelé **cœur potentiel** dans lequel l'air ambiant n'a pas encore été entraîné et la vitesse du fluide n'est ainsi pas perturbée. La longueur de ce cône varie selon la géométrie de l'injecteur et la nature de l'écoulement en amont et se situe généralement entre 4,7 et 7,7 fois le diamètre d'injection pour un jet turbulent (Gauntner *et al.*, 1970).

II) **La zone de transition**
Cette zone commence lorsque les couches de mélange se rejoignent et ferment le cœur potentiel. La vitesse axiale sur l'axe du jet commence à décroître.

III) **La zone de jet développé**
L'écoulement est désormais établi et les couches de mélange continuent à entraîner le fluide ambiant. Cette zone se situe à environ 8 fois le diamètre d'injection.

Lorsqu'un obstacle se trouve sur la trajectoire du jet, sa structure est modifiée et on parle alors de **jet impactant** (schématisé sur la figure I.2.1 (a)). Dans le cas d'un jet d'air submergé impactant une plaque plane, Gauntner *et al.* (1970) distinguent 3 régions :

I) **La zone de jet libre**
Il s'agit de la succession de régions précédemment décrites. Dans le cas d'un jet d'air, Martin (1977) estime que la fin de cette région se situe à une distance de la plaque d'environ 1,2 fois le diamètre d'injection. Il est à noter que dans beaucoup d'applications, la distance entre l'injecteur et l'obstacle est trop faible pour pouvoir observer la zone de jet développé.

II) **La région d'impact**
Dans cette région, l'écoulement est soudainement dévié, ce qui a pour effet de faire chuter très rapidement sa vitesse axiale, au profit de sa vitesse longitudinale. La pression statique augmente dans la direction longitudinale jusqu'à atteindre son maximum au niveau du point de stagnation (Guerra *et al.*, 2005). Puis, la pression décroît et l'écoulement accélère le long de la paroi. Du fait de l'étalement radial du jet et d'un gradient favorable de pression, l'épaisseur de la couche limite pariétale reste plus ou moins constante dans cette zone (Martin, 1977; Rohlfs *et al.*, 2012). La limite radiale de cette région est généralement définie comme l'endroit où le gradient de pression s'annule et s'inverse et donc où la vitesse radiale atteint son maximum. Dans le cas d'un jet rond, cette frontière décrit généralement un cercle de diamètre $2\,d$ (Polat *et al.*, 1989; Viskanta, 1993).

III) **La zone d'écoulement pariétal**
L'écoulement se développe parallèlement à la paroi d'impact et la couche pariétale se développe progressivement. Celle-ci peut se décomposer en une couche interne directement au contact de la paroi présentant les caractéristiques d'une couche limite, et une couche externe de mélange dans laquelle le milieu extérieur est entraîné. À cause des frottements et de la dispersion radiale du jet, la vitesse de l'écoulement diminue.

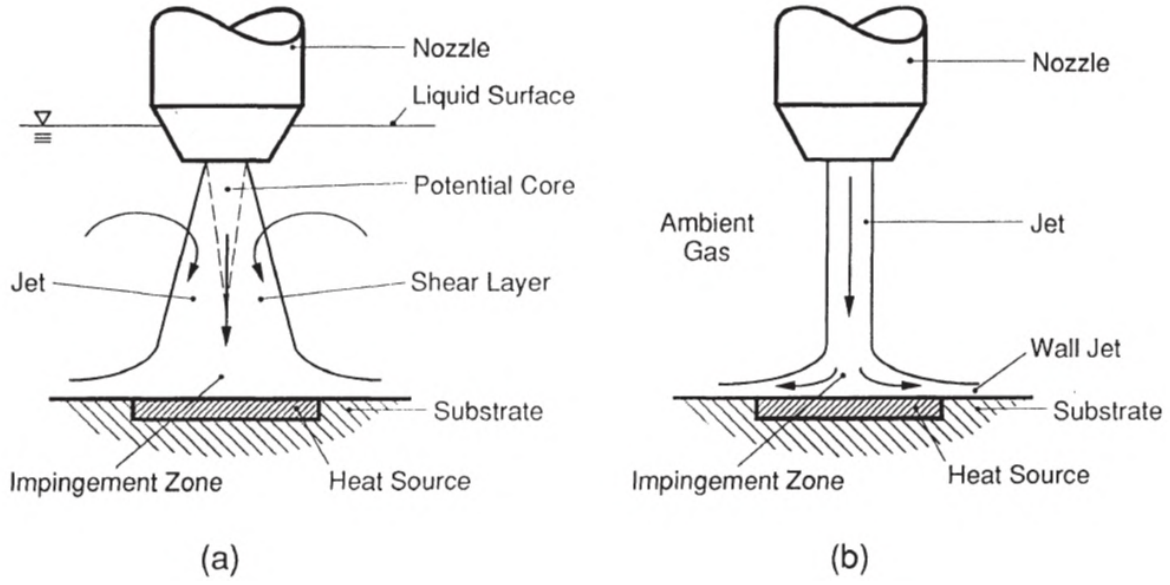

FIGURE I.2.1 – Représentation schématique d'un jet impactant (a) submergé et (b) non-submergé, d'après Incropera et Ramadhyani (1994)

Sauf mention contraire, les jets décrits dans la suite de ce document seront des jets *non-submergés*.

I.2.1.2 Dynamique d'un jet impactant non-submergé

En ce qui concerne les jets libres non-submergés évoluant dans l'air (figure I.2.1 (b)), le cisaillement à l'interface liquide/gaz est bien souvent négligeable dans le cas d'un environnement au repos. Aucune couche de mélange ne se forme, et il est ainsi courant de considérer que mis à part les éventuels effets de la gravité, la vitesse moyenne du fluide est conservée (Incropera et Ramadhyani, 1994). Les jets laminaires issus d'un tube sont caractérisés par un profil de vitesse parabolique (écoulement développé) et une interface liquide/gaz d'aspect lisse, alors que le profil de vitesse d'un jet turbulent est plutôt uniforme et perturbé dès la sortie de l'injecteur. Néanmoins, les mesures par vélocimétrie laser effectuées par Stevens et Webb (1992) montrent que le profil de vitesse du jet est légèrement modifié par l'absence de paroi après l'injection. Ainsi, si la distance parcourue par un jet liquide laminaire est assez importante (de l'ordre de plusieurs dizaines de fois le diamètre), son profil de vitesse peut être assez perturbé pour présenter une répartition uniforme ou quasi-uniforme juste avant l'impact.
Du fait de l'éventuelle instabilité du jet, notamment dans le cas turbulent, un phénomène d'éclaboussement peut se produire lors de l'impact sur une plaque plane. Ce mécanisme, d'abord étudié par Errico (1986), puis par Lienhard *et al.* (1992) et Bhunia et Lienhard (1994a,b) peut provoquer une atomisation de 30 à 70 % de la masse du jet. Lienhard *et al.* (1992) définissent ainsi la fraction de fluide projetée ξ_s comme étant le rapport du débit total éclaboussé Q_S sur le débit total du jet Q. Ces gouttes, se formant juste après le point d'impact, ne contribuent pas au refroidissement ce qui aboutit à une baisse des échanges de chaleur en dehors de la zone de stagnation. Les études précédemment citées ont suggéré que ce phénomène était la conséquence des instabilités présentes à la surface du jet, qui sont amplifiées dans la zone suivant l'impact. Un jet laminaire non perturbé ne produit donc pas d'éclaboussures. La structure de l'impact sur une plaque reste globalement la même que pour les jets submergés. Watson (1964) fut le premier à s'intéresser au développement d'un film liquide sur une surface plane et proposa un premier modèle analytique basé sur la théorie de la couche limite, dans les cas laminaire et turbulent. Ce modèle fut repris par de nombreux auteurs. On peut notamment citer les travaux de Chaudhury (1964) qui développa à la même époque un modèle prenant cette fois en compte les transferts de chaleur. Wang *et al.* (1989), Carper (1989), Chen

et al. (2005) ont également présenté des solutions théoriques du problème. Ces résultats ont été confirmés expérimentalement par de nombreuses études comme celles de Azuma et Hoshino (1984a,b,c,d), Liu *et al.* (1991), Stevens et Webb (1992) ou encore Baonga *et al.* (2005). En se référant aux travaux de Liu et Lienhard (1989), Liu *et al.* (1991) et Ma *et al.* (1996), on peut alors décrire l'écoulement sur la paroi d'un point de vue thermique et dynamique en 4 régions distinctes dépendant de la distance r au point de stagnation (voir figure I.2.2) :

I) **Zone de stagnation** : $r < r_{stg} = 0{,}4\,d \sim 0{,}8\,d$
Le fluide décélère dans la direction normale à la plaque et accélère dans la direction parallèle à la plaque. Les couches limites dynamique et thermique n'ont pas encore commencé à se développer. C'est dans cette zone que les transferts thermiques sont les plus importants.

II) **Développement de la couche limite visqueuse** : $r_{stg} < r < r_v$
L'écoulement se répand radialement et les couches limites dynamique et thermique commencent à se former et à s'épaissir. Dans cette région, aucune d'entre elles n'a atteint la surface du film. La vitesse et la température en surface du film sont alors considérées comme étant encore égales à celles au niveau de l'injection.

III) **Développement de la couche limite thermique** : $r_v < r < r_t$
La couche limite dynamique atteint l'épaisseur de film (en $r_v = 0{,}177\,d\,Re_j^{1/3}$ d'après Liu et Lienhard (1989)), mais pas la couche limite thermique, qui continue de s'épaissir. La vitesse du film diminue du fait de l'expansion radiale du jet et des frottements, mais la température de surface du jet est toujours égale à la température en sortie d'injecteur.

IV) **Couches limites développées** : $r > r_t$
Les deux couches limites ont atteint la surface du film. La vitesse continue de baisser, et la température de surface du film augmente progressivement.

Il est à noter que pour comparer la vitesse de développement des couches limites visqueuse et thermique, on associe à un liquide donné un *nombre de Prandtl* défini comme suit :

$$Pr = \frac{\mu\, C_P}{\lambda} \tag{I.2.2}$$

Avec :

- μ la viscosité dynamique du fluide (kg.m^{-1}.s^{-1}),
- C_P la capacité thermique massique du fluide (J.kg^{-1}.K^{-1}),
- λ la conductivité thermique du fluide (W.m^{-1}.K^{-1}).

Généralement, le nombre de Prandtl du fluide considéré est supérieur à 1 (eau, huile,...) mais dans le cas contraire, les régions II et III sont inversées (métaux sous forme liquide). De plus, dans le cas des liquides visqueux à grand nombre de Prandtl, il est possible que la couche limite thermique n'atteigne même pas la surface du film. Liu et Lienhard (1989) estiment cette valeur théorique critique du Prandtl à 5,2 par méthode intégrale.

De plus, la nature de l'écoulement pariétal peut évoluer avec la position radiale, passant d'un régime laminaire à un régime turbulent en passant par une zone de transition. La position de cette transition dépend des conditions d'injection, et peut donc se situer dans n'importe quelle zone présentée ci-dessus. Cette distance fut évaluée expérimentalement par plusieurs auteurs, notamment Azuma et Hoshino (1984b), Gabour (1991) et Liu *et al.* (1991), et dépend du Reynolds d'injection. Ces derniers proposent la formulation suivante pour situer la position de la zone de transition ($Pr > O(1)$) :

$$1200\,Re_j^{-0{,}422} < \frac{r}{d} < 2{,}86 \times 10^4\,Re_j^{-0{,}68} \tag{I.2.3}$$

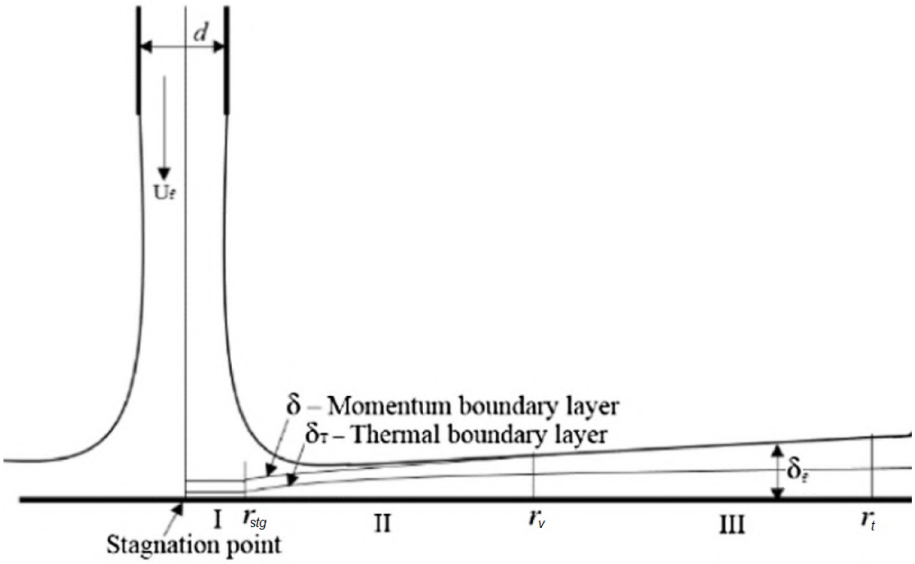

FIGURE I.2.2 – Représentation schématique de l'évolution des couches limites au sein du film liquide résultant d'un impact de jet non-submergé, modifié à partir du schéma de Hosain *et al.* (2016)

Dans son modèle, Watson (1964) décrit également l'évolution de l'épaisseur de film. Juste après la stagnation, l'épaisseur de film diminue, puis augmente avec l'apparition de la turbulence et des effets visqueux qui ralentissent l'écoulement. Liu et Lienhard (1989) estiment théoriquement l'expression de l'épaisseur de film $\delta_f(r)$ comme suit :

$$\delta_f(r) = \frac{0{,}1713\, d^2}{r} + \frac{5{,}147\, r^2}{Re_j\, d}, \quad r > r_v \tag{I.2.4}$$

De plus, Watson (1964) décrit également le phénomène de **ressaut hydraulique** [1] qui intervient suite à des instabilités de Rayleigh-Taylor qui se développent dans le film : l'épaisseur du film se met brutalement à augmenter (voir figure I.2.3), ce qui réduit également la vitesse de l'écoulement et les transferts de chaleur.

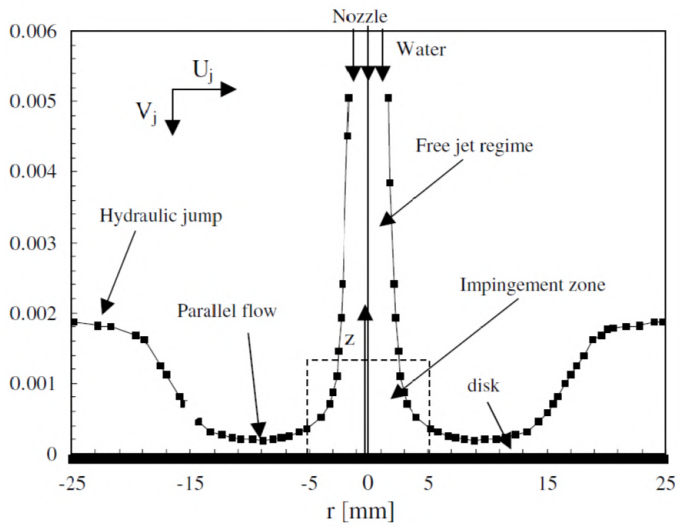

FIGURE I.2.3 – Représentation schématique du développement de l'écoulement issu d'un jet liquide en fonction de r, la distance au point de stagnation, d'après Baonga *et al.* (2005)

1. *hydraulic jump* en anglais

La formation de ce ressaut fut étudiée expérimentalement dans le cas d'un jet d'eau orienté vers le bas par Liu et Lienhard (1993), Baonga *et al.* (2005) et Choo et Kim (2016), qui ont chacun donné des corrélations pour estimer sa position. Alors que Baonga *et al.* (2005) n'identifient qu'une dépendance au Reynolds d'injection, Choo et Kim (2016) introduisent également le nombre de Froude ($Fr = U_j/\sqrt{gd}$) :

$$\frac{r_{hyd}}{d} = 0{,}046\, Re_j^{0{,}62} \quad (Baonga\ et\ al.) \tag{I.2.5}$$

$$\frac{r_{hyd}}{d} = 0{,}037 \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/4} \left(Re_j^7\, Fr^2\right)^{1/12} \quad (Choo\ et\ Kim) \tag{I.2.6}$$

Il est cependant à noter que la formation de ce ressaut est un phénomène assez complexe à appréhender. Plusieurs régimes ont été identifiés et dépendent notamment de l'épaisseur de film après le saut. La figure I.2.4 représente ces différents régimes. Le type I correspond au saut le plus classique, où l'écoulement est dirigé vers l'extérieur à l'exception d'une légère zone recirculation située proche de la paroi juste après le saut. Dans le mode II, une bulle de décollement apparait près de la surface du film. Si l'épaisseur de film après le ressaut continue d'augmenter, on passe du mode IIa au mode IIb ou une structure en « double saut » apparait. Cette dernière structure est assez instable, et augmenter le débit peut alors mener à une écoulement totalement instable et turbulent, entrainant des bulles d'air au passage (Bush *et al.*, 2006).

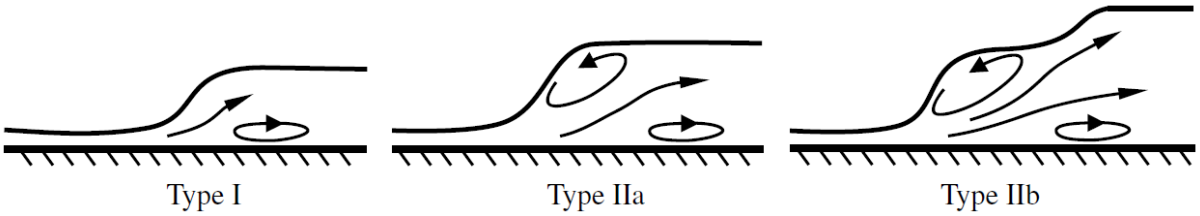

FIGURE I.2.4 – Représentation schématique des différents régimes identifiables lors d'un ressaut hydraulique circulaire, repris du schéma de Teymourtash et Mokhlesi (2015).

Ces instabilités ont été étudiées au cours des études expérimentales de Bush *et al.* (2006), Kasimov (2008) et Teymourtash et Mokhlesi (2015), notamment avec des fluides plus visqueux que l'eau. Augmenter la viscosité du fluide rapproche du centre la position du ressaut hydraulique, car le film perd plus vite en vitesse. Ils soulignent de plus l'importance de la tension de surface sur l'établissement de ce ressaut, qui contrôle en grande partie sa forme et sa position. Au delà d'une certaine tension de surface critique, le ressaut devient instable : la variation de la quantité de mouvement lors du passage du saut n'arrive plus à compenser les forces de tension de surface qui tendent à réduire le rayon du saut. La viscosité du fluide influe également sur la valeur de cette tension de surface critique : augmenter la viscosité diminue cette valeur critique (Kasimov, 2008). Diminuer le débit d'injection du jet a pour effet d'augmenter cette tension de surface critique.
Ces comportements instables vont jusqu'à modifier la forme du saut, perdant progressivement sa forme circulaire. Si dans le cas de l'eau, ces instabilités rendent tout simplement l'écoulement turbulent, un autre phénomène est observé dans le cas de fluides plus visqueux : la forme finit par converger vers des polygones variés plus ou moins stables (formes hexagonales notamment, voir figure I.2.5). La forte viscosité du fluide permet en effet de conserver ces formes stables non-circulaires, attribuées à des instabilités de Plateau-Rayleigh (Bush *et al.* (2006), Teymourtash et Mokhlesi (2015)). Ces formes géométriques non circulaires sont observées lorsque l'épaisseur du film en aval du ressaut est importante. Si l'épaisseur est plus faible, ces formes n'apparaissent pas et la position du ressaut reste instable.

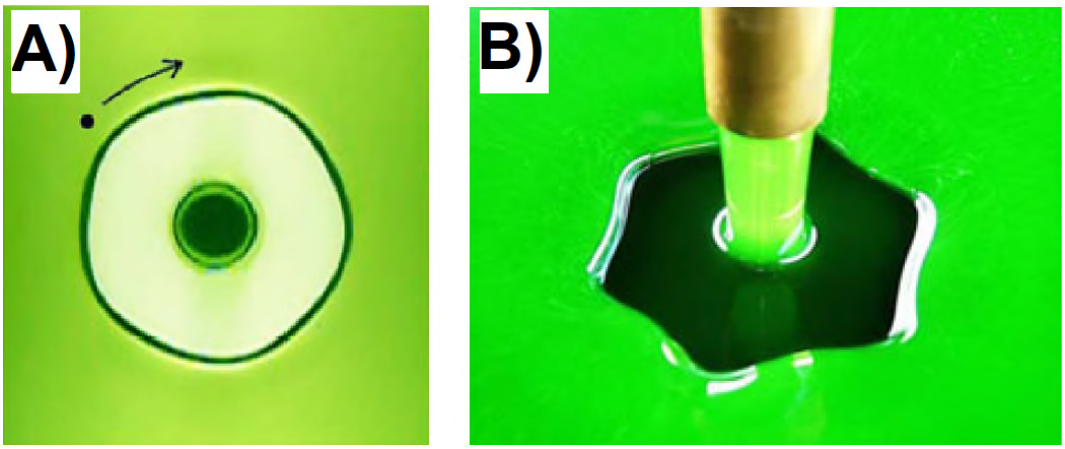

FIGURE I.2.5 – **A)** Exemple de ressaut hydraulique instable obtenu avec un jet d'éthylène-glycol : le ressaut n'est plus parfaitement circulaire et semble tourner dans le sens horaire (flèche). **B)** Exemple d'un ressaut redevenu stable du fait de la haute viscosité du fluide ($\nu = 11{,}8$ cS), en prenant une forme d'hexagone (obtenu en augmentant l'épaisseur de film après le saut, en plaçant un petit obstacle en périphérie de la plaque d'impact). D'après l'étude expérimentale de Teymourtash et Mokhlesi (2015).

Enfin, il faut remarquer que la grande majorité de ces études portent sur des jets orientés vers le bas impactant une paroi horizontale et s'affranchissent de ce fait des effets de gravité sur le film. Cependant, des modèles décrivant la dynamique d'un jet impactant une paroi verticale ont été développés par Mertens *et al.* (2005), Wilson *et al.* (2012), Wang *et al.* (2013) et plus récemment Aouad *et al.* (2016). Ces derniers ont développé leur modèle en se basant sur des mesures expérimentales obtenues par une technique innovante de visualisation PIV développée par Landel *et al.* (2015) permettant d'obtenir les vitesses de l'écoulement en surface du film. Ces auteurs distinguent 4 zones pour décrire la dynamique du film (représentées sur la figure I.2.6) :

I) **Zone d'écoulement radial supérieur**
Un fin film liquide se développe juste après la zone d'impact. Sa morphologie ressemble à celui d'un jet sur paroi horizontale, mais sous l'effet de la gravité, sa vitesse diminue rapidement.

II) **Zone de corde**
Due à cette perte de vitesse, le film s'épaissit et le fluide s'écoule autour de la zone d'écoulement radial, vers le bas. Le rayon de la corde n'est pas constant du fait de son fort caractère instable.

III) **Zone d'écoulement radial inférieur**
Sous l'impact, un fin film liquide se forme également, mais contrairement à la zone supérieure, la gravité et le débit issu du point d'impact concurrencent la tension de surface et permettent un élargissement du film. De plus, de nombreuses vagues circulaires se forment en surface.

IV) **Zone de film**
À partir d'une certaine distance sous l'impact, les forces de tension de surface reprennent le dessus et la surface du film diminue, jusqu'à ce que les deux cordes se rejoignent en un nœud.

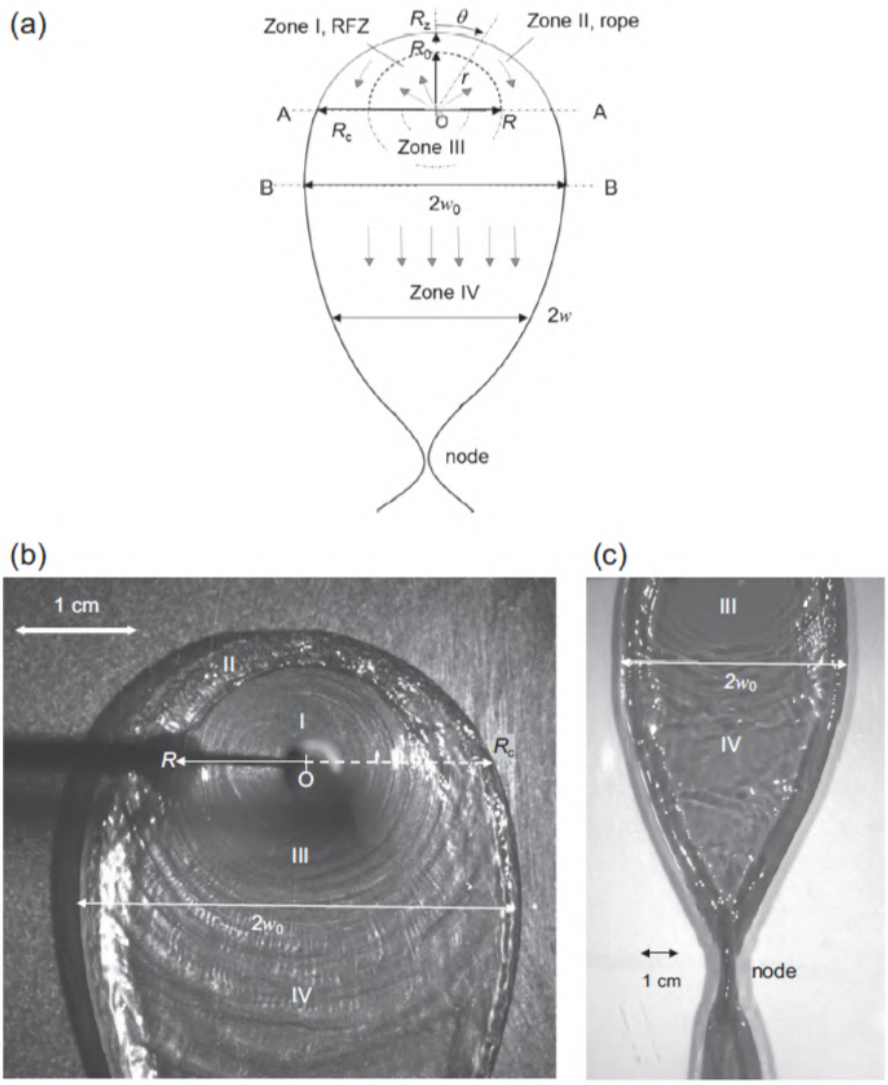

FIGURE I.2.6 – Écoulement issu de l'impact d'un jet d'eau sur une paroi verticale : (a) Schéma issu de données PIV obtenues à partir de (b) la région autour du point de stagnation et (c) du film inférieur (conditions : 20 °C et $Q = 0{,}5\,\mathrm{L.min^{-1}}$), d'après Aouad *et al.* (2016)

I.2.2 Refroidissement par impact de jet liquide sur paroi fixe

I.2.2.1 Définitions et généralités

La grande majorité des résultats disponibles dans la littérature relatifs au refroidissement par impact de jet sont présentés sous une forme adimensionnée. Introduisons donc tout d'abord le nombre de Nusselt, défini comme suit :

$$Nu = \frac{\varphi_{conv}}{\varphi_{cond}} = \frac{h\Delta T}{\frac{\lambda_f}{L}\Delta T} = \frac{hL}{\lambda_f} \tag{I.2.7}$$

Ce nombre quantifie le poids des échanges dus à la convection apportée par un film liquide (flux φ_{conv}) par rapport aux échanges purement conductifs à travers ce même film (flux φ_{cond}). λ_f est la conductivité thermique ($\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$) du fluide considéré estimée à une température de référence T_{ref} et L une distance caractéristique du problème, généralement le diamètre

d'injection d dans le cas d'un impact de jet.
Intéressons-nous désormais plus en détail à la définition du flux surfacique convectif φ_{conv} :

$$\varphi_{conv} = h\,(T_p - T_{ref}) \tag{I.2.8}$$

Celle-ci fait apparaître la différence entre la température de paroi T_p et la **température de référence** T_{ref}. Si cette dernière est souvent prise comme étant égale à la température d'injection du fluide considéré ($T_{ref} = T_{jet}$), Gardon et Cobonpue (1962) sont les premiers à proposer d'utiliser, dans le cas des jets d'air, la température adiabatique de paroi définie comme suit :

$$T_{adiab} = T_{jet} + r_f \frac{U_j^2}{2C_p} \tag{I.2.9}$$

Où r_f est appelé coefficient de récupération [2]. La prise en compte de ce terme supplémentaire est particulièrement préconisée dans le cas de jets à haute vitesse. En effet, l'élévation de température causée par la compression à la stagnation sous l'effet du gradient de pression n'est alors plus négligeable (r_f est alors proche de l'unité). Cependant, si les jets liquides ne sont pas sujets à ces effets de compression, la température adiabatique de paroi peut être également sensiblement plus élevée que la température statique. Cette différence de température s'explique cette fois par l'échauffement induit par la dissipation visqueuse au sein de la couche limite thermique. Cette dernière, très fine dans le cas de liquides visqueux à grand nombre de Prandtl ($Pr = O(100)$) s'échauffe rapidement. Il en résulte des valeurs typiques pour r_f bien supérieures à l'unité, comme montré notamment dans des études expérimentales et numériques menées sur des jets d'huile par Metzger *et al.* (1974), Ma *et al.* (1997) et Li *et al.* (1997). Ces derniers remarquent que contrairement aux jets d'air, le coefficient de récupération r_f est au plus faible au niveau de la stagnation (où il est presque nul), puis augmente fortement avec la hausse des dissipations visqueuses juste après la stagnation (cf figure I.2.7).

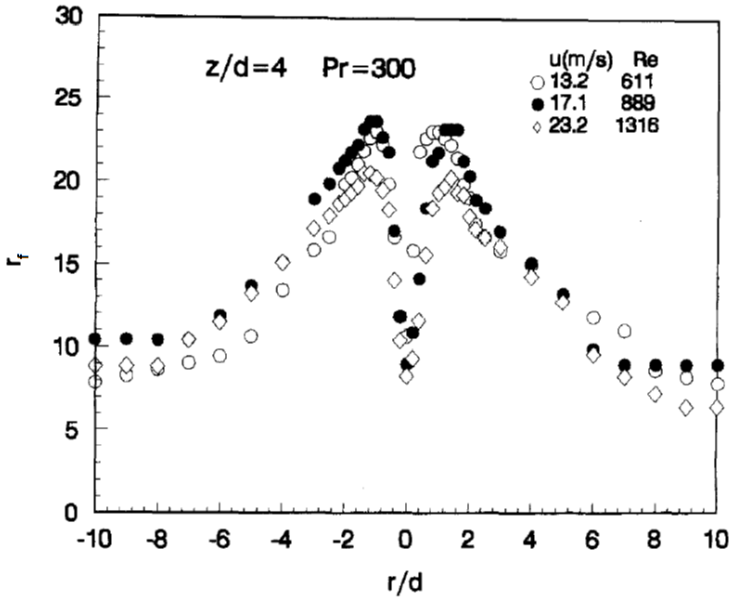

FIGURE I.2.7 – Répartition radiale du facteur de récupération r_f pour plusieurs nombres de Reynolds en fonction de r/d, la distance au point de stagnation adimensionnée par le diamètre d'injection. Jet d'huile issu d'un injecteur en tube. Ma *et al.* (1997)

r_f apparaît comme fortement dépendant au nombre de Prandtl Pr, à la distance injecteur-plaque, ainsi qu'au profil de vitesse en sortie d'injecteur. Cependant, comme pour les jets d'air, le nombre de Reynolds Re ne semble avoir qu'un impact très limité sur les valeurs relevées.

2. *recovery factor* en anglais

Pour un film laminaire, quelques corrélations reliant le coefficient de récupération et le nombre de Prandtl sous la forme $r_f = Pr^n$ sont proposées dans la littérature. Metzger *et al.* (1974) ont proposé $n = 0{,}6$, mais d'après les essais expérimentaux de Leland et Pais (1999), la valeur $n = 0{,}47$ semble fournir de meilleurs résultats. Elle fut notamment reprise plus récemment dans l'étude expérimentale de Liu *et al.* (2015) portant sur le refroidissement d'un piston par jet d'huile. Pour des couches limites turbulentes, Eckert et Drake (1987) et Kays et Crawford (1993) donnent plutôt $n = \frac{1}{3}$. Pour un jet d'huile ($Re_j = 1629$ et $Pr = 181{,}7$), Ma *et al.* (1997) ont obtenu en prenant pour référence la température du jet un Nusselt jusqu'à 14% inférieur à celui défini par rapport à la température adiabatique de paroi, comme on peut le voir sur la figure I.2.8. Cela souligne bien l'importance du choix de la température de référence, notamment lorsqu'il s'agit de comparer plusieurs études entre elles.

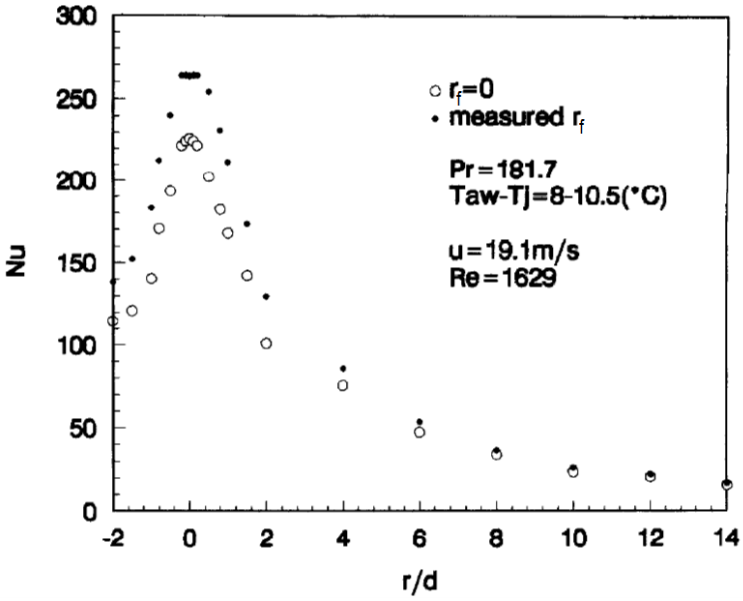

FIGURE I.2.8 – Répartition radiale du nombre de Nusselt en prenant pour référence la température de jet ($r_f = 0$), ou la température adiabatique de paroi ($r_f \neq 0$), d'après Ma *et al.* (1997)

Dans le cas de l'utilisation de fluides dont les propriétés sont très dépendantes de la température, comme le sont généralement les huiles avec leur viscosité, une attention particulière doit être également apportée quant au choix de la température d'évaluation de ces dites propriétés. Cette température est généralement la température du jet mais certaines études utilisent d'autres références comme la température de film (moyenne entre la température de jet et de la paroi), comme l'étude de Ma *et al.* (1997) par exemple. De plus, dans des récents travaux expérimentaux présentés par Kekelia *et al.* (2019) [3] portant sur le refroidissement par jet d'huile du stator de moteurs électriques, une influence de la température de paroi sur les résultats a été observée : à conditions d'injection identiques, le coefficient d'échange moyen mesuré est plus important si l'on impose une température sur la paroi impactée plus élevée (jusqu'à 15% de différence observé entre une plaque à 90 °C et à 120 °C). L'hypothèse privilégiée par les auteurs pour expliquer ces résultats est que l'échauffement du fluide en proche paroi affecte les propriétés de l'huile et donc l'efficacité du refroidissement. Ce phénomène fut également mis en évidence numériquement par Sung *et al.* (1999), même dans le cas d'un jet d'eau impactant une plaque chaude : la baisse de viscosité est alors assez grande pour avoir un effet sur le développement du film.

3. Une étude numérique très récente (Feng *et al.*, 2021) vient également compléter ces résultats.

Une grande majorité des résultats obtenus expérimentalement suivent des lois de puissance de la forme $Nu = C\ Re_j^m Pr^n$. Il est cependant commun dans le cadre de l'étude de jets de considérer également la distance d'injection Z séparant la paroi d'impact de l'injecteur, généralement adimensionnée par le diamètre d'injection d. Il est a noter que d'autres paramètres spécifiques (viscosité, état de surface, etc.) ont également été considérés dans certaines études, afin notamment de prendre en compte les changements de propriété du liquide mentionnées précédemment. Le régime d'écoulement du jet a également un impact sur les performances de refroidissement. Dans certaines situations, notamment dans le cas d'un jet turbulent et/ou impactant une surface accidentée, des éclaboussures sont observées. Cette perte de matière « utile » au refroidissement a une influence sur les échanges observés, comme le montrent Bennion et Moreno (2015) dans leur étude portant sur le refroidissement de surfaces se rapprochant de celle des bobinages présents sur les machines électriques.

Après ce rapide aperçu du problème, les transferts convectifs par impact de jet apparaissent comme soumis à de nombreux paramètres différents, ce qui rend l'estimation des flux échangés très complexes. Il est de ce fait difficile de balayer tous ces paramètres dans une même étude, ou de proposer une corrélation « universelle ».

I.2.2.2 Corrélations empiriques

De nombreuses études cherchant à quantifier les transferts de chaleur par impact de jet liquide ont été menées, principalement dans le cadre d'un jet d'eau circulaire impactant une plaque horizontale par le haut. Cependant, peu d'entre elles se sont intéressées à la répartition locale du coefficient d'échange, décrivant généralement un coefficient d'échange moyen ou à la stagnation. Il est à noter que nous ne nous intéresserons ici qu'aux configurations sans changement de phase : le fluide considéré (eau, huile, etc) reste liquide tout au long du processus.

Les jets d'eau

Même si les propriétés de l'eau restent très différentes de celles de l'huile, des enseignements peuvent néanmoins en être tirés compte tenu en particulier du grand nombre d'études consacrées aux jets d'eau. Elison et Webb (1994) ont étudié expérimentalement des jets d'eau laminaires, turbulents et transitoires ($300 < Re_j < 7000$) pour différents diamètres d'injection (0,584 0,315 et 0,246 mm) et observent une dépendance du Nusselt au nombre de Reynolds différente selon le régime de l'écoulement, $Re_j^{0,8}$ et $Re_j^{0,5}$ respectivement pour les jets laminaires et turbulents. Pour ce dernier, cette différence est attribuée aux forces de tension de surface en sortie de jet.

En se basant sur la théorie de la couche limite laminaire, Liu *et al.* (1991) établissent une série de corrélations décrivant l'évolution du nombre de Nusselt dans chacune des zones décrites dans la partie I.2.1.2, en prenant soin de vérifier ces résultats expérimentalement dans le cas d'un jet d'eau laminaire. Leurs résultats sont compilés dans le tableau de la figure I.2.9. Dans la thèse associée à ces travaux (Liu, 1992), des discussions sur l'influence du profil de vitesse au niveau de l'injection sont avancées. Dans le cas d'un jet laminaire pleinement développé présentant un profil de vitesse parabolique à l'injection, le refroidissement est plus efficace que pour un profil uniforme, ce qui fut confirmé expérimentalement par Lienhard (2006). Cependant, si la distance d'injection devient trop grande ($\simeq 20\,d$) les perturbations dues à l'air ambiant tendent à uniformiser le profil de vitesse et plus aucune différence n'est observée à la stagnation.

Stevens et Webb (1991) étudient expérimentalement les transferts au point de stagnation pour des jets d'eau turbulents ($4000 < Re_j < 52000$) issus de tubes de diamètres 2,2 ; 4,1 ; 5,8 et 8,9 mm. Ils observent que la valeur du gradient de vitesse $\frac{dU_\infty}{dr} \propto \frac{U_j}{d}$ au niveau de la stagnation semble être un paramètre important à prendre en compte : le choix du diamètre d'injection

Region	Range	Nu_d
Stagnation zone	$0 \leq r/d < 0.787, \quad 0.15 \leq Pr \leq 3$ $Pr > 3$	$0.715\, Re_d^{1/2} Pr^{0.4}$ $0.797\, Re_d^{1/2} Pr^{1/3}$
Transition: stagn. to b.l.	$0.787 < r/d < 2.23$	$\left(\frac{\frac{27}{80} Re_d Pr \frac{r}{d}}{\frac{1}{2}\left(\frac{r}{d}\right)^2 - 0.2535}\right)^{1/3}$
b.l. region (2)	$2.23 < r/d < 0.1773\, Re_d^{1/3}$	$0.632\, Re_d^{1/2} Pr^{1/3} \left(\frac{d}{r}\right)^{1/2}$
Similarity region (3 & 4)	$0.1773\, Re_d^{1/3} < r/d < 1200\, Re_d^{-0.422}$ $(r_0/d < r/d < r_t/d)$	$\frac{0.407\, Re_d^{1/3} Pr^{1/3} \left(\frac{d}{r}\right)^{2/3}}{\left[0.1713\left(\frac{d}{r}\right)^2 + \frac{5.147\, r}{Re_d d}\right]^{2/3} \left[\frac{1}{2}\left(\frac{r}{d}\right)^2 + C_3\right]^{1/3}}$ $\left(C_3 = \frac{0.267\,(d/r_0)^{1/2}}{\left[0.1713\left(\frac{d}{r_0}\right)^2 + \frac{5.147\, r_0}{Re_d d}\right]^2} - \frac{1}{2}\left(\frac{r_0}{d}\right)^2\right)$
Transition: laminar/turb.	$1200\, Re_d^{-0.422} < r/d < 2.86 \times 10^4\, Re_d^{-0.68}$	$Nu_{lam}(r_t) + [Nu_{turb}(r_h) - Nu_{lam}(r_t)] \frac{(r - r_t)}{(r_h - r_t)}$
Turbulent region	$r/d > 2.86 \times 10^4\, Re_d^{-0.68}$	$\frac{8\, Re_d Pr\, f(C_f, Pr)}{49(h/r)(r/d) + 28(r/d)^2 f(C_f, Pr)}$

FIGURE I.2.9 – Corrélations proposées par Liu *et al.* (1991) pour un jet circulaire laminaire avec $Pr > O(1)$

peut jouer un rôle sur les transferts de chaleur (ce qui fut également observé par Baonga *et al.* (2005)). Cependant, ce gradient étant difficilement estimable expérimentalement, c'est le terme non adimensionné $\frac{U_j}{d}$, d'unité s^{-1} qui fut choisi dans la corrélation pour rendre compte de ce phénomène. La distance d'impact adimensionnée $\frac{Z}{d}$ a également été prise en compte, mais ne semble avoir qu'un impact très léger sur les échanges à la stagnation. Trois différentes corrélations du Nusselt à la stagnation sont ainsi proposées, avec la prise en compte, ou non, de ces différents paramètres en plus des classiques Re_j et Pr :

$$Nu_{stg} = 2{,}67\, Re_j^{0{,}567} Pr^{0{,}4} (Z/d)^{-0{,}0339} (U_j/d)^{-0{,}237} \tag{I.2.10}$$

$$Nu_{stg} = 1{,}51\, Re_j^{0{,}44} Pr^{0{,}4} (Z/d)^{-0{,}11} \tag{I.2.11}$$

$$Nu_{stg} = 0{,}717\, Re_j^{0{,}5} Pr^{0{,}37} \tag{I.2.12}$$

Il est à noter que d'après les auteurs, c'est bel et bien la corrélation I.2.10 qui correspond le mieux à leurs observations. Une corrélation pour le nombre de Nusselt moyen sur un disque de rayon R est également donnée, faisant intervenir deux coefficients a et b dépendant de la géométrie de l'injection (tableau I.2.1) :

$$Nu_{moy}^{R} = Nu_{stg} \left(1 + g\,(R/d)^{-7}\right)^{-1/7} \tag{I.2.13}$$

$$Avec\ :\ g\,\{R/d\} = \frac{2}{(R/d)^2} \left[\frac{a \exp(b\, R/d)}{b} \left(\frac{R}{d} - \frac{1}{b}\right) + \frac{a}{b^2}\right] \tag{I.2.14}$$

Diamètre d'injection d (mm)	2,2	4,1	5,8	8,9
a	1,15	1,34	1,48	1,57
b	−0,23	−0,41	−0,56	−0,70

TABLEAU I.2.1 – Coefficients fournis par Stevens et Webb (1991) pour les équations I.2.13 et I.2.14

D'autres auteurs ont également observé l'influence de la distance d'impact adimensionnée Z/d, notamment Elison et Webb (1994), Tawfek (1996) dans le cas de l'eau, mais également Ma *et al.* (1997) pour de l'huile. Ces auteurs s'accordent sur le fait que la distance d'impact ne semble globalement avoir que peu d'influence sur les échanges à la paroi. On peut cependant retenir quelques cas particuliers :

- dans le cas d'une très faible distance d'injection ($Z/d < 0{,}8$), l'écoulement est perturbé par la proximité de la paroi ce qui a pour effet d'augmenter sensiblement les fluctuations turbulentes au niveau du point de stagnation. Des écarts allant jusqu'à 40% ont été observés expérimentalement par Pan *et al.* (1992) ;
- dans le cas de grandes distances d'injection ($Z/d > 20$), un écoulement laminaire peut être assez perturbé pour devenir turbulent avant son impact, ce qui affecte également les transferts ;
- si la vitesse du jet est trop faible, les effets de la gravité peuvent affecter le jet si ce dernier parcourt une trop grande distance avant l'impact.

L'influence de l'état de surface fut également étudiée par Gabour (1991) dans le cas de jets d'eau à grands nombres de Reynolds ($20000 < Re_j < 84000$). Dans les conditions de l'expérience (hauteurs de rugosité moyennes comprises entre 4,7 μm et 28,2 μm), des écarts allant jusqu'à 50% sont observés entre une paroi rugueuse et une paroi lisse. Les aspérités tendent à réduire l'épaisseur des couches limites, ce qui profite aux échanges thermiques. Cependant, ce phénomène n'est observé que pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés : sous un certain seuil, tout se passe comme si la plaque était lisse. Une corrélation donnant le Reynolds critique Re_{crit} à partir duquel les effets de la rugosité de paroi ne sont plus négligeables (10% du Nu) est proposée :

$$Re_{crit} = 12{,}191\, l^{*^{-1{,}402}} \tag{I.2.15}$$

Avec $l^* = l_{rug}/d$, l_{rug} étant la hauteur caractéristique de rugosité, adimensionnée par le diamètre d'injection d. Une corrélation à la stagnation est également proposée :

$$Nu_{stg} = 0{,}278\, Re_j^{0{,}633} Pr^{1/3} \tag{I.2.16}$$

Des résultats semblables ont été rapportés dans les travaux de Womac *et al.* (1993) dans des conditions similaires (un facteur 1,5 à 1,8 sur le Nu a été observé en augmentant la rugosité de paroi).

Certains auteurs se sont également intéressés à la répartition locale du nombre de Nusselt. Stevens et Webb (1991) obtiennent ainsi grâce à une série de thermocouples un profil de Nu pour un jet d'eau turbulent ($4000 < Re_j < 52000$) et deux diamètres d'injections différents (4,1mm et 8,9mm). Selon leurs observations, les échanges sont à leur maximum autour du point de stagnation où le Nu semble être sur un plateau constant jusqu'à une distance d'environ $r/d = 0{,}75$. Puis, un fort décrochement apparait sur le profil, réduisant drastiquement les échanges au bout de quelques diamètres seulement (cf figure I.2.10). Par la suite, Baonga *et al.* (2005) ont également obtenu expérimentalement le profil du nombre de Nusselt associé à un jet d'eau ($600 < Re_j < 9000$, injecteurs de 2,2 et 4 mm), mais ont observé une répartition légèrement différente (figure I.2.11) : le maximum n'est pas situé au centre de l'impact, mais de façon légèrement décalée. En s'appuyant sur des mesures effectuées par fluorescence induite par laser, ils expliquent la présence de ce pic par la très faible épaisseur du film liquide dans cette zone ainsi qu'à de fortes vitesses radiales. Ce résultat fut également observé numériquement par Hosain *et al.* (2016) grâce à une simulation RANS d'un impact de jet. Ces derniers estiment que la position de ce maximum dépend du diamètre d'injection, et proposent la corrélation suivante :

$$r_{Nu_{max}} = 0{,}825\, d \tag{I.2.17}$$

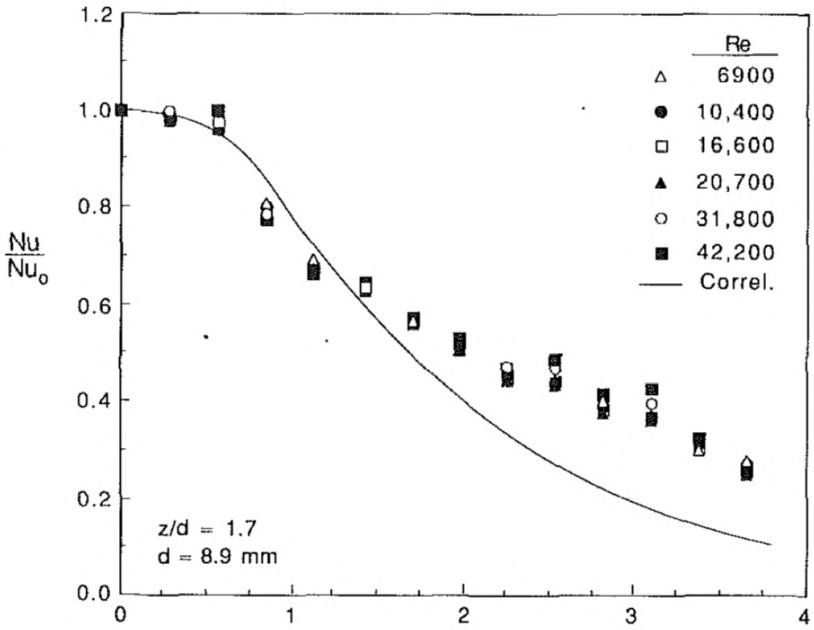

FIGURE I.2.10 – Profil radial du nombre de Nusselt local adimensionné par celui à la stagnation pour différents nombres de Reynolds (jet d'eau, $Z/d = 1{,}7$, $d = 0{,}9$ mm), d'après l'étude expérimentale de Stevens et Webb (1991)

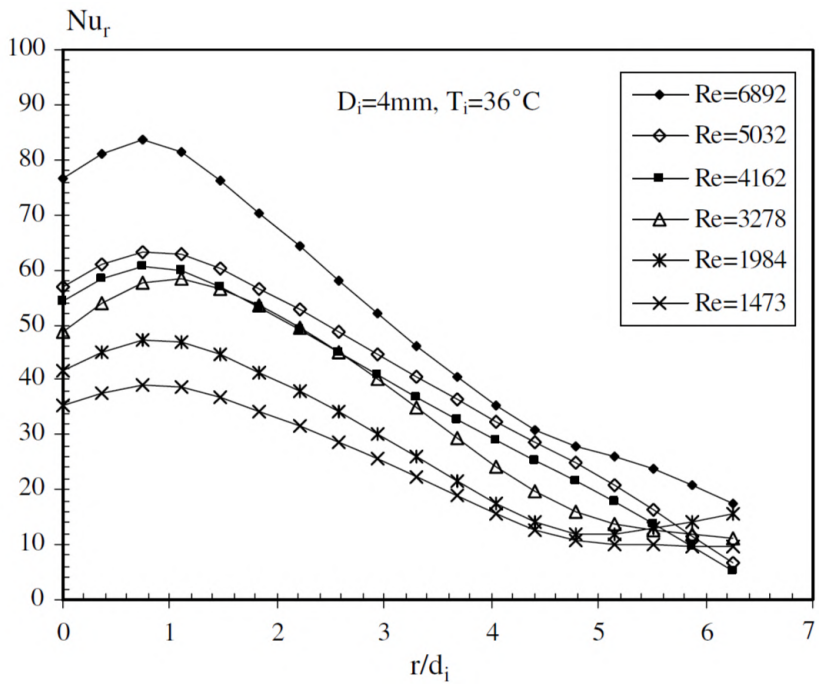

FIGURE I.2.11 – Profil radial du nombre de Nusselt local pour différents nombres de Reynolds (jet d'eau), d'après l'étude expérimentale de Baonga *et al.* (2005)

Les jets d'huile

Enfin, d'autres études se sont spécifiquement intéressées aux liquides visqueux à grand nombre de Prandtl ($Pr = O(100)$), notamment les huiles. Metzger *et al.* (1974) furent sans doute les premiers à s'intéresser aux effets du nombre de Prandtl sur les échanges par impact de jet. À partir d'essais expérimentaux sur un jet d'huile synthétique, dans les conditions $85 < Pr < 151$ et $2200 < Re_j < 12100$, ils établissent la corrélation suivante pour le Nusselt

moyen sur un disque de diamètre D :

$$Nu_{moy}^{D} = 2{,}65\, Re_j^{0{,}47} Pr^{0{,}24} \left(\frac{D}{d}\right)^{-0{,}68} \left(\frac{\mu_{ap}}{\mu_p}\right)^{0{,}37} \tag{I.2.18}$$

où μ_p et μ_{ap} sont respectivement les viscosités dynamiques du fluide évaluées à la température de paroi et à la température adiabatique de paroi, évaluée comme présenté dans la partie I.2.2.1, en prenant pour facteur de récupération $r_f = Pr^{0{,}6}$. Ce paramètre supplémentaire permet de prendre en compte les éventuels changements de propriétés du liquide, réchauffé au contact de la paroi. Les essais expérimentaux menés par Leland et Pais (1999), se basant sur plus de 700 points de mesure, viennent compléter cette étude avec d'autres gammes de Reynolds et de Prandtl ($109 < Re_j < 8592$ et $48 < Pr < 445$). Dans le cas où la différence entre la température de paroi et la température adiabatique de paroi devient assez importante, ils conseillent plutôt d'utiliser cette formulation :
Pour un jet initialement laminaire ($Re_j < 800$) :

$$Nu_{moy}^{D} = 0{,}28\, Re_j^{0{,}84} Pr^{0{,}32} \left(\left(\frac{D}{d}\right)^{-0{,}64} - 0{,}10\right) \left(\frac{\mu_{ap}}{\mu_p}\right)^{0{,}04} \tag{I.2.19}$$

Pour un jet initialement turbulent ($Re_j > 1100$) :

$$Nu_{moy}^{D} = 1{,}78\, Re_j^{0{,}58} Pr^{0{,}22} \left(\left(\frac{D}{d}\right)^{-0{,}32} - 0{,}30\right) \left(\frac{\mu_{ap}}{\mu_p}\right)^{0{,}27} \tag{I.2.20}$$

Les auteurs soulignent d'ailleurs que la variation de l'exposant associé au Reynolds entre les cas laminaire et turbulent correspond plutôt bien aux observations réalisées pour un jet d'eau par Elison et Webb (1994). Ils constatent également qu'à Reynolds constant, un diamètre d'injection plus grand fournit un Nusselt moyen plus grand (mais un coefficient d'échange h plus petit). Plus récemment, Liu *et al.* (2015), lors d'une étude expérimentale portant sur le refoidissement de pistons par jet d'huile impactant verticalement par le bas ($295 < Re_j < 6350$; $95 < Pr < 440$; $37 < \frac{Z}{d} < 130$), ont proposé une formulation du Nusselt moyen similaire, en intégrant cette fois la distance d'injection Z dans la corrélation :

$$Nu_{moy}^{D} = 13{,}932\, Re_j^{0{,}596} Pr^{0{,}239} \left(\frac{Z}{d}\right)^{0{,}089} \left(\frac{D}{d}\right)^{-1{,}398} \left(\frac{\mu_p}{\mu_{ap}}\right)^{0{,}312} \tag{I.2.21}$$

Cependant, en accord avec les autres études citées plus haut, ces derniers ne trouvent qu'une très légère dépendance à cette distance Z. Il est à noter qu'une étude antérieure (Easter *et al.*, 2014) réalisée sur la même configuration avec une gamme de Prandtl un peu plus grande ($90 < Pr < 750$), a quant à elle donné une dépendance du Nu en $Pr^{0{,}4}$.
Pais *et al.* (1995) obtiennent également un nombre de Nusselt moyen, pour différentes configurations de refroidissement de composants électriques, notamment pour un jet d'huile à surface libre laminaire ($160 < Re_j < 2000$). Ils obtiennent des améliorations d'environ un facteur 2 grâce à l'impact de jet, en comparaison à de la simple convection forcée avec ailettes. Leurs résultats sont compilés dans le tableau de la figure I.2.12.

Nous pouvons également citer l'étude expérimentale de Ma *et al.* (1997), assez proche de notre cas d'étude ($183 < Re_j < 2600$ et $82 < Pr < 377$). Deux types d'injection sont étudiés : des orifices perforés au travers d'une plaque et des tubes de diamètre environ 1 mm et de longueur 35 mm. Ces derniers semblent plus efficaces pour le refroidissement en présentant un coefficient d'échange à la stagnation jusqu'à 18% plus grand qu'avec un orifice circulaire. De plus, grâce à plusieurs thermocouples, le profil de Nusselt local est obtenu (cf figure I.2.13). Le maximum des échanges thermiques est centré avec le jet, contrairement à d'autres études sur des jets d'eau mentionnées précédemment (Baonga *et al.*, 2005; Hosain *et al.*, 2016). Mais de la même

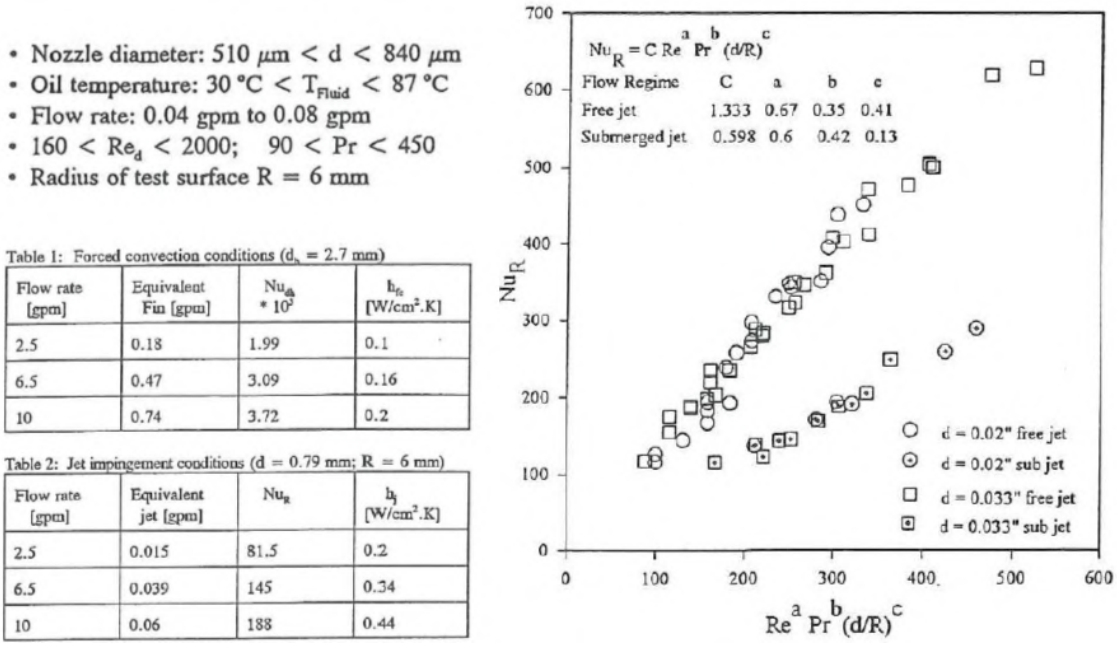

FIGURE I.2.12 – Extrait des essais réalisés par Pais *et al.* (1995)

manière, les transferts chutent très rapidement en s'éloignant du point d'impact : à $\frac{r}{d} = 7$, les échanges sont 10 fois moins élevés qu'à la stagnation. Toutes ces mesures ont permis d'obtenir des corrélations pour le Nusselt à la stagnation (Nu_{stg}), mais également pour sa répartition locale ($Nu(r)$) et sa valeur moyenne sur un disque de rayon R (Nu^R_{moy}) :

$$Nu_{stg} = CRe_j^m Pr^{1/3} \tag{I.2.22}$$

avec $C = 1{,}27$ et $m = 0{,}495$ pour un injecteur tube et $C = 0{,}967$ et $m = 0{,}5$ pour un orifice.

$$\frac{Nu_r}{Nu_{stg}} = \frac{1}{1 + a\left(\frac{r}{d}\right)^p}(kRe_j)^{l\frac{r}{d}} \text{ , avec } -10 < \frac{r}{d} < 10 \tag{I.2.23}$$

$$\frac{Nu^R_{moy}}{Nu_{stg}} = \frac{1}{1 + a_l\left(\frac{R}{d}\right)^{p_l}}(k_l Re_j)^{l_l\frac{R}{d}} \text{ , avec } -10 < \frac{R}{d} < 10 \tag{I.2.24}$$

Les constantes intervenant dans ces équations sont fournies dans les tableaux I.2.2 et I.2.3 pour les deux types d'injection.

Type d'injection	a	p	k	l
Tube	0,236	1,90	$1{,}85 \times 10^{-3}$	$5{,}82 \times 10^{-2}$
Orifice	0,138	2,14	$2{,}25 \times 10^{-3}$	$7{,}37 \times 10^{-2}$

TABLEAU I.2.2 – Coefficients fournis par Ma *et al.* (1997) pour l'équation I.2.23

Type d'injection	a_l	p_l	k_l	l_l
Tube	0,168	1,65	$1{,}37 \times 10^{-3}$	$5{,}38 \times 10^{-2}$
Orifice	0,0709	2,00	$1{,}80 \times 10^{-3}$	$5{,}30 \times 10^{-2}$

TABLEAU I.2.3 – Coefficients fournis par Ma *et al.* (1997) pour l'équation I.2.24

Après comparaison, les résultats obtenus sont cohérents avec ceux de Metzger *et al.* (1974).

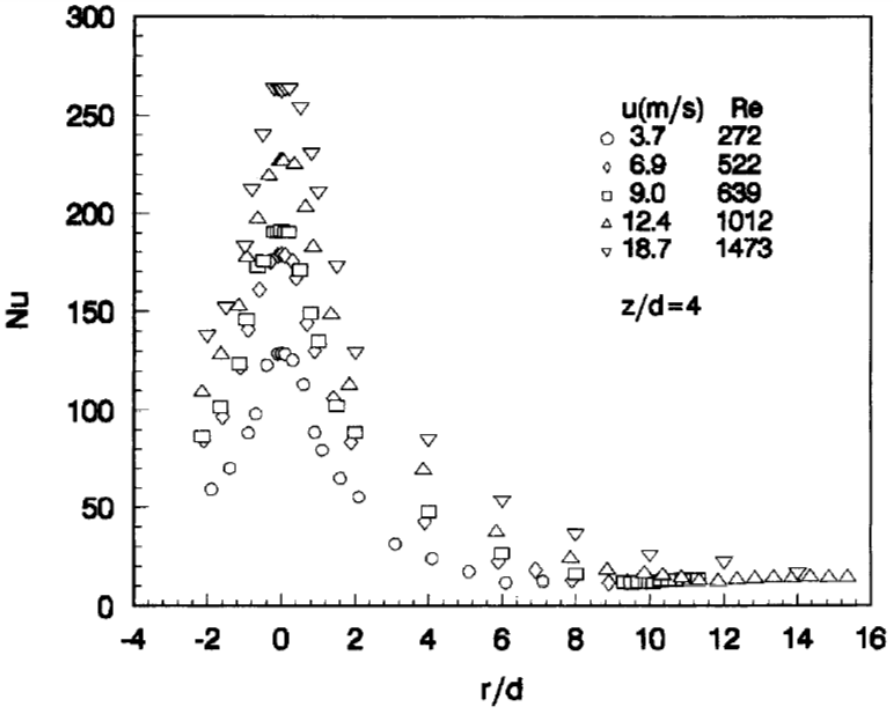

FIGURE I.2.13 – Profil radial du nombre de Nusselt local pour différents nombres de Reynolds (jet d'huile, tube de diamètre 0,987 mm), d'après l'étude expérimentale de Ma *et al.* (1997)

L'étude complémentaire de Sun *et al.* (1998), réalisée dans des conditions similaires avec divers liquides (kérosène, huiles...) s'est intéressée plus en détail au rôle du nombre de Prandtl ($7 < Pr < 262$) et a confirmé à nouveau le choix de l'exposant $\frac{1}{3}$ dans la plupart des corrélations. Ils trouvent, pour un tube de diamètre 0,987 mm et $7200 < Re_j < 13000$:

$$Nu_{stg} = 1{,}38\, Re_j^{0{,}489} Pr^{0{,}329} \tag{I.2.25}$$

De même que Stevens et Webb (1991) et Baonga *et al.* (2005) avec les jets d'eau, et en plus de la distinction tube/orifice étudiée par Ma *et al.* (1997) précédemment citée, les études expérimentales de Garimella et Nenaydykh (1996) et Soltis et Sangeorzan (2016) ont également constaté une influence de la géométrie de l'injection sur les échanges, en modifiant notamment le diamètre d'injection et/ou le rapport de forme en sortie d'injecteur (ces derniers observent, à Re_j et Pr constants, une augmentation du nombre de Nusselt moyen de 137,1% en passant d'un diamètre d'injection de 0,864 mm à 3,073 mm). Ces changements sont également attribués à une modification du profil de vitesse en sortie d'injection, mais nécessiteraient d'avantage d'études pour être correctement compris.

Bilan

Comme nous l'avons vu, les transferts de chaleur par impact de jet liquide sont soumis à de très nombreux paramètres. Chaque étude fournit une corrélation et des observations relatives à une gamme de paramètres donnés. Choisir une corrélation adaptée à un cas spécifique peut ainsi s'avérer délicat. Parmi ces paramètres, le nombre de Reynolds à l'injection Re_j semble cependant être celui qui contrôle le plus l'intensité des échanges. Une dépendance du Nu en Re_j^a avec a compris entre 0,5 (jet turbulent) et 0,8 (jet laminaire) semble se dégager des nombreuses corrélations, malgré quelques disparités. Pour ce qui est du nombre de Prandtl, la puissance associée semble comprise entre 0,2 et 0,4 et est d'ailleurs prise égale à 1/3 dans de nombreuses études. Les propriétés du fluide, notamment sa viscosité, intervenant dans le Reynolds et le Prandtl semblent jouer un rôle important : plus le fluide est visqueux et moins le refroidissement est efficace. Dans le cas de l'huile, où ce paramètre varie très rapidement selon

la température, il apparait comme primordial de surveiller ce paramètre. Il est cependant à noter que dans la quasi-totalité des études présentées ci-dessus, la nature exacte de l'huile est généralement inconnue, ce qui complique les comparaisons entre différentes expériences. Enfin, si la distance d'injection ne semble pas être un facteur de premier ordre, d'autres paramètres comme le profil de vitesse à l'injection, dépendant du diamètre et du régime d'écoulement, semblent jouer également un rôle non négligeable sur l'intensité des transferts.

I.2.3 Refroidissement par impact de jet sur un disque en rotation

Intéressons-nous désormais à l'impact d'un jet sur une plaque en rotation. Comparé au cas fixe, encore moins d'études ont été menées dans cette configuration. La très grande majorité de ces études s'intéressent à un jet impactant un disque horizontal en son centre [4]. Après une rapide présentation du refroidissement par jets d'air submergés, nous présenterons les quelques résultats trouvés dans la littérature concernant les jets liquides.

Dans cette section, nous ferons référence au nombre de Reynolds de rotation $Re_\omega^L = \dfrac{\omega L^2}{\nu}$ où ω désigne la vitesse angulaire du disque, ν la viscosité cinématique du fluide considéré et L une distance caractéristique. Nous préciserons également la distance caractéristique utilisée pour le Reynolds d'injection Re_j^L si celle-ci est différente du diamètre d'injection, comme défini dans l'équation I.2.1 (certains auteurs utilisent notamment le diamètre du disque).

I.2.3.1 Jets submergés

La rotation d'un disque dans l'air ambiant provoque l'apparition de couches limites à sa surface. L'interaction d'un jet d'air en impact au centre d'un disque en rotation peut ainsi résulter en des écoulements tridimensionnels complexes, modifiant par conséquent les transferts de chaleur associés. L'observation de jets de fumée ainsi que des mesures de température ont permis à Popiel et Boguslawski (1986) d'identifier 3 zones distinctes :

- une zone dominée par l'impact de jet, où la vitesse de rotation du disque n'a pas d'influence sur les transferts de chaleur,
- une zone de transition,
- une zone dominée par la rotation, où les transferts de chaleur sont similaires à ceux obtenus dans le cas d'un disque non-soumis à l'impact d'un jet.

Ces 3 zones sont représentées sur la figure I.2.14. Ces observations ont été confirmées par la suite par de nombreux auteurs, dont notamment l'étude expérimentale de Chen *et al.* (1998) observant les transferts de masse issus d'une couche de naphtalène, les mesures infrarouges de Pellé et Harmand (2009) dans le cas d'un disque confiné par un stator (voir figure I.2.15), ainsi que l'étude de Şara *et al.* (2008) dans le cas d'un jet d'eau submergé. Des calculs DNS menés par Oguic *et al.* (2016) dans cette dernière configuration ont également montré des résultats similaires. Pellé et Harmand (2009) établissent deux corrélations pour décrire le positionnement de ces zones, dans lesquelles interviennent la distance adimensionnée $G = Z/D$ caractérisant l'espacement entre le disque et un stator situé en face :

- le rayon critique r_{crit} délimitant la fin de la première zone est donné par :

$$\frac{r_{crit}}{D} = 0{,}0325\,(1 - \exp(-45\,G))Re_j^{0,5} \tag{I.2.26}$$

4. La configuration étudiée lors de cette thèse est plus complexe : un jet horizontal vient impacter un disque placé à la verticale, et la position de l'injecteur est décentrée par rapport au disque.

- le Reynolds de rotation local délimitant le début de la troisième zone est donné par :

$$Re_\omega^r = 0{,}4\,(1+\exp(0{,}365\,Re_\omega^D \times 10^{-5}))(1+\exp(-15\,G)) \tag{I.2.27}$$

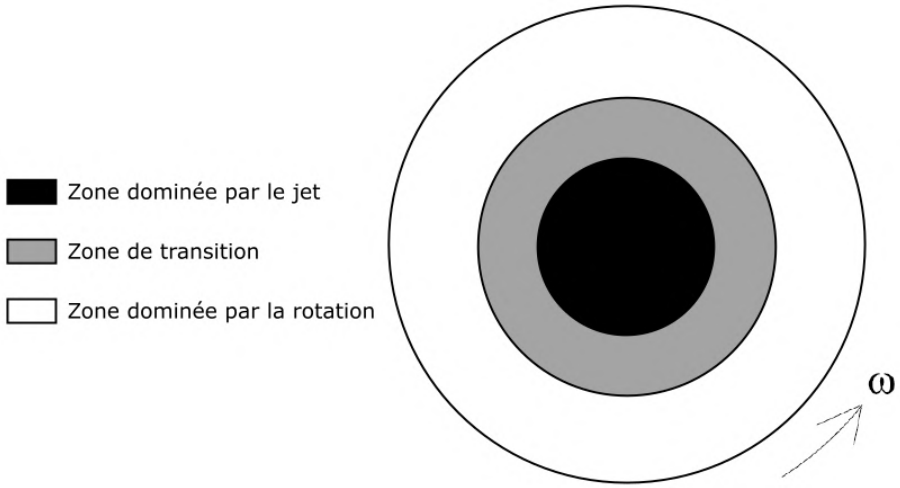

FIGURE I.2.14 – Représentation schématique des zones observées lors de l'impact d'un jet d'air sur un disque en rotation.

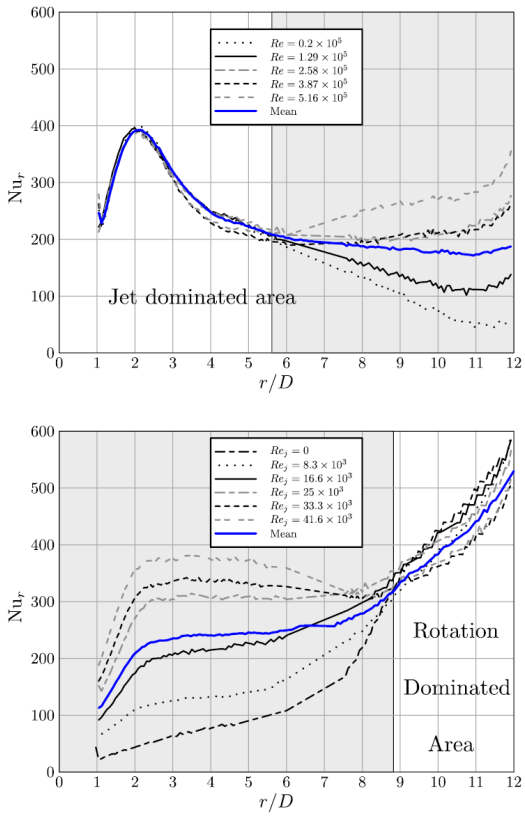

FIGURE I.2.15 – Profil du nombre de Nusselt local. En haut : Reynolds de jet fixé à $Re_j = 41{,}6 \times 10^3$. En bas : Reynolds de rotation Re fixé à $Re = 5{,}16 \times 10^5$. (Jet d'air en configuration confinée, tube de diamètre 26 mm, disque de diamètre 62 cm). D'après l'étude expérimentale de Pellé et Harmand (2009)

Des corrélations décrivant les transferts de masse/chaleur furent également proposées (Chen *et al.*, 1998; Pellé et Harmand, 2009; Saniei *et al.*, 1998). Les auteurs s'accordent sur le fait qu'ajouter un jet impactant améliore toujours les transferts de chaleur par rapport à un simple disque en rotation, grâce à l'ajout d'une masse d'air supplémentaire et à l'augmentation de l'intensité turbulente au niveau des couches limites (Chen *et al.*, 1998). Quant à la position de l'injection, le refroidissement est globalement plus efficace si le fluide est injecté au centre du disque, comme l'observent Metzger *et al.* (1991) et Popiel et Boguslawski (1986) : en décalant la position d'injection, on décale également le maximum local du Nusselt mais la magnitude du pic diminue drastiquement. Toutefois, une injection décentrée permet d'obtenir dans le voisinage de la zone d'impact des coefficients d'échange plus élevés que si le jet avait été centré sur le disque (cf figure I.2.16). Popiel et Boguslawski (1986) proposent une corrélation pour le nombre de Nusselt à la stagnation $Nu^r_{stg} = hr/\lambda_f$, dont la longueur caractéristique r correspond au rayon de la position d'impact :

$$Nu^r_{stg} = 0{,}190\, Re_j^{0{,}68} \left(\frac{r}{d}\right)^{0{,}22} \left(\frac{Z}{d}\right)^{-0{,}06} \tag{I.2.28}$$

pour $0{,}5 \leqslant \dfrac{Z}{d} \leqslant 20$ et $2{,}7 \leqslant \dfrac{r}{d} \leqslant 20$

$$Nu^r_{stg} = 0{,}125\, Re_j^{0{,}68} \left(\frac{r}{d}\right)^{0{,}56} \tag{I.2.29}$$

pour $1 \leqslant \dfrac{Z}{d} \leqslant 10$ et $1{,}5 \leqslant \dfrac{r}{d} \leqslant 2{,}7$

On notera que la vitesse de rotation du disque n'intervient pas dans ces formules, conformément à ce qui a été dit plus haut.

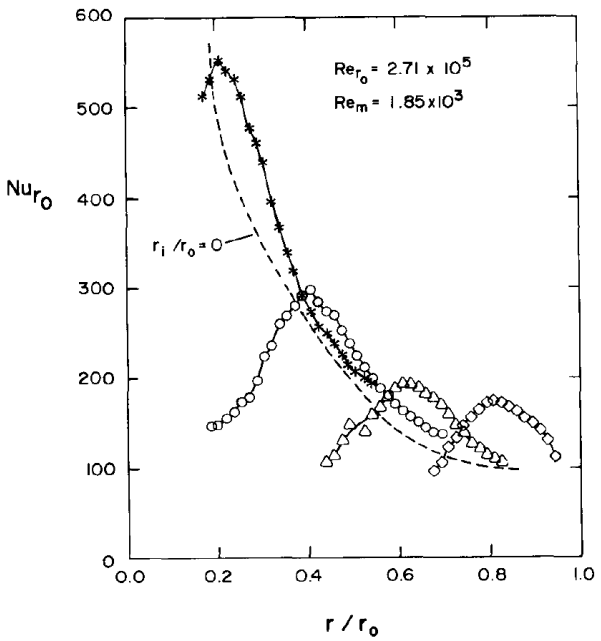

FIGURE I.2.16 – Profil radial du nombre de Nusselt local (défini avec le rayon extérieur du disque r_0) pour 5 différentes positions d'injection $r_i = 0$; 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 (jet d'air, tube de diamètre 4,67 mm, disque de diamètre 20,32 cm), d'après l'étude expérimentale de Metzger *et al.* (1991)

I.2.3.2 Jets immergés

Avant d'aborder les jets liquides en impact sur paroi tournante, nous pouvons nous pencher tout d'abord sur le cas plus simple d'un **film liquide** sans impact sur un disque en rotation. Thomas *et al.* (1991), Ozar *et al.* (2004) et Basu et Cetegen (2005) ont ainsi étudié expérimentalement des configurations similaires, où un film d'eau se développe depuis le centre d'un disque de quelques dizaines de centimètres de diamètre. L'injection se fait grâce à un collier permettant de contrôler l'épaisseur initiale du film et d'obtenir un vitesse de sortie uniforme (schéma en figure I.2.17). Les auteurs font ensuite varier le débit d'eau ainsi que la vitesse de rotation du disque et mesurent l'épaisseur du film d'eau δ_f ainsi obtenue par des mesures optiques ou par sondes capacitives. Une approche numérique du problème fut également menée par Rice *et al.* (2005).

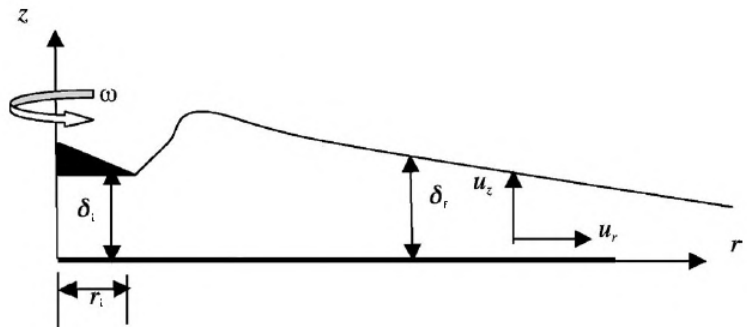

FIGURE I.2.17 – Schématisation du développement d'un film d'eau sur un disque en rotation, modifié à partir du schéma de Basu et Cetegen (2005)

Ces quatre études parviennent aux mêmes conclusions. De la même façon qu'avec l'air, 3 zones distinctes peuvent être identifiées : une première zone proche de l'injection, où les effets inertiels (liés à l'injection) et de frottement prédominent, suivie d'une zone de transition, puis d'une zone dominée par les forces centrifuges en périphérie du disque. L'épaisseur du film évolue en traversant ces différentes zones : les frottements ont tendance à ralentir le fluide dans la première zone et donc à épaissir le film. Au contraire, les forces centrifuges font diminuer l'épaisseur du film. L'épaisseur maximale du film liquide est donc observée dans la zone de transition. En faisant varier le débit d'eau ou la vitesse de rotation, la position de ce maximum évolue : augmenter le Reynolds d'injection augmente la taille de la zone centrale en éloignant la position du maximum et inversement des vitesses de rotation plus élevées ramènent le maximum vers le centre du disque (cf figure I.2.18). Ainsi, d'après les observations de Ozar *et al.* (2004), les forces centrifuges deviennent rapidement majoritaires sur toute la surface du disque dès que celui-ci atteint plusieurs centaines de rotations par minutes ($\simeq 300\,\mathrm{tr.min^{-1}}$) et l'on se retrouve alors avec un film dont l'épaisseur diminue radialement. De plus, comme pour le cas d'un jet liquide en impact, l'injection d'un débit au centre d'une plaque provoque un ressaut hydraulique (voir paragraphe I.2.1.2), comme observé par Ozar *et al.* (2003). La position de ce ressaut est très rapidement repoussée vers l'extérieur du disque par les forces centrifuges, même pour de « faibles » vitesses de rotation (cf figure I.2.19).

Ces auteurs ont également mesuré par thermocouples les transferts de chaleur sur la surface du disque. Des échanges globalement plus importants sont observés quand le disque est en rotation, car comme décrit plus haut, les forces centrifuges diminuent l'épaisseur du film, ce qui augmente par conséquent la vitesse du fluide et favorise les échanges de chaleur. La répartition locale du nombre de Nusselt dépend ainsi des différentes zones décrites plus haut. Pour de faibles vitesses de rotation, où les trois zones sont présentes et donc où l'épaisseur du film commence par augmenter, des profils comme ceux de la figure I.2.20 (a) sont observés : les échanges diminuent au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre du disque. Cependant, pour des vitesses plus élevées où les forces centrifuges sont majoritaires sur tout le disque et

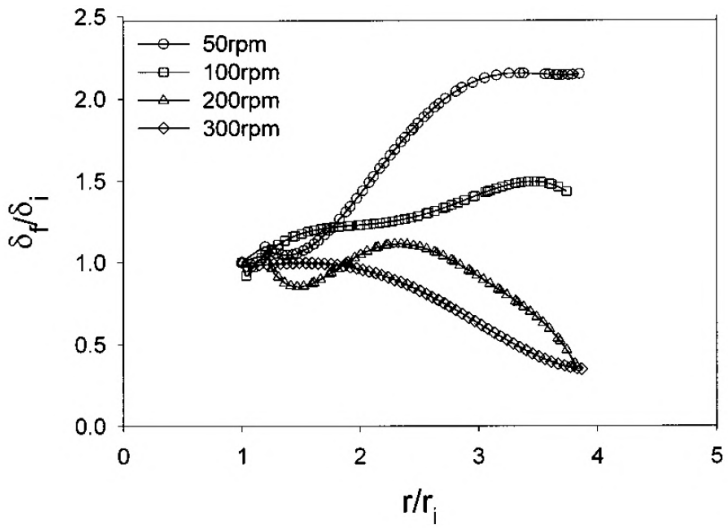

FIGURE I.2.18 – Évolution de l'épaisseur d'un film liquide sur un disque en rotation selon la direction radiale, d'après l'étude expérimentale de Ozar *et al.* (2004) (mêmes notations que sur la figure I.2.17).

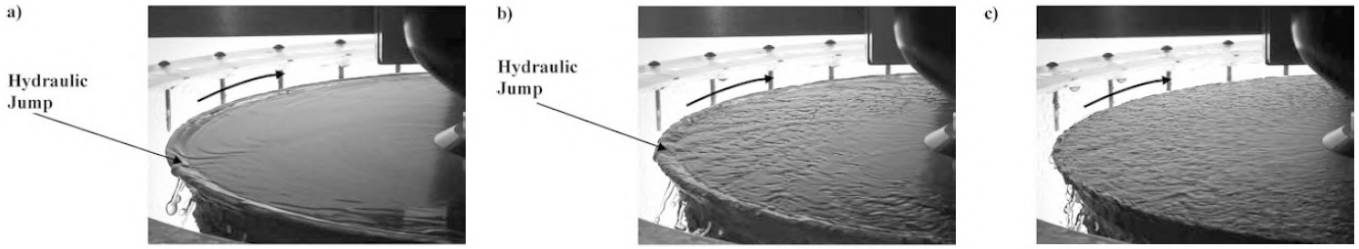

FIGURE I.2.19 – Visualisation de l'écoulement d'un jet liquide impactant un disque en rotation à 50 tr.min^{-1} ; a : $Re_j = 238$, b : $Re_j = 555$, c : $Re_j = 1188$. D'après l'étude expérimentale de Ozar *et al.* (2003).

par conséquent le film devient de plus en plus fin, on constate une augmentation du nombre de Nusselt avec le rayon, jusqu'à un maximum (cf figure I.2.20 (b)). Puis, les échanges finissent par diminuer à cause de l'échauffement du film et du développement de la couche limite thermique. Basu et Cetegen (2005) constatent également qu'en augmentant la vitesse de rotation, l'intensité de ce pic augmente et se décale vers le centre du disque (figure I.2.21). Le nombre de Reynolds de l'injection Re_j a également un rôle important sur les échanges observés : son augmentation se traduit également par de meilleurs échanges thermiques. L'intensité du pic de Nusselt augmente également et celui-ci est déplacé vers l'extérieur du disque quand le Reynolds augmente (cf figure I.2.20 (b)).
Ozar *et al.* (2004) proposent deux corrélations représentant les résultats de leurs expérimentations, avec une précision de ±20%. Ces corrélations font intervenir entre autres le nombre de Rossby, $Ro = U_{rad}/\omega r$, rapport entre la composante radiale de la vitesse du film à la sortie du collier U_{rad} et la vitesse angulaire du disque :

$$Nombre\ de\ Nusselt\ local\ :\ Nu_r = 0{,}088\left(Re_j^r\right)^{0{,}66} Pr^{0{,}33} + 0{,}436\left(\frac{Re_\omega^r}{Ro}\right)^{0{,}39} Pr^{0{,}33} \quad \text{(I.2.30)}$$

$$Nombre\ de\ Nusselt\ moyen\ :\ Nu_{moy}^D = 1{,}595\left(Re_j\right)^{0{,}79} Pr^{0{,}33} + 2{,}692\left(\frac{Re_\omega^D}{Ro}\right)^{0{,}30} Pr^{0{,}33} \quad \text{(I.2.31)}$$

Basu et Cetegen (2005) trouvent quand à eux une dépendance en $Nu_{moy} \propto Ro^{0{,}18}$ et $Nu_{moy} \propto Re_j^{1{,}2}$, dans le cas d'un chauffage constant sur le disque.

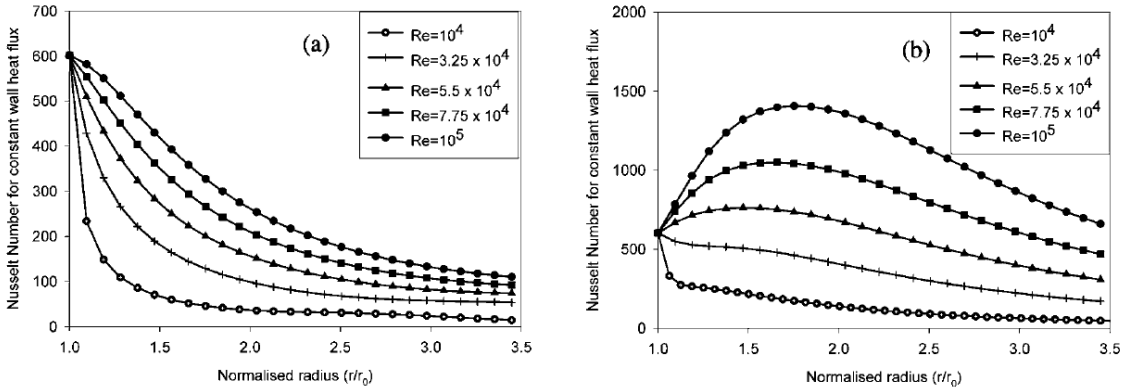

FIGURE I.2.20 – Variation du nombre de Nusselt pour différents nombres de Reynolds pour (a) une « faible » vitesse de rotation $Ro = 1000$ et (b) une « grande » vitesse de rotation $Ro = 0{,}5$, d'après l'étude de Basu et Cetegen (2005).

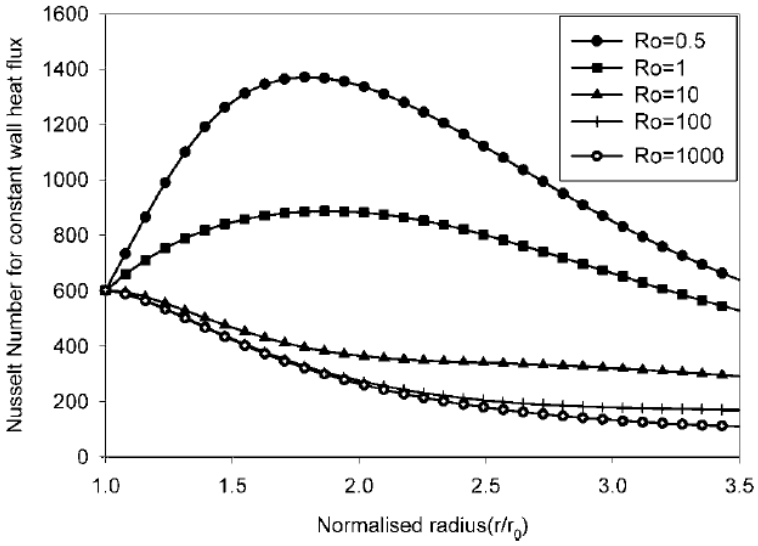

FIGURE I.2.21 – Variation du nombre de Nusselt pour différentes nombres de Rossby (ie différentes vitesses de rotation), d'après l'étude de Basu et Cetegen (2005).

Cependant, les études précédemment citées ne traitent pas spécifiquement de **l'impact d'un jet liquide sur un disque**, mais s'intéressent seulement aux effets d'un film liquide sur la surface de celui-ci.
Nous pouvons commencer par citer les études menées par Gradeck *et al.* (2006) et Fujimoto *et al.* (2011) étudiant l'impact d'un jet liquide, et notamment la position du ressaut hydraulique, sur une paroi en mouvement (à vitesse modérée toutefois $< 2\,\mathrm{m.s^{-1}}$). Ces derniers ont notamment considéré le cas où le jet impacte une paroi déjà recouverte d'un film liquide (permettant l'analogie avec un disque en rotation où un dépôt liquide s'accumule au fur et à mesure des rotations). Ils constatent 3 modes distincts (voir figure I.2.22) : pour de faibles vitesses de déplacement de la paroi, une zone de film fin est présente en amont de l'impact jusqu'au ressaut hydraulique (mode 1). En augmentant la vitesse de la surface, le ressaut hydraulique vient au contact du jet (mode 2), puis l'écoulement devient instable dans toute la région d'impact et aucun ressaut n'est visible.

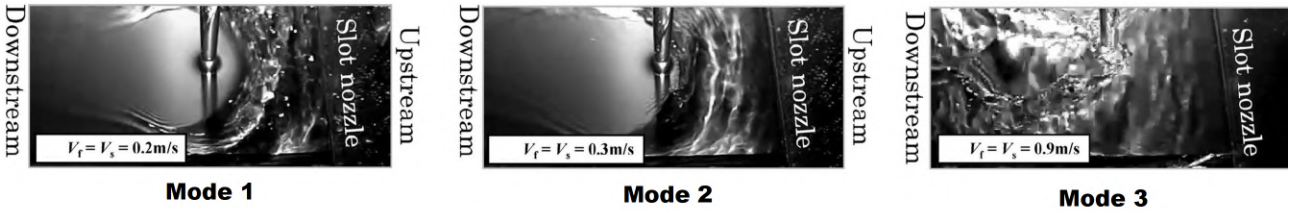

FIGURE I.2.22 – Effet de la variation de la vitesse d'une paroi mobile V_s (égale à la vitesse du film liquide V_f) et mise en évidence de 3 modes, pour un jet d'eau impactant à 0,43 m.s^{-1} - $d = 7$ mm - d'après l'étude de Fujimoto *et al.* (2011).

À notre connaissance, la seule étude expérimentale ayant cherché à déterminer les échanges thermiques dans une situation proche de celle étudiée lors de cette thèse est celle menée par Carper *et al.* (1986), où un disque horizontal en rotation est impacté par un jet d'huile en régime laminaire, en différentes positions (pas seulement en son centre). Ce disque est chauffé de façon à obtenir une température uniforme à sa surface (du fait de la haute conductivité thermique de l'aluminium dont il est constitué), et une série de thermocouples permettent d'en déduire un coefficient d'échange moyen avec le liquide sur la surface totale du disque et ce dans plusieurs configurations d'injection et de vitesse de rotation du disque ($180 < Re_j < 1300$, $87 < Pr < 400$ et $16000 < Re_\omega < 545000$). Dans le cas d'un jet impactant le disque en son centre, la corrélation suivante est proposée, représentant 95% de leurs 200 points de mesure à ±30% près :

$$Nu^D_{moy} = 0{,}097\,\frac{d}{D}\,Re_\omega^{0{,}348} Re_j^{0{,}459} Pr^{0{,}448} \tag{I.2.32}$$

Il est à noter que dans une étude précédente (Carper et Deffenbaugh, 1978) opérée sur le même montage, mais sans faire varier le nombre de Prandtl du fluide, une corrélation différente avait été obtenue ($230 < Re_j < 1800$, $Pr = 270$ et $6250 < Re_\omega < 400000$) :

$$Nu^D_{moy} = 3{,}4\,\frac{d}{D}\,Re_\omega^{0{,}413} Re_j^{0{,}250} \tag{I.2.33}$$

Des différences notables sont observées entre ces deux corrélations, notamment la dépendance au Re_j. Il est à noter que Carper *et al.* (1986) ont constaté que la dépendance au Re_j semble être plus prononcée lorsque le nombre de Reynolds de rotation augmente, ce qui d'après eux explique en partie les différences obtenues sur l'exposant associé à Re_j (les gammes de Re_ω étudiées étant légèrment différentes entre les deux études). De façon similaire, ils ont également constaté que la dépendance au Re_ω est plus importante lorsque le nombre de Reynolds d'injection augmente.

Puis, les auteurs se sont également intéressés à l'influence de la position de l'injection, en impactant le disque à un rayon r depuis le centre du disque (adimensionné par le rayon R_d total du disque). Ils obtiennent la corrélation suivante, représentant 95% de leurs 264 points de mesure à ±24% près :

$$Nu^D_{moy}(r) = 0{,}57\,\frac{d}{D}\,Re_\omega^{0{,}272} Re_j^{0{,}442} Pr^{0{,}381} (1 - r/R_d)^{0{,}255}, \quad 0{,}2 \leq r/R_d \leq 0{,}8 \tag{I.2.34}$$

En n'impactant pas le disque en son centre, certaines zones ne sont pas atteintes par le film et une partie du liquide est éjectée sans avoir pu contribuer au refroidissement, ce qui explique que le coefficient d'échange moyen baisse au fur et à mesure que l'on éloigne le jet du centre du disque, comme on peut le voir sur la figure I.2.23. Cependant, pour des faibles vitesses de rotation, l'évolution du Nu moyen en fonction de la position d'injection r/R_d n'est pas monotone : un optimum est observé aux alentours de $r/R_d \simeq 0{,}4$. D'après les auteurs, cela montre qu'aux faibles vitesses de rotation, les échanges thermiques sont dominés par l'influence

du jet, mais que ces échanges peuvent être améliorés en bénéficiant des effets de l'augmentation de la vitesse du disque sous le jet.

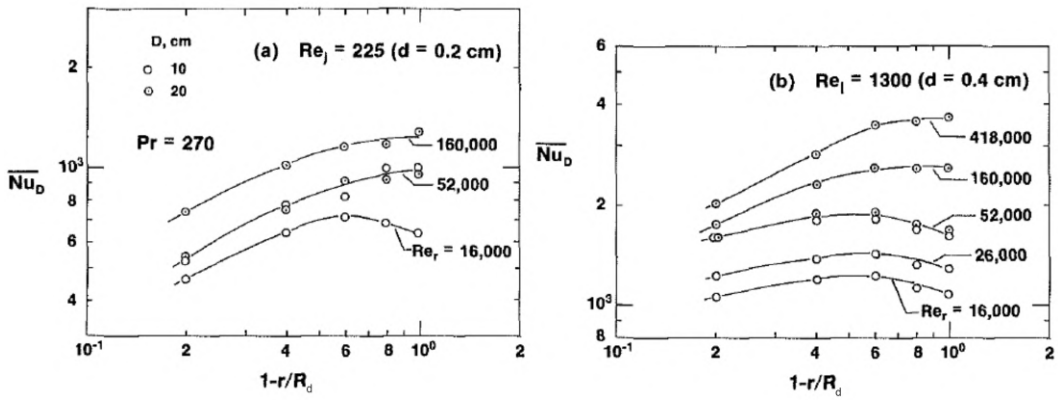

FIGURE I.2.23 – Effet du r/R_d sur le Nusselt moyen $\overline{Nu}_D = h_{moy}D/\lambda$ pour différents Reynolds de rotation Re_r et 2 Reynolds de jet Re_j : (a) $Re_j = 225$, (b) $Re_j = 1300$; $Pr = 270$, d'après l'étude expérimentale de Carper (1989).

Nous pouvons également mentionner l'étude numérique menée par Rahman et Lallave (2007) portant sur une configuration similaire (mais seulement avec un impact au centre du disque), donnant cette fois des résultats locaux pour le coefficient d'échange convectif ainsi que pour l'épaisseur du film liquide et ce pour une gamme de paramètres variés ($445 < Re_j < 1800$; $1{,}29 < Pr < 124{,}44$; $3770 < Re_\omega < 45200$; $0{,}55 < Z/D < 5{,}0$; $2{,}11 < d/D < 6{,}33$). Comme indiqué plus haut, ces derniers remarquent qu'augmenter le Reynolds de jet ou de rotation fait diminuer l'épaisseur de film et augmente par conséquent les échanges de chaleur. Une corrélation pour le nombre de Nusselt moyen sur un disque de diamètre D est proposée dans le cas de l'eau :

$$Nu^D_{moy} = Re_j^{0,385} Re_\omega^{0,091} Pr^{0,4} (Z/D)^{0,0114} (\lambda_s/\lambda_f)^{-0,25}, \quad Pr = 5{,}49 \tag{I.2.35}$$

Enfin, une étude numérique plus récente menée par Jiang *et al.* (2021), s'intéressant encore une fois à l'impact d'un jet liquide au centre d'un disque, aboutit à des conclusions similaires

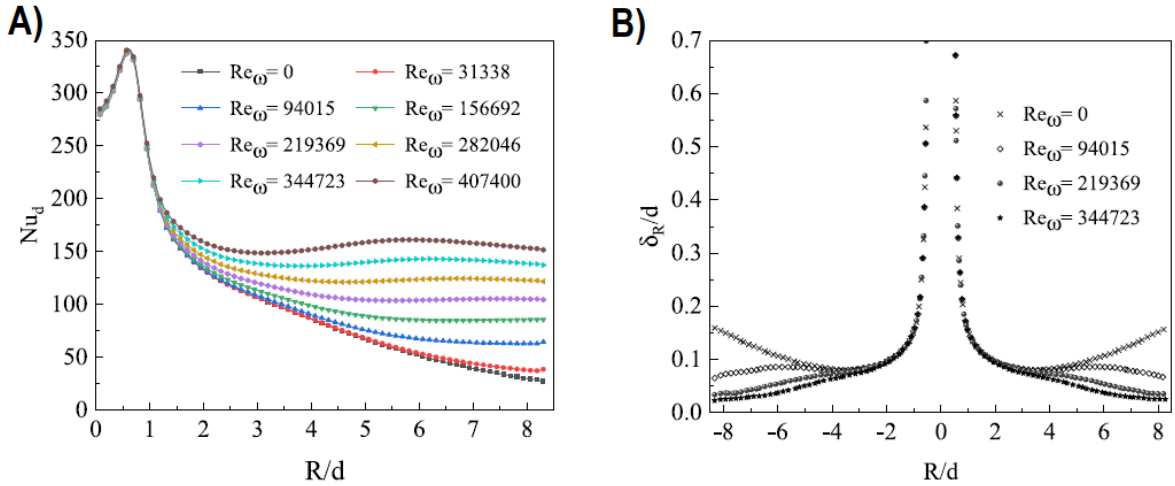

FIGURE I.2.24 – **A)** Distribution radiale du nombre de Nusselt local pour différents Reynolds de rotation **B)** Distribution radiale de l'épaisseur du film pour différents Reynolds de rotation - d'après l'étude numérique de Jiang *et al.* (2021).

(augmentation des échanges avec la vitesse de rotation dûs à un affinement du film liquide), comme l'illustrent les graphes de la figure I.2.24. De plus, ils constatent également la présence d'une zone dominée par l'impact de jet (pour $r/d < 0{,}615$), où les échanges sont identiques quelle que soit la vitesse de rotation du disque. Une corrélation pour le nombre de Nusselt moyen sur le disque est également proposée, en faisant intervenir encore une fois les Reynolds d'injection et de rotation et le nombre de Prandtl :

$$Nu^D_{moy} = 0{,}0853\, Re_j^{0{,}2895} Re_\omega^{0{,}3006} Pr^{0{,}2663} \tag{I.2.36}$$

Cette corrélation est valable pour la gamme suivante : $800 < Re_j < 5000$; $65 < Pr < 225$; $75.000 < Re_\omega < 570.000$. Les dépendances associées sont comparables aux précédentes corrélations mentionnées plus haut.

Bilan

Globalement, peu d'études se sont intéressées au refroidissement d'un disque en rotation par impact de jet d'huile, et encore moins dans la situation spécifiquement étudiée dans cette thèse (disque vertical, impacté par un jet non centré sur le disque).
Néanmoins, les études disponibles montrent que la vitesse de rotation du disque semble être un paramètre important contrôlant les échanges convectifs : augmenter la vitesse de rotation du disque permet la formation d'un film liquide plus fin à la surface du disque, ce qui augmente la vitesse pariétale et les échanges résultants. Plusieurs études identifient également des zones dominées soit par la rotation du disque, soit par l'impact du jet.
Quelques corrélations, dépendant généralement du nombre de Prandtl, du Reynolds de jet et du Reynolds de rotation ont été proposées dans la littérature, mais dans le cadre de configurations assez spécifiques et ne représentant que les échanges moyens sur le disque.

I.3 Intéractions entre un jet liquide et un écoulement d'air cisaillant

Dans une machine électrique, les conditions dans lesquelles évolue le jet avant son impact ne sont cependant pas aussi stables que considérées jusque ici. La rotation du rotor à haute vitesse peut en effet provoquer un brassage important de l'air dans la cavité située entre la partie tournante et le stator. L'environnement dans lequel évolue le jet n'est alors plus au repos, ce qui peut avoir des conséquences sur sa dynamique. Cet écoulement d'air est complexe et dépend notamment de la géométrie du moteur. Ainsi, nous nous intéresserons ici à une situation simplifiée, où un écoulement d'air perpendiculaire vient cisailler le jet liquide comme représenté sur le schéma de la figure I.3.1. Dans cette configuration, le jet peut être dévié par l'écoulement d'air, voire atomisé en gouttelettes. De nombreuses études ont été menées dans cette configuration, comme le soulignent No (2015) et Broumand et Birouk (2016) dans leurs articles sur l'état de l'art. Cependant du fait de la complexité du problème, fortement tridimensionnel, et des nombreux paramètres influençant le résultat, comme le type d'injection, de grandes disparités sont observées dans les études et de nombreuses questions demeurent sans réponses malgré les récents progrès réalisés.

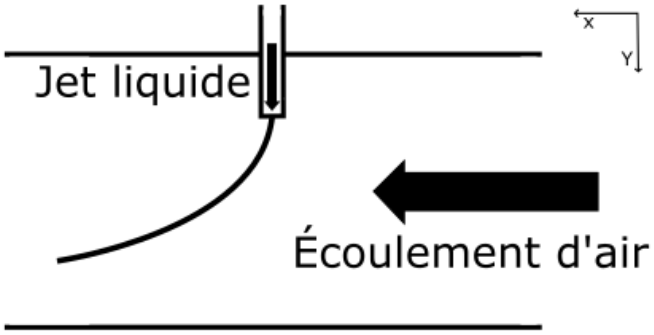

FIGURE I.3.1 – Schéma représentant un jet liquide dévié par un jet d'air cisaillant.

Nous nous limiterons ici à l'étude de la trajectoire d'un jet liquide laminaire soumis à un écoulement d'air cisaillant subsonique. Pour cela, introduisons le nombre de Weber We, utilisé classiquement pour caractériser l'écoulement de fluides à l'interface d'un système diphasique. Il est possible de définir ce nombre adimensionné pour chacun des fluides que l'on considère ici :

$$\textit{pour le jet liquide} \ : \ \mathrm{We}_l = \frac{\rho_l v_l^2 L}{\sigma} = \frac{\rho_l U_j^2 d}{\sigma} \tag{I.3.1}$$

$$\textit{pour le jet d'air (gaz)} : \ \mathrm{We}_g = \frac{\rho_g v_g^2 L}{\sigma} = \frac{\rho_g v_g^2 d}{\sigma} \tag{I.3.2}$$

Dans notre application, la distance caractéristique L est le diamètre d'injection d du jet liquide. σ correspond à la tension superficielle ($N.m^{-1}$) du liquide considéré.

Définissons également la rapport de quantité de mouvement q entre le jet liquide et le jet d'air :

$$q = \frac{\rho_l v_l^2}{\rho_g v_g^2} = \frac{\rho_l U_j^2}{\rho_g v_g^2} = \frac{\mathrm{We}_l}{\mathrm{We}_g} \tag{I.3.3}$$

I.3.1 Régimes d'atomisation du jet

Sous l'action de l'écoulement d'air, différents régimes d'atomisation ont été identifiés expérimentalement et de nombreuses combinaisons de paramètres ont été proposées pour décrire ces régimes. Le nombre de Weber associé à l'écoulement d'air We_g est le paramètre adimensionné ayant le plus fort impact et est utilisé par la plupart des auteurs pour décrire ces différents modes d'atomisation. Nous ne décrirons pas ici tous les régimes et paramètres identifiés et redirigeons le lecteur vers la bibliographie de Broumand et Birouk (2016). Cependant, nous pouvons toutefois présenter ici les résultats obtenus par Birouk *et al.* (2003) dans le cas d'un jet d'huile visqueux. Ces derniers identifient plusieurs régimes d'atomisation et représentent la transition entre ceux-ci sur un diagramme $\mathrm{We}_g - \mathrm{We}_l$, comme proposé précédemment par Vich et Ledoux (1997), mais également sur un diagramme $\mathrm{We}_l - 1/q$ (figure I.3.2). Contrairement à Vich et Ledoux (1997), seuls deux régimes sont observés par Birouk *et al.* (2003) : la séparation en arcades[1] (associée à de faibles We_g et We_l) et en poches[2] (associée à de grands We_g et We_l). Dans le mode « arcades », illustré sur la figure I.3.3, le jet est d'abord dévié dans le sens de l'écoulement d'air. Puis en s'éloignant de l'injection certaines parties du jet s'épaississent ou au contraire s'amincissent jusqu'à la rupture à cause des instabilités de Plateau-Rayleigh qui s'y développent. En augmentant la vitesse du flux d'air, la déviation du jet devient de plus en plus importante. Pour le mode « poches », présenté sur la figure I.3.4, le jet s'aplatit dans un premier temps et laisse apparaitre deux filaments connectés par une fine nappe de liquide. À cause des efforts aérodynamiques, cette nappe se gonfle et explose, libérant de nombreuses gouttes de faible diamètre. Le passage du premier régime vers le second ne se fait pas brutalement, mais par un régime de transition que les auteurs positionnent pour $3 < \mathrm{We}_g < 9$ et $149 < \mathrm{We}_l < 939$.

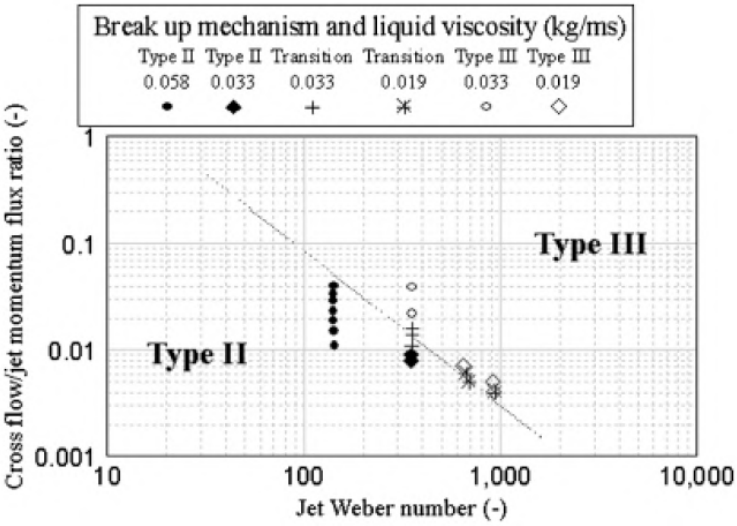

FIGURE I.3.2 – Diagramme représentant les deux régimes observés par Birouk *et al.* (2003) dans le cas d'un jet d'huile cisaillé par un écoulement d'air. Type II : arcades - Type III : poches

1. *arcade break-up* en anglais
2. *bag break-up* en anglais

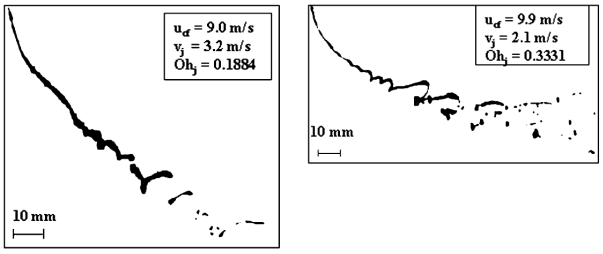

FIGURE I.3.3 – Atomisation d'un jet liquide en mode « arcades », Birouk *et al.* (2003).

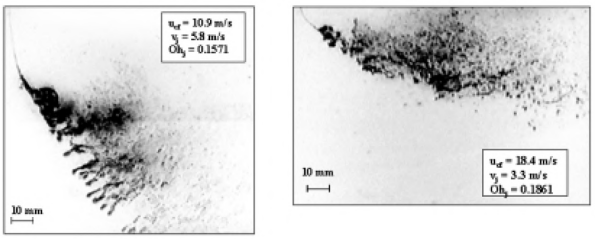

FIGURE I.3.4 – Atomisation d'un jet liquide en mode « poches », Birouk *et al.* (2003).

I.3.2 Déviation du jet

Sous l'action des forces aérodynamiques, le jet liquide est dévié dans la direction de l'écoulement. Dans son étude sur l'état de l'art, No (2015) passe en revue les nombreuses corrélations empiriques proposées dans la littérature. Les auteurs s'accordent sur l'importance du rapport de quantité de mouvement q qui apparait comme le paramètre principal pilotant la trajectoire du jet. Cependant, certaines corrélations prennent aussi en compte d'autres paramètres comme le nombre de Weber associé à l'écoulement d'air, la viscosité du liquide, le nombre de Reynolds à l'injection ou encore le rapport de température des fluides. Des lois exponentielles, logarithmiques ou de puissance ont été proposées, mais ces dernières sont les plus utilisées. Cependant, de grandes disparités sont observées entre ces différentes corrélations, avec un écart allant parfois jusqu'à 100% comme le rapporte Lubarsky *et al.* (2012). Pour expliquer ces différences, plusieurs sources d'erreur sont identifiées par No (2015) :

- la diversité des méthodes de mesures utilisées (ombroscopie, vélocimétrie laser...),
- des difficultés à définir précisément les frontières du jet,
- les hypothèses réalisées pour définir les différents paramètres, notamment les pertes de charge à l'injection, influant sur la vitesse d'injection du jet liquide, ou encore l'estimation des propriétés des fluides (masse volumique, viscosité, tension de surface,...),
- des variations dans la géométrie des injecteurs, affectant le niveau de turbulence à l'injection.

Nous ne présenterons pas ici de manière exhaustive les différentes corrélations, nous nous limiterons à quelques études portant sur les jets liquides à viscosité élevée. Birouk *et al.* (2007) ont ainsi étudié plusieurs jets à base de mélange d'eau et de glycerol, présentant une viscosité jusqu'à 80 fois supérieure à celle de l'eau. Une meilleure pénétration du jet est globalement observée avec l'augmentation de la viscosité (exemple de résultat sur la figure I.3.5 A), ce qui est attribué à la formation de plus grosses gouttes et par conséquent d'un meilleur rapport entre les forces d'inertie et de traînée sur celles-ci. Cependant dans certaines configurations, les auteurs ont obtenu le résultat contraire (exemple figure I.3.5 B), ce qu'ils attribuent à des différences lors de l'atomisation du jet, encore mal comprises. De plus ceux-ci constatent que proche de l'injection, les effets de la viscosité sont difficiles à identifier : il semblerait que dans cette zone, la pénétration du jet soit généralement moins efficace avec un jet visqueux (comme sur la figure I.3.5 A). Des observations similaires ont été rapportées par Wu *et al.* (1997), qui attribuent cette différence à une augmentation de l'épaisseur des arcades juste après l'injection plus importante avec un jet visqueux, résultant en des forces de traînée plus grandes. Une corrélation prenant en compte la viscosité du liquide injecté est proposée (Birouk *et al.*, 2007) :

$$\frac{y}{d} = 1{,}627 \left(\frac{x}{d}\right)^{0{,}46} q^{0{,}47} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{eau}}\right)^{0{,}079} \tag{I.3.4}$$

où μ_{eau} est la viscosité dynamique de l'eau évaluée à pression et température ambiante. Cette corrélation est valable pour les plages suivantes : 1×10^{-3} kg.m^{-1}.s^{-1} $< \mu_l < 15 \times 10^{-3}$ kg.m^{-1}.s^{-1} ; $8{,}3 < q < 726$; $9{,}3 < \mathrm{We}_g < 159$ et $0 < \dfrac{x}{d} < 40$.

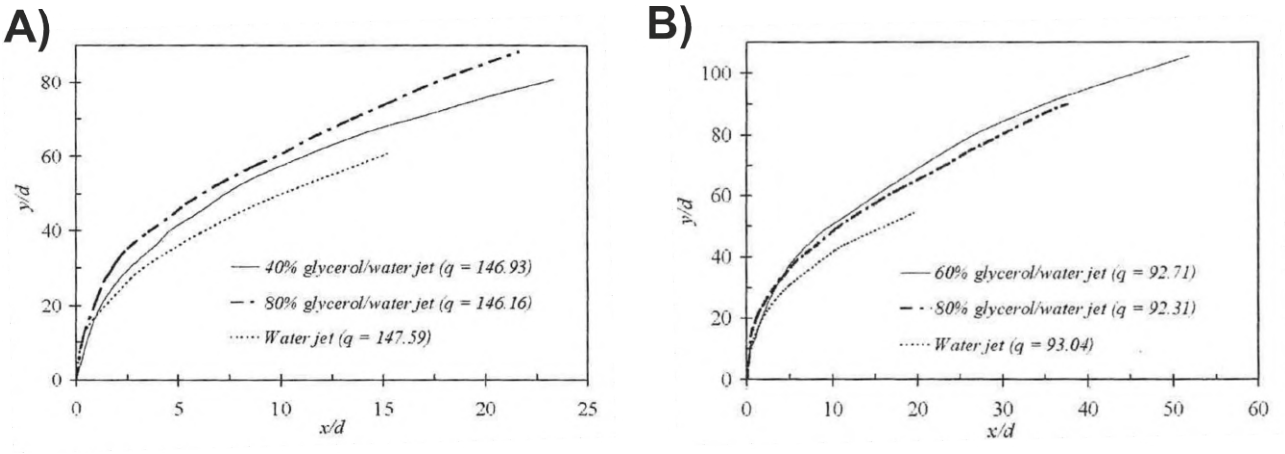

FIGURE I.3.5 – Trajectoire d'un jet pour différents rapports de quantité de mouvement q et pour différents fluides : mélange glycerol/eau à 40% ($\mu_l = 4{,}86 \times 10^{-3}$ kg.m^{-1}.s^{-1}), mélange glycerol/eau à 60% ($\mu_l = 15{,}41 \times 10^{-3}$ kg.m^{-1}.s^{-1}) ; mélange glycerol/eau à 80% ($\mu_l = 81{,}16 \times 10^{-3}$ kg.m^{-1}.s^{-1}) et eau ($\mu_l = 1{,}002 \times 10^{-3}$ kg.m^{-1}.s^{-1}). x et y définis comme sur la figure I.3.1. D'après l'étude expérimentale de Birouk *et al.* (2007).

Ragucci *et al.* (2007), avec une étude portant sur des jets d'eau et de kérosène trouvent également une amélioration de la distance de pénétration du jet avec la viscosité et proposent une corrélation prenant en compte le nombre de Weber de l'air :

$$\frac{y}{d} = 2{,}28 \left(\frac{x}{d}\right)^{0{,}367} q^{0{,}422} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{air}}\right)^{0{,}186} \mathrm{We}_g^{-0{,}015} \tag{I.3.5}$$

où la viscosité dynamique du liquide est cette fois adimensionnée par celle de l'air ambiant μ_{air} évaluée à pression et température ambiante. Cette corrélation est valable pour les plages suivantes : $5 < q < 280$, $7 < \mathrm{We}_g < 340$ et $9 < \dfrac{x}{d} < 50$. L'exposant associé au We_g est négatif car son augmentation améliore l'atomisation du jet liquide en fines gouttelettes.
Nous pouvons également citer les travaux menés par Stenzler *et al.* (2006), qui contrairement aux deux études citées précédemment, montrent une réduction de la distance de pénétration suite à une hausse de la viscosité. Cependant, ces travaux portent sur des liquides moins visqueux (eau, Acetone, 4-Heptanone). Une corrélation est également proposée :

$$\frac{y}{d} = 3{,}354 \left(\frac{x}{d}\right)^{0{,}391} q^{0{,}442} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{eau}}\right)^{-0{,}027} \mathrm{We}_g^{-0{,}088} \tag{I.3.6}$$

valable pour les plages suivantes : 3×10^{-4}kg.m^{-1}.s^{-1} $< \mu_l < 10 \times 10^{-4}$kg.m^{-1}.s^{-1}, $9 < q < 18$, $0{,}9 < \mathrm{We}_g < 164{,}3$ et $0 < \dfrac{x}{d} < 100$. Des observations similaires sont également obtenues par Farvardin *et al.* (2013) lors d'une étude portant sur l'injection de biodiesels. Ceux-ci ont repris cette corrélation, mais proposent des exposants différents pour le We_g ($-0{,}085$) et le rapport des viscosités ($-0{,}222$).
Malgré ces différences, nous pouvons constater que les exposants associés aux autres paramètres, notamment le rapport de quantité de mouvement q, restent cohérents entre les études.

Bilan

Plusieurs études se sont intéressées au cas d'un jet dévié par un écoulement d'air. Deux modes d'atomisation du jet par l'écoulement d'air ont été identifiés, un mode en « poches » et un mode en « arcades ». Les nombres de Weber du jet liquide et de l'écoulement d'air, et leur rapport q, semblent être les paramètres principaux contrôlant l'atomisation du jet, mais également la déviation du jet par l'écoulement d'air. Quelques corrélations ont été proposées dans la littérature pour estimer cette déviation, mais des différences significatives sont parfois observées entre elles. Il est également à noter que la viscosité du liquide semble avoir un léger rôle sur la déviation du jet.

Conclusion sur la synthèse bibliographique

Cette partie a permis de présenter l'état de l'art de la littérature portant sur le refroidissement par impact de jet, tant sur une paroi fixe que sur une paroi rotative (assimilable respectivement au refroidissement d'un stator ou d'un rotor), ainsi que sur les interactions entre un tel jet et un écoulement d'air cisaillant :

- Concernant le refroidissement d'une paroi fixe, le nombre de Reynolds à l'injection Re_j semble être le paramètre qui contrôle le plus l'intensité des échanges. Une dépendance du Nu en Re_j^a avec a compris entre 0,5 (jet turbulent) et 0,8 (jet laminaire) semble se dégager des nombreuses corrélations, malgré quelques disparités. Pour ce qui est du nombre de Prandtl, la puissance associée semble comprise entre 0,2 et 0,4 et est d'ailleurs prise égale à 1/3 dans de nombreuses études. Enfin, si la distance d'injection ne semble pas être un facteur de premier ordre, d'autres paramètres comme le profil de vitesse à l'injection, dépendant du diamètre et du régime d'écoulement, semblent jouer également un rôle non négligeable sur l'intensité des transferts.
  Cependant, beaucoup d'études se sont concentrées sur les échanges moyens sur un disque de diamètre D, mais assez peu d'entre elles ont décrit les échanges de chaleur locaux. De plus, les liquides très visqueux, associées à de très hauts nombres de Prandtl, ont également peu été étudiés (à notre connaissance, aucune étude n'a étudié des liquides avec $Pr > 750$) ;
- Globalement, peu d'études se sont intéressées au refroidissement d'un disque en rotation par impact de jet d'huile, et encore moins dans la situation spécifiquement étudiée dans cette thèse (disque vertical, impacté par un jet non centré sur le disque).
  Les études disponibles montrent que la vitesse de rotation du disque semble être un paramètre important contrôlant les échanges convectifs : augmenter la vitesse de rotation du disque permet la formation d'un film liquide plus fin à la surface du disque, ce qui augmente la vitesse pariétale et les échanges résultants. Plusieurs études identifient également des zones dominées soit par la rotation du disque, soit par l'impact du jet.
  Quelques corrélations, dépendant généralement du nombre de Prandtl, du Reynolds de jet et du Reynolds de rotation ont été proposées dans la littérature, mais dans le cadre de configurations assez spécifiques et ne représentant que les échanges moyens sur le disque ;
- Plusieurs études se sont intéressées au cas d'un jet dévié par un écoulement d'air. Deux modes d'atomisation du jet par l'écoulement d'air ont été identifiés, un mode en « poches » et un mode en « arcades ». Les nombres de Weber du jet liquide et de l'écoulement d'air, et leur rapport q, semblent être les paramètres principaux contrôlant l'atomisation du jet, mais également la déviation du jet par l'écoulement d'air. Quelques corrélations ont été proposées dans la littérature, mais des différences significatives sont parfois observées entre elles. Il est également à noter que la viscosité du liquide semble avoir un léger rôle sur la déviation du jet.

Partie II

Étude du refroidissement d'une plaque plane par impact de jet d'huile

Dans le cadre de cette thèse, deux bancs d'essais différents ont été conçus. L'objectif de cette partie est de présenter le premier banc d'essais, étudiant le refroidissement d'une plaque plane horizontale immobile, correspondant au refroidissement du stator du moteur. L'étude bibliographique a en effet montré que malgré de nombreuses études, la répartition locale des échanges résultant de l'impact d'un jet liquide, notamment pour de fortes valeurs du nombre de Prandtl, est encore un sujet peu documenté. Les objectifs expérimentaux sont doubles : quantifier les échanges de chaleur par convection causés par l'impact d'un jet d'huile, mais également observer sa dynamique avant et après impact.
Dans un premier temps, nous allons décrire le dispositif expérimental, puis nous présenterons la méthode mise en place pour effectuer les mesures thermiques. Puis, nous présenterons et analyserons les résultats obtenus.
Pour finir, nous finirons par la présentation succincte d'une étude complémentaire , celle de l'ajout d'un écoulement d'air cisaillant le jet avant son impact sur la plaque.

II.1 Description du dispositif expérimental **51**
II.1.1 Mise en circulation de l'huile 51
II.1.2 Contrôle et mesure de la température de l'huile 53
II.1.3 Système d'injection 54
II.1.4 Description de l'enceinte 55
II.1.5 Paroi d'impact 56
II.1.6 Configuration avec un jet d'air cisaillant 57
II.1.7 Mesures par thermographie infrarouge 58
II.1.8 Visualisations 59

II.2 Présentation de la méthode **61**
II.2.1 Modélisation du problème 61
II.2.2 Détermination des conditions aux limites 63
II.2.2.1 Détermination du flux de chauffe en face avant 63
II.2.2.2 Détermination des échanges en face arrière 63
II.2.3 Détermination des données en face avant par un bilan de flux 64
II.2.4 Détermination de la température de référence 65
II.2.5 Conclusions sur la méthode de mesure et d'exploitation des données sur le banc 1 65
II.2.6 Incertitudes 67

II.3 Présentation des résultats **69**
II.3.1 Introduction 69
II.3.2 Résultats et discussions préliminaires 70
II.3.2.1 Discussions sur la température adiabatique de paroi 70
II.3.2.2 Effet du flux de chauffe imposé 72
II.3.2.2.1 Mise en évidence de l'impact du flux de chauffe et discussions 73
II.3.2.2.2 Prise en compte de l'effet du flux de chauffe pour l'exploitation du banc 74
II.3.3 Résultats : étude thermique d'un jet d'huile impactant une plaque fixe 77
II.3.3.1 Répartition des échanges convectifs et influence du nombre de Prandtl et de Reynolds d'injection 77
II.3.3.2 Étude du changement du diamètre d'injection 79
II.3.3.3 Étude de la distance entre l'injecteur et la paroi d'impact . . 80
II.3.3.4 Étude du ressaut hydraulique 81
II.3.3.5 Proposition de corrélations empiriques 83
II.3.3.5.1 Nombre de Nusselt au point de stagnation 83
II.3.3.5.2 Répartition radiale du nombre de Nusselt 85
II.3.3.5.3 Nombre de Nusselt moyen 85
II.3.4 Conclusion et discussions 86
II.3.5 Étude complémentaire : étude d'un jet d'huile soumis à un écoulement d'air cisaillant 88
II.3.5.1 Observation de l'atomisation et de la déviation du jet 88
II.3.5.2 Étude thermique 90

II.1 Description du dispositif expérimental

Ce premier banc expérimental permet d'étudier le refroidissement d'une plaque fixe par impact de jet d'huile. Ce montage a été conçu de façon à être polyvalent, en permettant l'étude de diverses configurations et la variation de nombreux paramètres (dépassant le cadre industriel de la présente thèse), notamment :

- le débit d'injection de l'huile (jusqu'à 4 L.min^{-1}),
- la température d'injection de l'huile (0 - 100 °C),
- le diamètre de l'injecteur (1 - 4 mm),
- la distance entre l'injecteur et la plaque d'impact (jusqu'à 55 mm),
- l'orientation du montage (la plaque d'impact peut être horizontale, face d'impact vers le haut ou le bas, ou verticale. Dans tous les cas le jet impacte la paroi perpendiculairement),
- l'ajout d'un écoulement d'air cisaillant le jet d'huile (0 - 40 m.s^{-1}).

Les trois premiers paramètres de cette liste ont permis de faire varier à l'injection le nombre de Reynolds ($Re_j = 170 - 2225$), le nombre de Prandtl ($Pr = 148 - 925$), ainsi que le nombre de Weber du jet[1] ($We_j = 388 - 13970$), via la variation de la température de l'huile.

Une vue globale du montage est disponible sur le schéma de la figure II.1.1, ainsi que sur la photographie de la figure II.1.2. Les différents composants du banc ainsi que son instrumentation sont présentés en détail dans les paragraphes suivants. Les numérotations entre parenthèses (•) font référence à celles utilisées dans la figure II.1.1.

II.1.1 Mise en circulation de l'huile

L'huile utilisée est une huile de lubrification pour transmission automatique[2]. Celle-ci circule en circuit fermé depuis un réservoir (1) situé sous la veine d'essais. Un filtre à huile (2), équipé d'une crépine de 100 μm, est situé en aval du réservoir (1) et permet d'éliminer les éventuelles impuretés avant que l'huile ne circule dans le cryostat (3). Ce dernier permet de réguler la température de l'huile et sera présenté plus en détail dans le paragraphe suivant (II.1.2). L'huile est entraînée par une pompe à huile (4) délivrant une pression maximale de 5 bar, installée en soutien de la pompe interne du cryostat, peu apte à faire circuler des fluides très visqueux. La pompe à huile est contrôlée à distance, ce qui permet de réguler le débit d'huile dans le circuit. Un système de vannes (5) permet de rediriger une partie de l'écoulement vers le réservoir (plutôt que vers l'injection) afin de permettre à la pompe de tourner à un régime

1. Utilisé dans le cas spécifique d'un jet dévié par un écoulement d'air cisaillant, voir sections I.3 et II.3.5.
2. Généralement abrégé ATF pour *automatic transmission fluid* en anglais

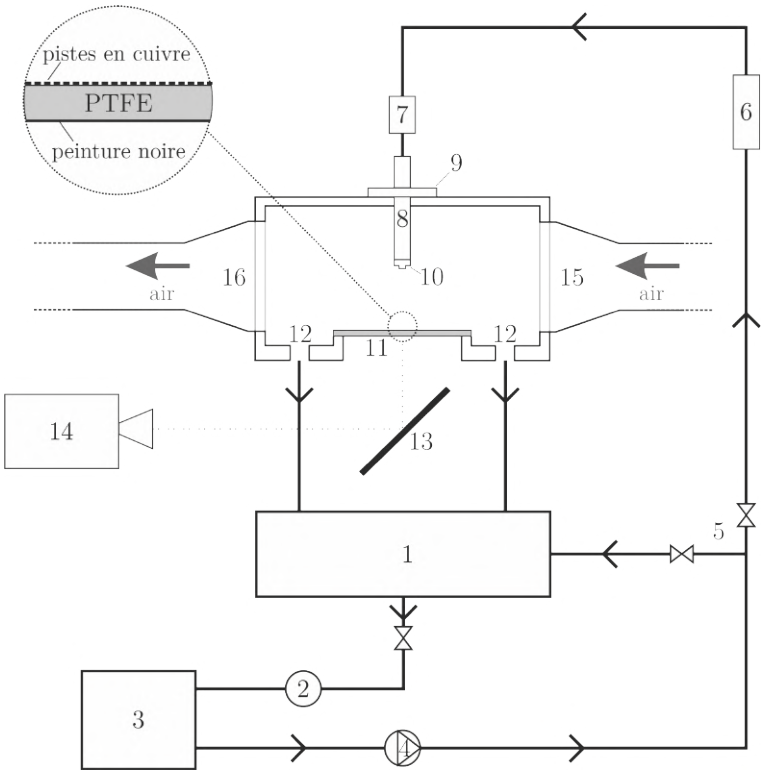

FIGURE II.1.1 – Représentation schématique du boitier d'essais et du système d'alimentation en huile du banc 1, dans une configuration de mesures thermiques : (1) réservoir ; (2) filtre ; (3) cryostat ; (4) pompe ; (5) bypass ; (6) débitmètre à ultrasons ; (7) thermomètre à résistance de platine et capteur de pression ; (8) support de la buse d'injection ; (9) collier d'ajustement du dispositif d'injection ; (10) injecteur amovible ; (11) plaque d'impact ; (12) canaux d'évacuation de l'huile ; (13) miroir en or ; (14) caméra thermique infrarouge ; (15) entrée d'air ; (16) sortie d'air

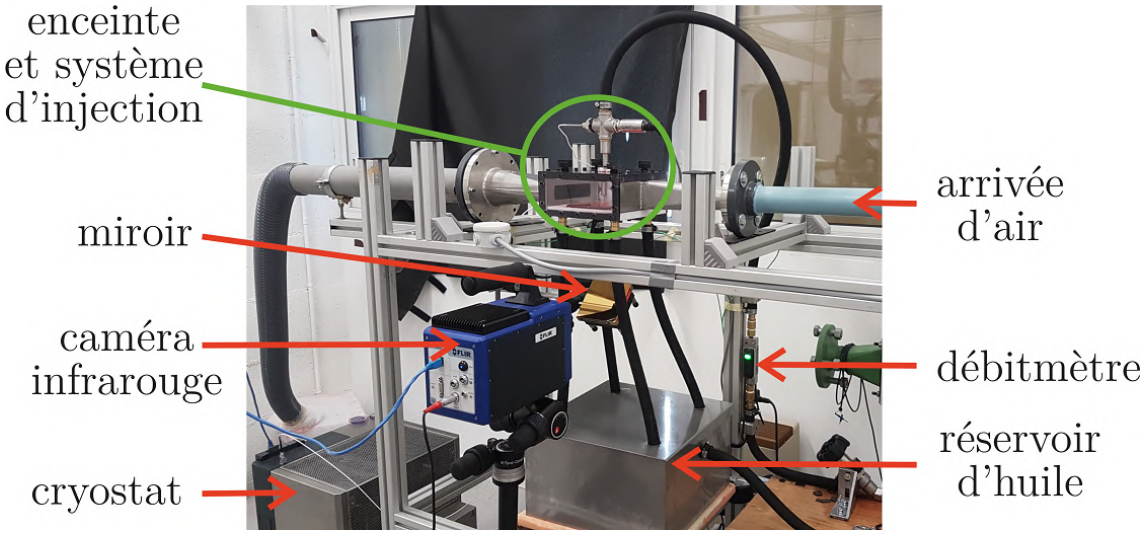

FIGURE II.1.2 – Photographie du banc 1 dans une configuration de mesure thermique (voir figure II.1.5 pour une vue détaillée de la zone mise en évidence en vert)

optimal quel que soit le débit d'injection voulu. Un débitmètre à ultrasons (6) situé en amont de l'injection permet de mesurer le débit d'huile qui sera utilisé pour alimenter le jet. La plage de mesure permise par ce dernier s'étend de 0,1 à 15 L/min, avec une répétabilité de ± 7,2 mL/min. Comme tous les autres capteurs, ce débitmètre est relié à une centrale d'acquisition

communiquant avec un code LabVIEW. Un capteur (7) situé juste avant le système d'injection permet également de mesurer la pression d'injection (plage de mesure jusqu'à 4 bar).
Le diamètre intérieur de la tuyauterie est de 16 mm, permettant de limiter le plus possible les pertes de charges linéaires dans le circuit dans le cas d'utilisation d'une huile à basse température (et donc visqueuse). L'ensemble du dispositif est isolé de l'extérieur afin de limiter les pertes thermiques.

II.1.2 Contrôle et mesure de la température de l'huile

La température de l'huile est un paramètre important de cette étude. Dans le cadre des campagnes d'essais réalisées au cours de la thèse, la température d'injection fut comprise entre 13 °C et 70 °C, permettant de reproduire plusieurs configurations susceptibles d'être rencontrées lors du fonctionnement d'un moteur (démarrage de la voiture à froid, température de croisière...).
Modifier la température de l'huile affecte en effet plusieurs de ses propriétés. Le graphe de la figure II.1.3 illustre les variations des principales propriétés de l'huile sélectionnée pour cette étude. La viscosité dynamique de l'huile est le paramètre dépendant le plus de la température, surtout à basse température (la viscosité baisse d'un facteur 5 entre 0 °C et 35 °C). La masse volumique, la conductivité thermique, ainsi que la capacité thermique sont également dépendantes de la température, mais dans une moindre mesure. De plus, cette variation dépend linéairement de la température pour la plage considérée dans cette étude.
Par conséquent, le choix de la température d'injection de l'huile est un paramètre essentiel, notamment pour fixer le nombre de Reynolds ainsi que le nombre de Prandtl, deux paramètres clés caractérisant les conditions d'injection. Le tableau II.1.1 présente les températures retenues pour cette étude et le nombre de Prandtl correspondant.
De plus, la tension superficielle de l'huile σ, nécessaire au calcul du nombre de Weber [3], dépend également de la température (σ baisse en augmentant la température de l'huile). Cependant, cette donnée nous est inconnue, car aucune mesure n'a été réalisée spécifiquement pour l'huile considérée. La tension superficielle sera alors estimée à partir de celle d'huiles de composition similaire (Abdul-Majeed et Abu Al-Soof (2000); Kemp et Linden (1990)). Le tableau II.1.1 présente les valeurs retenues.

Température (°C)	Nombre de Prandtl	Tension superficielle (N.m^{-1})
13	925	0,0313
18	737	0,0307
26	533	0,0297
40	328	0,0281
55	210	0,0263
70	148	0,0246

Tableau II.1.1 – Températures d'injection de l'huile étudiées sur le banc 1 et valeurs du nombre de Prandtl et de la tension superficielle estimée.

Un cryostat (Huber Unistat 410w), numéroté (3) sur la figure II.1.1, permet de chauffer ou refroidir l'huile circulant dans le circuit fermé. Une régulation par correcteur PID du cryostat permet de contrôler la température de l'huile au niveau de l'injection en se basant sur la température mesurée par un thermomètre à résistance de platine (Pt100 classe A). Cette sonde est située au plus proche possible de l'injection, c'est à dire à l'extrémité du support

3. Cette donnée sera utile pour l'étude complémentaire menée sur ce banc (jet cisaillé par un écoulement d'air, voir sections I.3 et II.3.5), ainsi que pour l'exploitation du second banc d'essais (partie III).

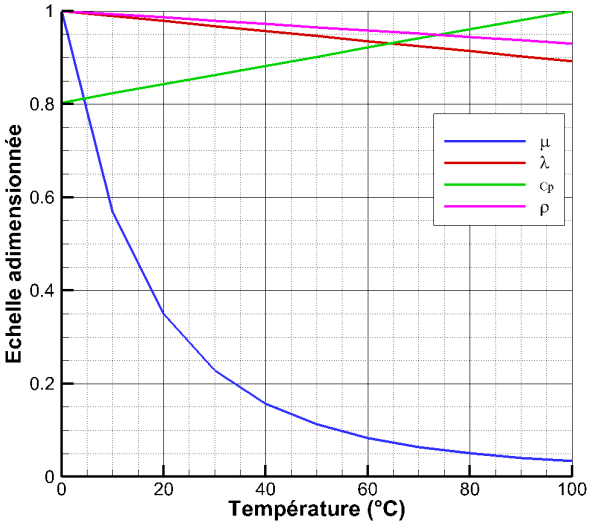

FIGURE II.1.3 – Variation de quelques paramètres de l'huile avec la température - μ viscosité dynamique ; λ conductivité thermique ; Cp capacité thermique massique ; ρ masse volumique

d'injection (8), à 13 cm en amont de l'injecteur. Cela permet de limiter l'erreur due aux pertes thermiques entre le point de mesure et l'injecteur. Des mesures ont permis de confirmer que cette erreur était inférieure à la précision de la sonde. Néanmoins, il est à noter que lors de l'exploitation des résultats, la température de la sonde Pt100 n'est pas utilisée pour déterminer le coefficient d'échange convectif entre l'huile et la plaque. La température de référence utilisée est la température adiabatique de paroi, calculée à partir de mesures infrarouges. Ce point est discuté plus en détail dans les sections I.2.2.1 et II.2.4.

II.1.3 Système d'injection

Une photographie ainsi qu'un schéma du système d'injection sont présentés sur les figures II.1.4 et II.1.5. L'arrivée d'huile est connectée au support d'injection par le biais d'un raccord en croix permettant d'instrumenter l'écoulement avec les capteurs précédemment mentionnés (capteur de pression et sonde Pt100). Le thermomètre à résistance platine est par ailleurs positionné de façon à se situer au milieu de l'écoulement d'huile. Le support d'injection (8) est constitué d'un tube métallique de 11 cm de longueur, fixé sur la partie supérieure de l'enceinte, en vis-à-vis de la plaque d'impact grâce à un collier d'ajustement (9) maintenu par 6 vis. Cette fixation permet de modifier librement la distance entre l'injecteur et la plaque d'impact (notée Z).
L'extrémité de ce support d'injection est taraudée pour permettre de modifier l'injecteur (10) utilisé. La géométrie des injecteurs a été définie par Renault. Une représentation schématique d'un injecteur est disponible sur la figure II.1.4. Trois buses différentes ont été utilisées lors de cette thèse, avec pour seule modification le diamètre d'injection, noté d. Les diamètres retenus sont 1, 2 et 4 mm.
Il est à noter que comme la longueur de la partie finale de l'injecteur (notée $l = 3$ mm sur la figure II.1.4) est gardée constante, le ratio entre cette longueur et le diamètre d'injection, l/d, varie entre 0,75 et 3. Les proportions de l'injecteur ne sont donc pas rigoureusement conservées. Nous reviendrons sur ce point lors de l'analyse des résultats.

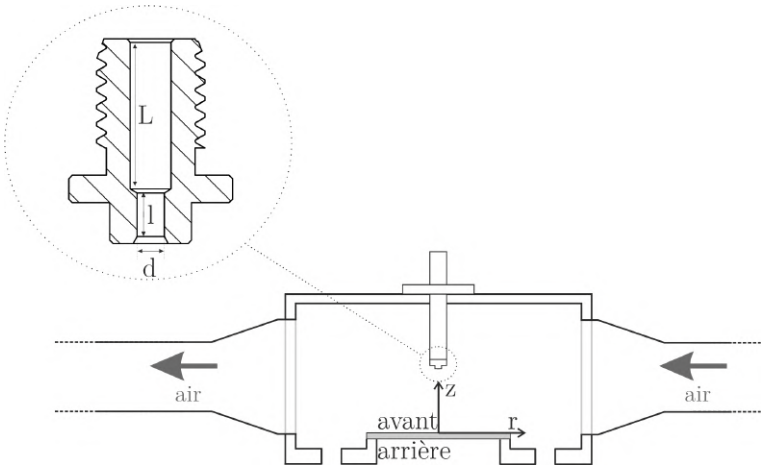

FIGURE II.1.4 – Représentation schématique du boitier d'étude et du système d'injection - d = 1 à 4 mm ; l = 3 mm ; L = 12 mm

II.1.4 Description de l'enceinte

L'impact du jet d'huile sur la paroi a lieu dans une enceinte fermée afin d'éviter toute projection d'huile et pouvoir tourner en circuit fermé. Cette enceinte est à base rectangulaire et de dimensions 16 cm x 18 cm x 6 cm.
Dans la configuration présentée sur les figures II.1.4 et II.1.5, le système d'injection d'huile est situé sur la face supérieure du boitier. Cette face, comme deux des autres faces latérales, est transparente (polycarbonate) pour permettre un accès optique à la zone d'intérêt.
La face inférieure du boitier, opposée à l'injection, constitue la face impactée par le jet d'huile. La plaque d'impact (11) est entourée par un canal (12) permettant d'évacuer l'huile vers quatre tuyaux reliés au réservoir (1) situé sous l'enceinte. La paroi d'impact est légèrement surélevée par rapport à ce canal pour éviter toute accumulation d'huile sur la plaque et ne pas perturber le jet. Tout cet ensemble est fixé au reste de l'enceinte par une série de vis et est donc amovible. Cela permet de modifier la nature de la plaque d'impact en fonction du besoin : une plaque chauffante pour les mesures thermiques ou une plaque transparente pour les visualisations.
Deux des parois latérales de l'enceinte, en polycarbonate, sont également facilement amovibles pour permettre un accès rapide à l'intérieur de l'enceinte, pour accéder notamment au système d'injection.
Enfin, les deux autres parois latérales, en inox, sont des entrées (15) et sorties (16) d'air permettant l'ajout d'un écoulement cisaillant le jet d'huile. Cette fonctionnalité est présentée dans la section II.1.6.

De plus, il est à noter que le dispositif a également été conçu de manière à pouvoir faire pivoter l'ensemble du boitier :

- de 90°, afin d'impacter une plaque placée à la verticale,
- de 180°, afin d'impacter une plaque horizontale avec un jet d'huile dirigé vers le haut.

Différentes faces de l'enceinte sont ainsi équipées de trous permettant l'évacuation de l'huile quelle que soit l'orientation du montage. Ces trous sont fermés par des bouchons lorsqu'ils ne sont pas utilisés.
Ces configurations n'ont cependant finalement pas été retenues pour la suite des essais menés dans cette thèse. Seule la configuration d'un jet d'huile orienté vers le bas, impactant une plaque horizontale, comme représenté sur les différentes photographies et schémas, a été étudiée.

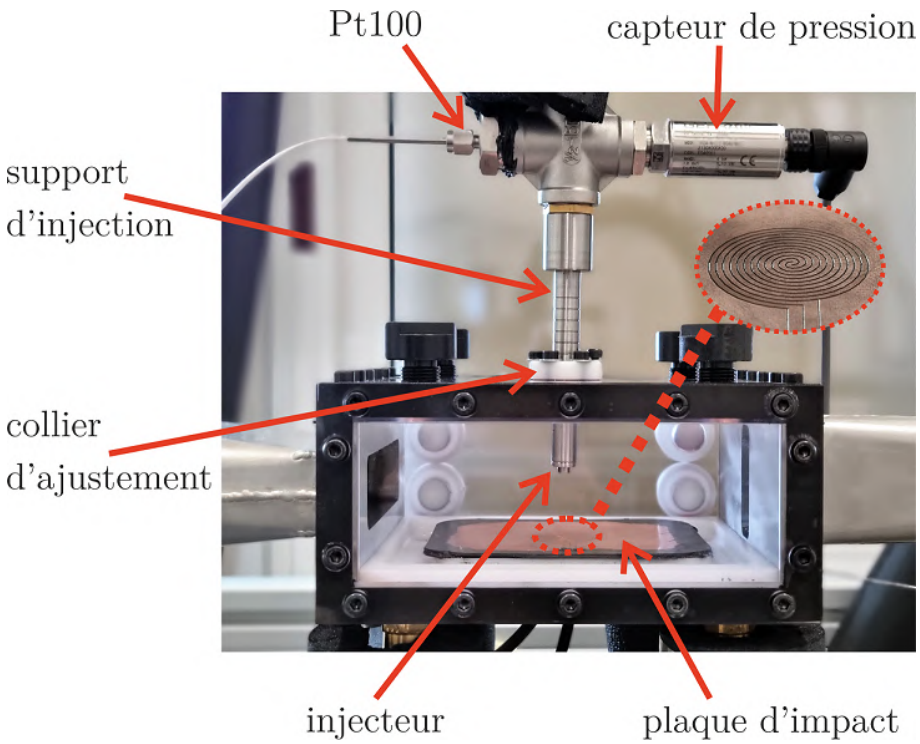

FIGURE II.1.5 – Photographie du boitiers d'essais avec son système d'injection et la plaque d'impact en configuration « mesure thermique ».

II.1.5 Paroi d'impact

La paroi sur laquelle a lieu l'impact du jet d'huile est située sur une des faces du boitier d'essais (11), en face de l'injection. Dans les cas étudiés lors de cette thèse, il s'agit de la face inférieure du boitier, horizontale, comme schématisé sur la figure II.1.4. Cette face est amovible, permettant d'y placer différentes parois d'impact en fonction de la mesure réalisée : une plaque chauffante pour les mesures thermiques ou une plaque transparente pour les visualisations.

Dans le cadre des **mesures thermiques**, la paroi d'impact est une plaque en PTFE[4] (Téflon) d'épaisseur 0,8 mm et de conductivité thermique 0,30 $W.m^{-1}.K^{-1}$. Le PTFE a été choisi pour sa bonne tenue à haute température (jusqu'à 200 °C), mais également pour sa faible conductivité thermique, permettant de réduire les échanges radiaux et azimutaux et ainsi faciliter les mesures du coefficient d'échange convectif (voir chapitre II.2).

Cette plaque est recouverte sur sa face supérieure (celle au contact du jet d'huile) d'une fine couche de cuivre d'épaisseur 35 μm. Cela permet d'y graver un circuit électrique en forme de spirale, centrée en face de l'injecteur. La résistance électrique ainsi créée est reliée à un générateur (360V/30A/10800W DC) permettant d'imposer la densité de flux de chauffe désirée par effet Joule (comprise entre 32 et 344 kW/m^2 dans le cadre de cette étude). La forme en spirale de la résistance permet de minimiser les transferts thermiques radiaux (les zones de gravure étant bien moins conductrices que la partie cuivrée). Cela favorise l'apparition du gradient de température radial causé par le refroidissement par impact de jet et facilite les mesures. Une photographie du circuit est disponible sur la figure II.1.5, ainsi qu'un schéma de la plaque et de sa gravure sur la figure II.1.6. Chaque piste est d'une largeur de 1,05 mm ; la gravure entre chaque bras de la spirale est d'une largeur de 0,2 mm. Ainsi, 84% de la surface d'étude est recouverte par la résistance en cuivre, étant donné que les gravures retirent inéluctablement une partie du cuivre. Des mesures thermiques par caméra infrarouge ont alors

4. Polytétrafluoroéthylène

été réalisées en situation de convection naturelle, afin de valider l'homogénéité de la chauffe et par conséquent de la densité de flux de chaleur imposée au niveau de la plaque. Il est à noter que cette technique de chauffe à déjà été utilisée avec succès pour étudier le refroidissement par impact de jet d'air dans de précédentes études, notamment par Roux *et al.* (2011) et Fénot *et al.* (2019).

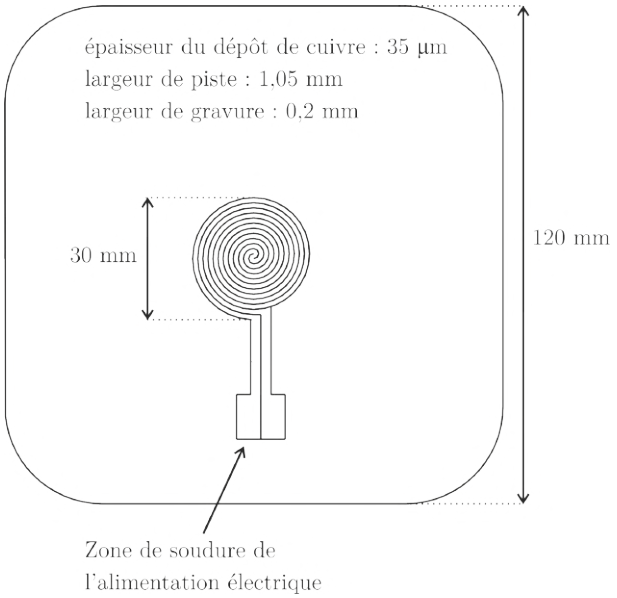

FIGURE II.1.6 – Schéma de la plaque d'impact en configuration « mesure thermique » avec sa gravure formant une résistance électrique.

Le banc est conçu de façon à pouvoir remplacer la plaque d'impact par une autre. Ainsi, il est notamment possible, pour permettre des **visualisations**, de remplacer cette plaque en PTFE par une plaque transparente en polycarbonate.

II.1.6 Configuration avec un jet d'air cisaillant

Dans un véritable moteur électrique, la géométrie complexe du rotor peut provoquer lors de sa rotation d'importants mouvements d'air dans l'encoche entre le rotor et le flasque. Ces circulations d'air sont susceptibles de perturber le jet d'huile avant son impact. Pour observer l'effet d'un tel écoulement sur le jet d'huile, cette installation est également dotée d'un dispositif permettant d'appliquer un jet d'air cisaillant, de façon à reproduire de façon simplifiée ce qu'il est susceptible de se passer dans le moteur. L'ensemble du système d'alimentation en air est visible sur la photographie de la figure II.1.7.

Le montage est relié au réseau d'air comprimé (8 bar) du laboratoire . Une vanne à boisseau ainsi que deux détendeurs permettent de réguler le débit d'air dans la conduite, mesuré par un débitmètre à effet Coriolis (précision ±0,35% de la mesure). L'air est conduit vers le boitier d'essais par un tube de diamètre 48 mm et de longueur 80 cm permettant d'obtenir un écoulement établi. Ce tube est instrumenté avec un thermocouple permettant de mesurer la température de l'air avant son entrée dans le boitier (15).
Le raccordement au boitier se fait grâce à un divergent métallique permettant de passer d'une section circulaire à une section rectangulaire, visible à droite de la figure II.1.8. La taille de cette section a été dimensionnée de façon à pouvoir obtenir une vitesse du jet d'air allant jusqu'à 40 m.s^{-1}, correspondant aux vitesses maximales attendues dans l'enceinte du moteur. Un rapide calcul CFD réalisé sous Star-CCM+® a permis de confirmer que dans ces conditions,

le jet d'huile est cisaillé par un jet uniforme à la vitesse voulue (le jet se situe encore dans le cœur potentiel du jet d'air). L'évacuation de l'air (16) se fait ensuite par un convergent en aval et un récipient est prévu pour recueillir les éventuelles gouttes d'huile emportées par le jet d'air en cas d'atomisation partielle du jet liquide.

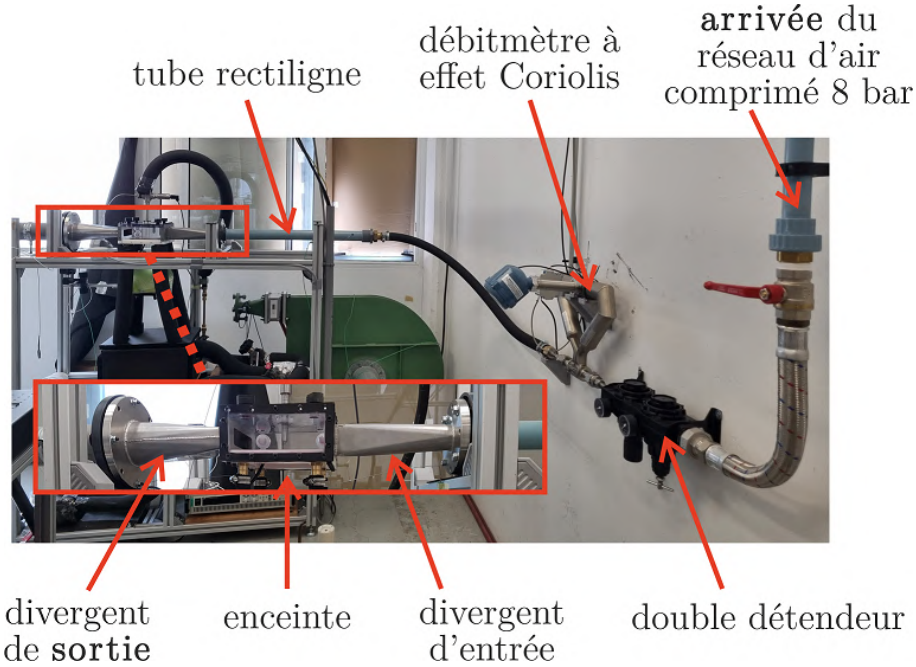

FIGURE II.1.7 – Photographie du banc 1 et de son système d'alimentation en air comprimé

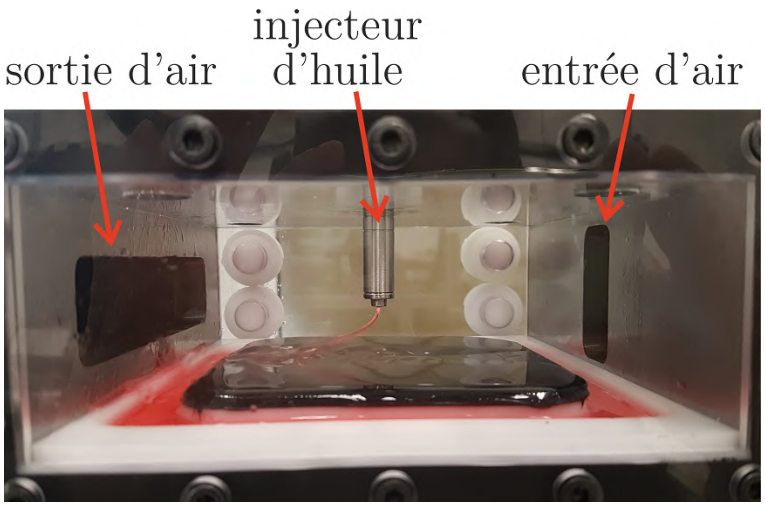

FIGURE II.1.8 – Photographie du jet d'huile cisaillé par un jet d'air

II.1.7 Mesures par thermographie infrarouge

Afin d'estimer le coefficient d'échange convectif entre le jet d'huile et la plaque, il est nécessaire de mesurer la température de cette dernière. Pour cela, une méthode de mesure par caméra thermique infrarouge (14) a été utilisée. Cette méthode, contrairement à une mesure par thermocouple, est plus facile à mettre en place car elle ne nécessite pas d'instrumenter la plaque. De plus, il est plus simple d'obtenir une cartographie 2D de la température de la plaque et ainsi de quantifier localement les échanges de chaleur avec une résolution suffisante. Enfin, l'utilisation de cette méthode sur ce premier banc a permis d'anticiper les mesures opérées

sur le second banc (étude du refroidissement d'un rotor, voir section III.1), où du fait de la rotation de la zone d'étude, des mesures par thermocouples étaient difficilement envisageables. Cependant, l'huile utilisée étant opaque aux infrarouges, une mesure de température directement sur la paroi impactée par le jet (face avant) n'est pas possible. Les mesures thermiques sont par conséquent effectuées derrière la plaque d'impact, nécessitant l'utilisation d'une méthode inverse pour déterminer la température sur la face impactée et le flux évacué par l'huile (voir chapitre II.2).
La mesure s'effectue donc sous le boitier d'essais, par le biais d'un miroir en or, permettant un accès optique à la plaque (voir le schéma de la figure II.1.1). Cette dernière est peinte avec une peinture noire d'émissivité connue : $\varepsilon = 0{,}95 \pm 0{,}02$.
La caméra utilisée est une caméra FLIR SC7000 d'une définition de 256 x 320 pixels. Pour chaque mesure, l'acquisition de 300 images sur 15 secondes permet d'obtenir une image moyenne et de réduire l'effet du bruit de mesure. La résolution spatiale des mesures est déterminée avant chaque série à l'aide d'un réglet. Elle est de l'ordre de 0,2 mm par pixel.
Deux thermocouples de type K sont également disposés à l'extérieur de l'enceinte afin de mesurer la température de l'air ambiant.

II.1.8 Visualisations

Des visualisations par caméra rapide ont également été effectuées pour observer la perturbation du jet d'huile par l'écoulement d'air cisaillant. Les parois en polycarbonate du boitier, transparentes, permettent une vision directe du jet. La photographie de la figure II.1.9 représente le banc dans une telle configuration.
La caméra utilisée est une FASTCAM SA-Z type 2100K. L'éclairage de la zone d'étude est assurée par un écran LED situé derrière le boitier. Des fréquences d'acquisition allant jusqu'à 5000 images par seconde ont été utilisées, avec un temps d'exposition variant de 1/6061 s à 1/20000 s.

D'autres visualisations furent réalisées en régime stationnaire avec un appareil photo, en remplaçant la plaque d'impact par une plaque transparente en polycarbonate. En réalisant une photographie par le biais d'un miroir situé sous le boitier d'essais, il est alors possible d'observer le développement du film d'huile. Ces visualisations ont permis de mesurer le rayon du ressaut hydraulique provoqué par l'impact du jet sur la plaque (sans aucun écoulement d'air cisaillant). La variation d'épaisseur du film d'huile au niveau du ressaut est en effet aisément identifiable. De plus, il est possible d'estimer, dans le cas d'un jet dévié par un écoulement d'air, la position du point d'impact du jet sur la plaque.

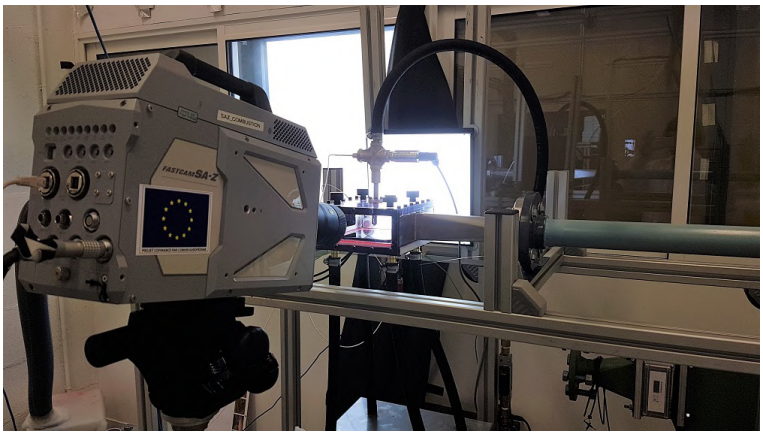

FIGURE II.1.9 – Photographie du banc dans la configuration de visualisation par caméra rapide

II.2 | Présentation de la méthode

Les mesures thermiques réalisées sur ce premier banc d'essais ont pour objectif de déterminer le coefficient d'échange convectif h imposé par un jet d'huile impactant une plaque plane. La face de la plaque au contact de l'huile sera par la suite nommée « **face avant** » et mentionnée en indice de certains paramètres par l'abréviation « *av* ». La face opposée à l'impact d'huile, où ont lieu les mesures thermiques par caméra infrarouge sera nommée « **face arrière** » et abrégée « *ar* ».
Ce coefficient d'échange convectif h est défini par l'équation suivante :

$$h = \frac{\varphi_{conv\,av}}{Tp_{av} - T_{ref}} \tag{II.2.1}$$

Calculer h revient donc à mesurer et calculer trois grandeurs : $\varphi_{conv\,av}$, la densité de flux évacuée par l'huile par convection sur la face impactée (face avant), Tp_{av} la température de la paroi en contact avec l'huile (face avant) et T_{ref} une température de référence. Pour cette dernière, nous avons choisi la température adiabatique de paroi T_{adiab} plutôt que la température d'injection du jet T_{jet}, afin de pouvoir comparer nos résultats avec d'autres études. Ce choix est en effet préconisé et utilisé par de nombreux auteurs ayant étudié le refroidissement par impact de jet d'huile sur une plaque plane (voir la section I.2.2.1 de l'étude bibliographique). Cette méthode permet de prendre en compte les éventuelles dissipations visqueuses sous forme de chaleur dans la couche limite suite à l'impact du jet d'huile.
Ces trois grandeurs sont calculées à partir de thermographies infrarouges réalisées une fois l'équilibre thermique atteint au niveau de la plaque (moyenne de 300 images prises sur un intervalle de 15 s, en situation stationnaire). Comme mentionné dans la section II.1.7, il n'est pas possible de réaliser des mesures par caméra infrarouge directement sur la face impactée par l'huile. Les mesures de température ont donc été effectuées sur la face opposée (face arrière) de la plaque d'impact (d'épaisseur 0,8 mm).
Pour obtenir des données exploitables, il est alors nécessaire de mettre en place une méthode permettant de remonter aux informations en face avant. Nous détaillerons dans cette section la modélisation du problème et la méthode utilisée pour déterminer le coefficient d'échange convectif h.

II.2.1 Modélisation du problème

Une représentation schématique du problème est disponible sur la figure II.2.1. Le jet d'huile impacte la plaque en téflon en son centre, au niveau de la zone de chauffe (voir les paragraphes II.1.3, II.1.4 et II.1.5 concernant la description du dispositif expérimental).

Ainsi, la plaque est soumise à différents flux au niveau de ses parois :

Sur sa face avant :

- un flux imposé par effet Joule au niveau de la zone de chauffe (zone centrée d'environ 3 cm de diamètre),
- un flux convectif imposé par l'huile s'écoulant sur toute la surface de la plaque

Sur sa face arrière :

- un flux convectif avec l'air l'ambiant (situation de convection naturelle),
- un flux radiatif avec l'ambiante

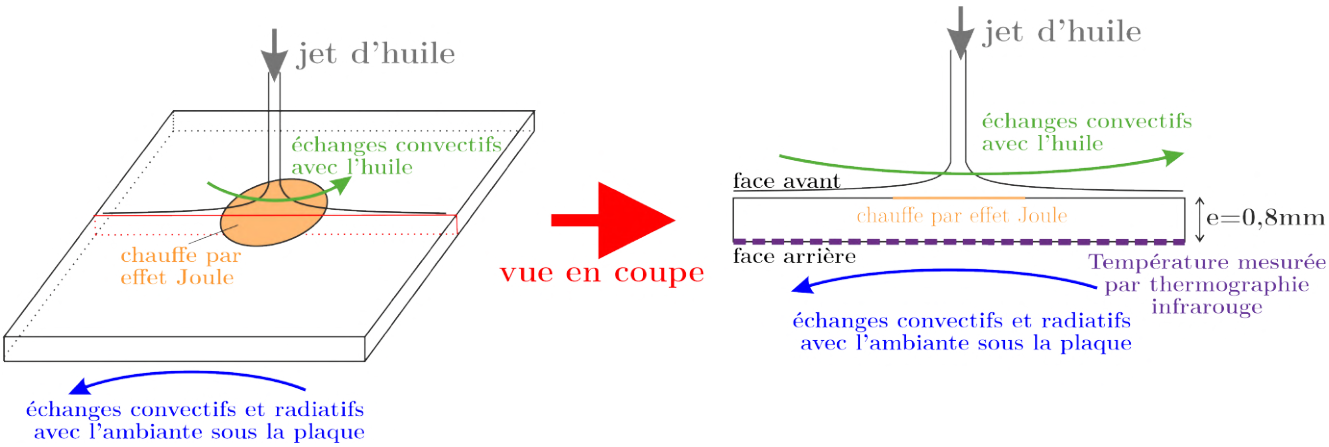

FIGURE II.2.1 – Représentation schématique des conditions limites imposées sur la plaque d'impact

Ces conditions imposent, après l'établissement du régime permanent, une différence de température entre les deux faces de la plaque et par conséquent des échanges de chaleur par conduction au travers de son épaisseur $e = 0{,}8$ mm.
La plaque est essentiellement constituée de téflon (PTFE), un matériau isotrope. Afin de préserver la linéarité du problème, l'hypothèse d'une conductivité thermique indépendante de la température ($\lambda_{PTFE} = 0{,}30$ W.m^{-1}.K^{-1}) sera utilisée (pour notre plage d'utilisation, comprise entre 20 et 180 °C, cette hypothèse est en adéquation avec les travaux de Blumm *et al.* (2010) ayant étudié les propriétés du téflon).
La conduction dans la fine couche de cuivre constituant la résistance de chauffe, d'épaisseur 35 μm et de conductivité thermique $\lambda_{cu} = 380$ W.m^{-1}.K^{-1} sera négligée selon l'épaisseur de la plaque (la résistance thermique ainsi formée étant 29.000 fois plus faible que celle dans l'épaisseur de téflon).
De plus, plusieurs éléments tendent à rendre le problème axisymétrique :

- le refroidissement imposé par un jet en impact sur une paroi plane est axisymétrique par nature (voir synthèse bibliographique),
- la forme en spirale de la résistance chauffante en cuivre limite fortement la conduction radiale à la surface de la plaque,
- la plaque en téflon est de faible épaisseur ($e = 0{,}8$ mm) et peu conductrice ($\lambda_{PTFE} = 0{,}30$ W.m^{-1}.K^{-1}).

Ainsi, nous effectuerons pour la suite l'hypothèse simplificatrice suivante [1] :

1. Cette hypothèse permet de s'affranchir de l'utilisation d'une méthode inverse plus poussée. Dans le cas du second banc d'essais, où l'épaisseur de la plaque est plus épaisse et le flux conductif au travers de cette dernière est plus important, une méthode plus complète en 3D a été mise en place (voir section III.2).

Hypothèse :
Le flux de chaleur conductif dans la plaque d'impact est considéré comme étant uniquement monodimensionnel (conduction au travers de l'épaisseur de la plaque en téflon).

II.2.2 Détermination des conditions aux limites

Avant de chercher à déterminer la température de la plaque en face avant et le flux évacué par l'huile, il est nécessaire de déterminer certaines conditions limites du problème préalablement mentionnées en II.2.1.

II.2.2.1 Détermination du flux de chauffe en face avant

Sur la face avant de la plaque en téflon est gravé un circuit en cuivre. En y faisant circuler un courant électrique d'intensité I, cela permet d'appliquer une densité de flux φ_{elec} par effet Joule sur la face avant de la plaque. On a alors :

$$\varphi_{elec} = \frac{r_{cu}\, I^2}{e_{cu}\, l_{piste}\, (l_{piste} + l_{gravure})} \tag{II.2.2}$$

En notant :

- r_{cu} : la résistivité électrique du cuivre (Ω.m),
- e_{cu} : l'épaisseur du circuit de cuivre (m),
- l_{piste} : la largeur d'une piste en cuivre (m),
- $l_{gravure}$: la largeur d'une gravure (espace entre chaque piste) (m).

Toutefois, il est à noter que la résistivité électrique du cuivre r_{cu} est dépendante de sa température. Cette variation est linéaire sur notre plage d'utilisation (20 à 180 °C) et a été mesurée expérimentalement, aboutissant à la formulation suivante :

$$\begin{cases} r_{cu}(T) = r_{cu}(T = 293\,\mathrm{K}) \times (3{,}43.10^{-3} \times T - 4{,}68.10^{-3}) \\ r_{cu}(T = 293\,\mathrm{K}) = 1{,}72.10^{-8}\ \Omega.\mathrm{m} \end{cases} \tag{II.2.3}$$

Il est alors possible, après avoir calculé la température de la plaque en face avant Tp_{av}, où se situe la résistance, de déterminer la répartition du flux de chauffe φ_{elec} imposé.
On notera que pour des températures comprises entre 20°C et 180 °C, la résistivité du cuivre varie d'environ 55%, ce qui correspond donc à la même variation sur la densité de flux de chauffe. Le jet imposant une répartition de température non homogène à la surface de la plaque, nous ne sommes donc pas rigoureusement dans une configuration de flux imposé uniforme au niveau de la face avant de la plaque. En pratique, la variation observée sur le flux de chauffe, entre le point de stagnation (température minimale) et le bord de la zone d'étude (température maximale) est généralement comprise entre 10% et 30%.

II.2.2.2 Détermination des échanges en face arrière

En face arrière de la plaque (de température Tp_{ar}) les densités de flux $\varphi_{rad\,ar}$ et $\varphi_{conv\,ar}$ échangées respectivement par radiation et par convection naturelle avec l'air ambiant de température T_{amb} peuvent être approchées par les équations présentées ci-dessous. On considèrera

notamment, pour pouvoir écrire l'expression II.2.4, que le milieu ambiant est à température uniforme et suffisamment grand par rapport à la surface de la plaque.

$$\varphi_{rad\,ar} = \sigma\,\varepsilon\,(Tp_{ar}^4 - T_{amb}^4) \tag{II.2.4}$$

$$\varphi_{conv\,ar} = h_{conv\,ar}\,(Tp_{ar} - T_{amb}) \tag{II.2.5}$$

en faisant apparaître :

- σ : la constante de Stefan-Boltzmann (W.m^{-2}.K^{-4}),
- ε : l'émissivité de la plaque (0,95 $\pm$ 0,02),
- $h_{conv\,ar}$: le coefficient d'échange convectif en face arrière (W.m^{-2}.K^{-1}).

Ce coefficient d'échange convectif $h_{conv\,ar}$, correspondant à des échanges par convection naturelle sous la plaque d'impact horizontale, a été mesuré expérimentalement dans une configuration sans jet d'huile, en isolant la face avant de la plaque avec un panneau de Styrodur [2] d'épaisseur 20 mm. Ainsi, après avoir imposé une densité de flux de chauffe avec la résistance chauffante, on peut écrire le bilan de flux suivant en considérant que le flux conduit au travers du panneau d'isolant est négligeable :

$$\varphi_{elec} = \varphi_{rad\,ar} + \varphi_{conv\,ar} \tag{II.2.6}$$

Le coefficient d'échange $h_{conv\,ar}$ s'exprime donc sous la forme :

$$h_{conv\,ar} = \frac{\varphi_{elec} - \sigma\,\varepsilon\,(Tp_{ar}^4 - T_{amb}^4)}{Tp_{ar} - T_{amb}} \tag{II.2.7}$$

En effectuant une mesure de la température ambiante T_{amb} (moyenne de deux thermocouples de type K) et de la température de paroi arrière de la plaque Tp_{ar} (par thermographie infrarouge) il est alors possible de déterminer la valeur de $h_{conv\,ar}$ [3].
Expérimentalement, la répartition du coefficient d'échange mesuré sous la plaque est uniforme et de valeur $h_{conv\,ar} = 2 \pm 1$ W.m^{-2}.K^{-1}.

II.2.3 Détermination des données en face avant par un bilan de flux

Afin de calculer le coefficient d'échange h relatif aux échanges convectifs imposés par le jet d'huile, **il est nécessaire de déterminer la température de paroi sur la face avant de la plaque $\mathbf{Tp_{av}}$ ainsi que la densité de flux évacuée par l'huile $\varphi_{\mathbf{conv\,av}}$.**
En considérant une conduction monodimensionelle dans l'épaisseur de la plaque, il est possible d'exprimer Tp_{av} en fonction de Tp_{ar} en tout point de la plaque, en faisant intervenir la densité de flux φ_{pertes}, correspondant aux pertes thermiques derrière la plaque :

$$Tp_{av} = Tp_{ar} + \varphi_{pertes}\,\frac{e}{\lambda_{PTFE}} \tag{II.2.8}$$

$$\varphi_{pertes} = \varphi_{rad\,ar} + \varphi_{conv\,ar} \tag{II.2.9}$$

Une fois la température Tp_{av} calculée à partir de la mesure de Tp_{ar} en tout point de la plaque, il est alors possible de déterminer la densité de flux imposée par effet Joule $\varphi_{elec}(Tp_{av})$ en

2. polystyrène extrudé (PSX), de conductivité thermique 0,035 W.m^{-1}.K^{-1}
3. On notera qu'à ce stade, la température de la résistance cuivrée sur la face avant (Tp_{av}), nécessaire au calcul de φ_{elec} (équations II.2.2 et II.2.3) n'est pas connue. On fera donc l'hypothèse $Tp_{av} = Tp_{ar}$ pour initier le calcul de $h_{conv\,ar}$, et cette valeur sera affinée en procédant par itérations.

utilisant les équations II.2.2 et II.2.3. On peut alors déterminer la densité de flux évacuée par l'huile en face avant de la plaque, exprimée sous la forme :

$$\varphi_{conv\,av} = \varphi_{elec} - \varphi_{pertes} \tag{II.2.10}$$

II.2.4 Détermination de la température de référence

Il reste enfin à déterminer la température de référence nécessaire au calcul de h, que nous définirons comme étant la température adiabatique de paroi T_{adiab}. Cette dernière correspond à la température de la plaque dans une situation où aucun flux n'est échangé avec l'huile.
Cette température est systématiquement mesurée avant chaque essai : dans cette situation, le jet impacte la plaque, mais aucun flux de chauffe n'est imposé avec la résistance en cuivre. Une fois l'équilibre thermique atteint, une mesure du champ de température en face arrière de la plaque est effectué par caméra infrarouge. En procédant ainsi, le flux échangé entre la plaque et l'huile, égal au flux échangé en face arrière de la plaque avec l'air ambiant, est négligeable et **la plaque peut ainsi être considérée adiabatique**.
Cette hypothèse est particulièrement bien vérifiée dans le cas d'une température d'injection du jet d'huile proche de l'ambiante. Intéressons nous donc à la situation la plus contraignante, où la différence entre T_{jet} et T_{amb} est la plus grande, c'est à dire dans notre cas pour $T_{jet} = 70$ °C.
Dans ces conditions, la densité de flux évacuée derrière la plaque par convection naturelle et par rayonnement est d'environ $\varphi_{pertes} = 430$ W.m^{-2}. Sous l'action de ce flux, la plaque est par conséquent légèrement plus froide que la température du jet d'huile. La valeur minimale du coefficient d'échange h imposé par l'huile est d'environ 2300 W.m^{-2}.K^{-1} dans le pire cas rencontré lors de nos expérimentations (faible débit d'injection et mesure loin du point de stagnation du jet). Dans cette situation, l'erreur δT commise sur la mesure de T_{adiab} est estimée, en considérant une conduction monodimensionnelle au travers de la plaque, à : $\delta T = \varphi_{pertes}/h \sim 0{,}19$ K. Il est d'ailleurs à noter qu'en d'autres points de la plaque, cette erreur est encore plus faible, notamment au niveau du point de stagnation où la valeur de h est systématiquement supérieure à 10.000 W.m^{-2}.K^{-1} dans les cas étudiés à haute température.
L'hypothèse d'une plaque d'impact adiabatique est donc valide, même dans les cas les moins favorables (haute température d'injection) où l'erreur commise sur T_{adiab} demeure faible.

II.2.5 Conclusions sur la méthode de mesure et d'exploitation des données sur le banc 1

Le schéma de la figure II.2.2 récapitule la procédure utilisée pour mener les essais et calculer le coefficient d'échange convectif h imposé par le jet d'huile. On notera par ailleurs que la température de jet fournie par la sonde platine n'est pas utilisée pour déterminer le coefficient d'échange h, mais seulement pour déterminer les conditions d'injections du jet d'huile.
Ainsi, à partir d'une cartographie 2D des températures à l'arrière de la plaque, il est possible d'obtenir une cartographie 2D de h sur la face impactée (face avant), comme illustré sur la figure II.2.3. Comme attendu, une répartition axisymétrique des températures et des échanges convectifs est observée sur la paroi arrière de la plaque.
Les résultats seront donc par la suite exprimés en fonction du rayon r depuis le centre de la plaque, où a lieu l'impact du jet, en moyennant les valeurs obtenues sur trois rayons différents.

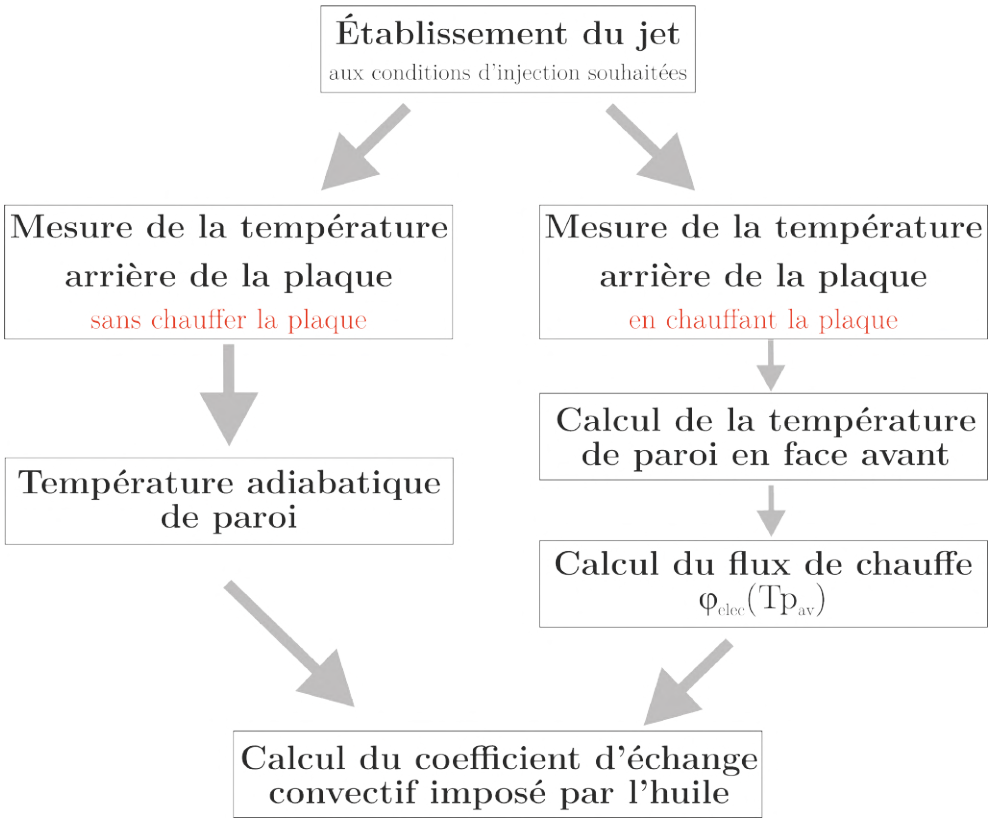

FIGURE II.2.2 – Représentation schématique de la méthode mise en place pour déterminer le coefficient d'échange imposé par le jet d'huile

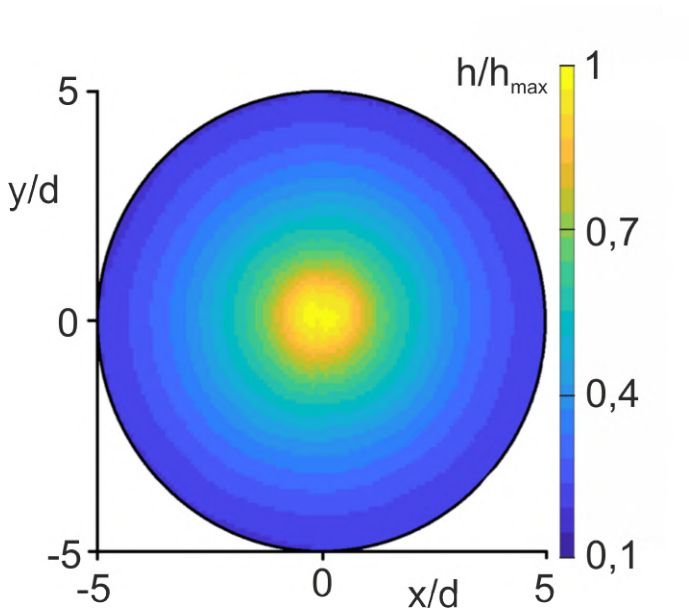

FIGURE II.2.3 – Exemple de résultat : cartographie 2D du coefficient d'échange h imposé par l'huile.

La méthode mise en place et présentée dans les paragraphes précédents repose sur l'hypothèse d'une plaque suffisamment fine pour ne considérer que la conduction monodimensionelle dans son épaisseur. Il est également important de constater que concrètement, la densité de flux φ_{pertes} conduite au travers de la plaque et évacuée à l'arrière par convection naturelle et par rayonnement avec l'ambiante est très faible comparée à la densité de flux $\varphi_{conv\,av}$ évacuée par l'huile en face avant : dans tous les cas étudiés lors de l'exploitation du banc, on a sys-

tématiquement $\varphi_{pertes} < 0{,}02\,\varphi_{conv\,av}$ en tout point de la plaque. Ainsi, dans la pratique, et particulièrement dans la zone proche de l'impact du jet où les échanges convectifs imposées par le jet d'huile sont importants ($h \sim 10.000\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$), la différence de température entre les deux faces de la plaque est très faible : $\varphi_{conv\,av} \sim \varphi_{elec}$ et $Tp_{av} \sim Tp_{ar}$.
L'hypothèse d'une conduction monodimensionnelle n'a finalement que peu d'impact sur le résultat final.

II.2.6 Incertitudes

Intéressons nous désormais à l'incertitude de mesure sur le coefficient d'échange h obtenu en utilisant la méthode précédemment décrite. Le tableau II.2.1 récapitule les incertitudes globales [4] et aléatoires des différents paramètres du problème.

Paramètres	Incertitudes globales	Incertitudes aléatoires
Température ambiante T_{amb}	1 K	0,15 K
Température de paroi arrière Tp_{ar} [5]	1 K	0,0012 K
Coefficient d'échange convectif arrière h_{ar}	1 $\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$	1 $\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$
Intensité électrique I	0,05 A	0,01 A
Résistance électrique R_{cu}	5 %	-
Épaisseur de la plaque e	50 μm	-
Émissivité de la peinture ε	0,02	-
Conductivité thermique du PTFE λ_{PTFE}	0,01 $\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$	-

Tableau II.2.1 – Incertitudes globales et aléatoires estimées des différents paramètres

À partir de ces données, il est alors possible par propagation d'incertitudes d'exprimer l'erreur sur l'estimation de h. Les détails des calculs sont disponibles en annexe A.

En considérant l'ensemble des configurations rencontrées, l'erreur maximale sur h a été estimée à ±12,1% (incertitude globale). Cette valeur correspond à la situation la plus défavorable, avec une température de jet éloignée de celle de l'ambiante ($T_{jet} = 70$ °C) et une mesure située au niveau du point d'impact du jet, où l'écart entre la température de référence et celle de la plaque est minimale : l'erreur relative sur la différence de température que l'on y mesure est alors maximale.
La principale source d'erreur identifiée est en effet la mesure du terme ($Tp_{av} - T_{adiab}$). Ainsi, lors des essais, nous avons veillé à imposer une puissance de chauffe (par effet Joule) au niveau de la plaque suffisamment grande pour obtenir un écart de température entre la plaque et l'huile supérieur à 15 K. Le flux de chauffe imposé étant proche d'un flux constant, et les échanges convectifs avec l'huile diminuant en s'éloignant de la zone d'impact, cette différence de température augmente lorsque l'on s'éloigne du point de stagnation. À titre de comparaison, l'erreur estimée sur h en se plaçant à au moins 1 cm du point d'impact est au maximum de ±7,4% sur l'ensemble des cas étudiés. **Au final, 95% des points de mesure présentent une incertitude inférieure à ±8,8%**, en prenant en compte l'ensemble des données exploitées.
Enfin, les erreurs aléatoires entre nos mesures sont estimées sous les ±4,4%.
Le tableau II.2.2 récapitule les incertitudes maximales estimées lors de l'exploitation du banc et les principales sources d'erreurs identifiées.

4. incertitude globale = incertitude systématique + incertitude aléatoire
5. Concernant l'incertitude aléatoire de la température de paroi arrière, mesurée avec la caméra infrarouge, la valeur indiquée prend on compte le fait que Tp_{ar} est obtenue en effectuant la moyenne de 300 images, chacune obtenue avec une erreur aléatoire de 20 mK (donnée constructeur), soit $20\,\mathrm{mK}/\sqrt{300}$.

Sources d'erreur	Incertitude globale	Incertitude aléatoire
différence de température ($Tp_{av} - T_{adiab}$)	6%	3,8%
flux de chauffe φ_{elec}	5,1%	0,5%
pertes à l'arrière de la plaque φ_{pertes}	1%	0,1%
total	12,1%	4,4%

Tableau II.2.2 – Récapitulatif des incertitudes maximales estimées (incertitude relative sur h). Mise en évidence de l'ordre de grandeur des principales sources d'erreurs

II.3 | Présentation des résultats

II.3.1 Introduction

Le but de cette section est de présenter les résultats (mesures thermiques et visualisations) obtenus lors de l'exploitation de ce premier banc étudiant le refroidissement d'un jet d'huile impactant une paroi fixe. L'objectif est de quantifier l'impact des différents paramètres d'influence identifiés lors de l'étude bibliographique sur les échanges convectifs, afin de compléter notamment certaines lacunes concernant les fluides visqueux à haut nombre de Prandtl.
Ce banc étant conçu de façon à être très polyvalent, de nombreux paramètres ont pu être étudiés : le nombre de Reynolds d'injection [1] Re_j, le nombre de Prandtl d'injection[1] Pr, le diamètre de l'injecteur d, la variation de la distance Z entre l'injecteur et la plaque d'impact. De plus, la puissance de chauffe φ_{elec} imposée au niveau de la plaque d'impact s'est également avérée être un paramètre d'influence sur les échanges convectifs. Le tableau II.3.1 récapitule les gammes étudiées pour chacun de ces paramètres. Pour exploiter ces résultats, nous raisonnerons avec des grandeurs adimensionnées (Nu, Re_j, Pr, Z/d) lorsque cela est possible, afin de pouvoir nous comparer avec la littérature.

Paramètres	Plage de variation
Nombre de Reynolds d'injection Re_j	170 - 2225
Nombre de Prandtl Pr	148 - 925
Diamètre d'injection d	1 - 4 mm
Distance d'impact adimensionnée Z/d	5 - 20
Puissance de chauffe surfacique φ_{elec}	32 - 344 kW.m^{-2}

Tableau II.3.1 – Récapitulatif des paramètres étudiés sur le banc 1 et leur plage de variation associée

Une liste répertoriant les différents cas étudiés lors de cette thèse est également disponible en annexe B. Au total, 41 configurations différentes ont été étudiées. Il est à noter que pour étudier les influences du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl, un cas géométrique « de référence » a été utilisé, en prenant [2] $d = d_{ref} = 2$ mm et $Z/d = 10$. **La majorité des essais ont donc eu lieu avec ces réglages de l'injection**. Ceux-ci ont par la suite été modifiés pour étudier leurs diverses influences sur le nombre de Nusselt.

Dans cette section, nous présenterons tout d'abord quelques discussions préliminaires nécessaires à l'exploitation des résultats :

- l'évolution de la température adiabatique de paroi mesurée, servant de référence pour la détermination du coefficient d'échange convectif,

1. Ces grandeurs sont évaluées à la température d'injection T_{jet}.
2. Ce diamètre $d_{ref} = 2$ mm sera par la suite utilisé dans certaines corrélations afin de définir le paramètre sans dimension d/d_{ref}.

- la mise en évidence de l'influence du flux de chauffe sur les échanges convectifs et la manière dont cet effet sera pris en compte lors de l'exploitation des résultats.

Puis, l'ensemble des résultats thermiques seront présentés, en étudiant les différents paramètres d'influence, dans le cas d'un jet d'huile impactant une plaque fixe, aboutissant à l'établissement de quelques corrélations.
Nous finirons enfin par la présentation succincte [3] d'une étude complémentaire, celle de l'ajout d'un écoulement d'air cisaillant le jet.

II.3.2 Résultats et discussions préliminaires

Intéressons nous tous d'abord à quelques résultats préliminaires qu'il est nécessaire d'aborder avant d'étudier les diverses études d'influence.

II.3.2.1 Discussions sur la température adiabatique de paroi

Comme mentionné à plusieurs reprises, dans l'étude bibliographique (paragraphe I.2.2.1) ainsi que dans la description de la méthode mise en place pour exploiter les données (paragraphe II.2.4), la définition du coefficient d'échange h imposé par l'huile, et par extension celle du nombre de Nusselt Nu associé, nécessite la définition d'une **température de référence**. Le choix retenu pour l'exploitation de ce banc, motivé par notre étude bibliographique, a été d'utiliser la température adiabatique de paroi T_{adiab}.
Dans la majorité des cas étudiés dans le cadre de cette thèse, **la température adiabatique mesurée est finalement très proche de la température de jet** : utiliser la température de jet comme référence n'entraine dans la grande majorité des cas qu'une erreur inférieure à 3,4% sur le calcul du nombre de Nusselt. Cependant, pour les quelques cas réalisés avec une huile froide (et par conséquent un haut nombre de Prandtl et une viscosité accrue) ainsi que des vitesses [4] d'injection importantes (> 10 m.s^{-1}), une différence allant jusqu'à 2 K a été observée entre la température adiabatique de paroi et la température de jet. Cela représente une erreur sur le calcul de Nu allant jusqu'à 6,7% dans le pire cas si l'on prend la température de jet comme référence.
La figure II.3.1 représente des exemples typiques de mesures pour une huile à basse température et à vitesse d'injection élevée, ce qui constitue des conditions idéales pour observer le phénomène. L'écart entre la température adiabatique de paroi et la température de jet y est représenté. Tout d'abord, on constate qu'effectivement, la température adiabatique mesurée est légèrement plus élevée que la température du jet, du fait de l'échauffement induit par les dissipations visqueuses au sein de la couche limite dynamique. Cet écart n'est pas constant sur l'ensemble de la plaque d'impact : la température adiabatique augmente depuis le point de stagnation du jet ($r/d = 0$) jusqu'à atteindre une valeur maximale (située à $r/d = 1{,}6$ pour ces deux exemples), avant d'entamer une baisse progressive au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact. Globalement, la position de ce maximum fut systématiquement mesurée aux alentours de $r/d = 1{,}5$. En impactant la plaque, la composante normale de la vitesse du fluide baisse en faveur de la composante radiale au niveau du point de stagnation, provoquant une brutale augmentation des dissipations visqueuses en proche paroi. Puis, du fait de son étalement, le film d'huile voit sa vitesse diminuer et les dissipations visqueuses baissent en intensité. De plus, la température au sein de l'épaisseur du film s'homogénéise au fur et à mesure de l'écoulement, expliquant la légère baisse de la température adiabatique, qui correspond effectivement à la température du film en proche paroi.
Ce profil typique est cohérent avec les observations de Ma *et al.* (1997) effectuées pour des

3. Cette seconde étude fut en effet moins poussée, la priorité ayant été accordée à l'exploitation du cas sans jet d'air, puis à celle du second banc (refroidissement d'un rotor, voir partie III).
4. On préfèrera ici raisonner en terme de vitesse d'injection plutôt qu'en nombre de Reynolds, afin de séparer ce terme de l'influence de la viscosité (voir notamment l'équation II.3.1).

configurations similaires, où un maximum est également observé aux alentours de $r/d = 1{,}5$.

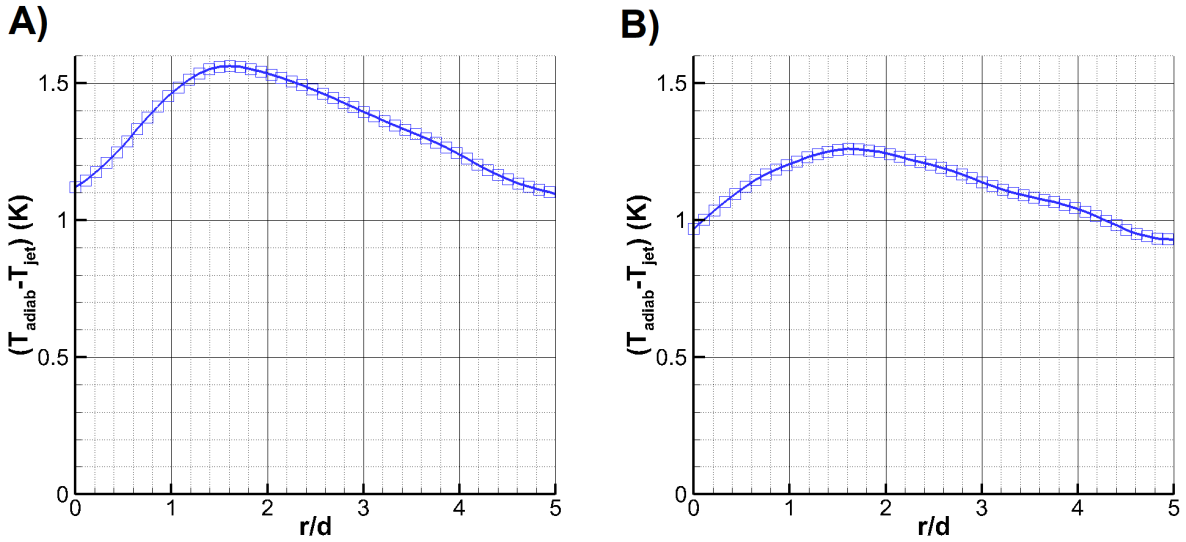

FIGURE II.3.1 – Variation radiale de la différence entre la température adiabatique de paroi T_{adiab} et la température du jet T_{jet} mesurée pour deux conditions d'injection différentes avec $d = 2mm$ et $Z/d = 10$. **A)** $Pr = 737$, $U_j = 20{,}8\,\mathrm{m.s^{-1}}$. **B)** $Pr = 925$, $U_j = 15{,}1\,\mathrm{m.s^{-1}}$

Cependant, comme mentionné plus haut, cet effet n'est pas (ou peu) observé pour des cas où la vitesse d'injection est plus modérée (Fig. II.3.2 A), ou avec un liquide moins visqueux (Fig. II.3.2 B).

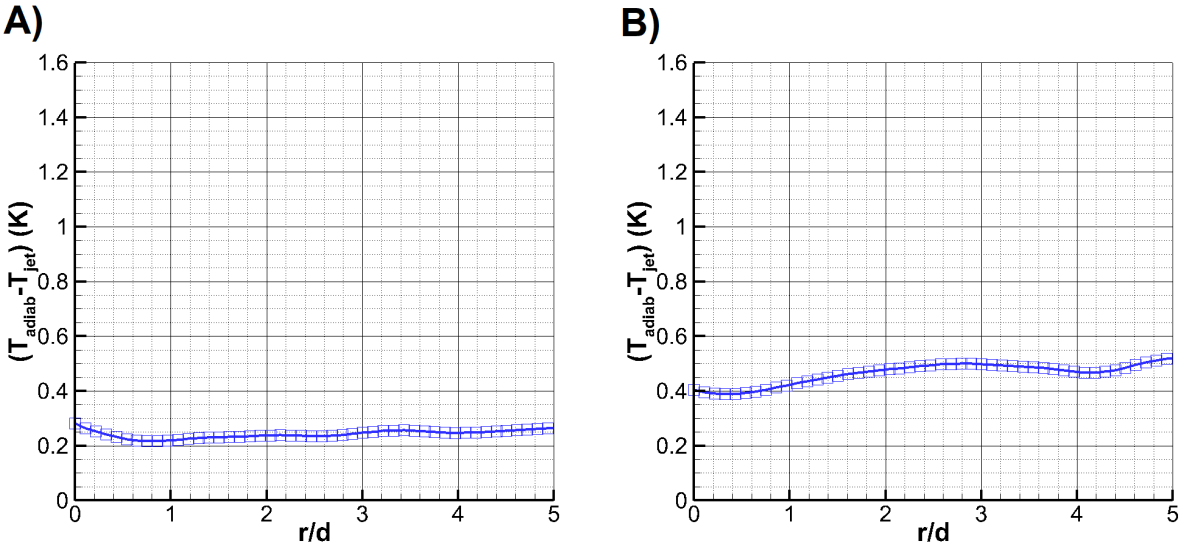

FIGURE II.3.2 – Variation radiale de la différence entre la température adiabatique de paroi T_{adiab} et la température du jet T_{jet} mesurée pour deux conditions d'injection différentes avec $d = 2mm$ et $Z/d = 10$. **A)** $Pr = 737$, $U_j = 7{,}3\,\mathrm{m.s^{-1}}$. **B)** $Pr = 210$, $U_j = 13{,}2\,\mathrm{m.s^{-1}}$

Il est notamment important de garder à l'esprit les erreurs de mesures influençant l'estimation de cet écart de température : bien que les différents instruments (caméra infrarouge et sonde Pt100) soient calibrés de façon à minimiser l'erreur sur cette différence de température, nous pouvons estimer que l'erreur commise est de l'ordre de la précision de la sonde Pt100, soit

0,2 K (voire légèrement plus pour les cas mesurés avec une huile chaude (Fig. II.3.2 B), où la plaque n'est pas rigoureusement dans une situation adiabatique lors de la mesure de T_{adiab}, comme discuté dans le paragraphe II.2.4). Si l'écart observé sur les cas présentés sur la figure II.3.1 est bien au delà de cette erreur, le faible écart observé entre T_{adiab} et T_{jet} dans les cas présentés sur la figure II.3.2 pourrait donc être en partie dû à ces erreurs de mesures.
Les profils radiaux observés demeurent cependant peu marqués et assez plats, confirmant a priori que les dissipations visqueuses sont trop faibles pour obtenir une forme typique « en cloche ».

Une autre façon de caractériser cet échauffement est de calculer le coefficient de récupération r_f, permettant de découpler l'influence de la vitesse d'injection et de la viscosité du fluide. Pour rappel, ce coefficient est associé à la différence de température $(T_{adiab} - T_{jet})$ par la relation suivante (où U_j est la vitesse en sortie d'injecteur) :

$$r_f = \frac{2Cp}{U_j^2}(T_{adiab} - T_{jet}) \tag{II.3.1}$$

Le tableau II.3.2 présente le coefficient de récupération moyen $\bar{r_f}$ pour une sélection de cas, obtenu en intégrant radialement r_f sur l'ensemble de la zone étudiée (disque de rayon 1 cm). Seuls les cas où la différence $(T_{adiab} - T_{jet})$ était assez significative pour être exploitée convenablement ($> 0{,}8\,K$) ont été considérés [5].
L'étude bibliographique a montré que r_f peut généralement être relié au nombre de Prandtl par une formulation de la forme $r_f = Pr^n$. La dernière colonne du tableau II.3.2 indique la valeur de ce coefficient n calculé pour chaque mesure. On obtient une dépendance au Prandtl en $Pr^{0{,}37\sim0{,}44}$, ce qui est cohérent avec les résultats mentionnées dans la bibliographie, où généralement le coefficient $n = 0{,}47$ est utilisé (Leland et Pais (1999) ; Liu *et al.* (2015)) pour des jets d'huile laminaires, avec cependant une huile un peu moins visqueuses qu'ici ($Pr < 445$).

Pr	U_j (m.s^{-1})	$\bar{r_f}$	n
925	9,23	21,4 ± 4,2	0,44
925	15,1	17,7 ± 3,2	0,42
737	17,4	11,2 ± 2,5	0,37
737	20,8	11,3 ± 1,7	0,37
533	14,7	14,1 ± 3,5	0,42
328	17,5	11,4 ± 2,6	0,42

Tableau II.3.2 – Coefficient de récupération moyen $\bar{r_f}$ et coefficient n caractérisant sa dépendance au nombre de Prandtl ($\bar{r_f} = Pr^n$) pour une sélection de cas. $d = 2$ mm et $Z/d = 10$

II.3.2.2 Effet du flux de chauffe imposé

Lors de chaque essai, après avoir mesuré la température adiabatique de paroi, un flux de chauffe est imposé à l'aide d'une résistance électrique pour chauffer la plaque. Ce flux est ensuite évacué par convection avec l'huile [6].
Lors de l'exploitation du banc, il a été constaté que la condition de chauffe imposée sur la plaque avait une influence sur les résultats thermiques (estimation du coefficient d'échange convectif avec l'huile). Nous détaillerons ici les observations de ce phénomène et la manière dont cet effet a été pris en compte lors de l'étude des autres paramètres d'influence.

5. Soit une erreur maximale estimée sur $(T_{adiab} - T_{jet})$ inférieure à 25%.
6. et dans une moindre mesure par rayonnement et convection naturelle avec l'air ambiant de l'autre côté de la plaque.

II.3.2.2.1 Mise en évidence de l'impact du flux de chauffe et discussions

Pour chacun des cas étudiés lors de l'exploitation du banc, **6 densités de flux différentes ont systématiquement été imposées** afin d'observer l'effet de cette condition sur le refroidissement assuré par le jet d'huile en impact. Les densités de flux imposées au cours de cette études sont comprises entre 32 et 344 kW.m^{-2}. Cependant, une aussi grande plage n'a pas pu être utilisée pour l'ensemble des cas à cause de deux contraintes expérimentales :

- la température de la paroi impactée ne peut dépasser les 200 °C, le téflon constituant la plaque ne résistant pas à des températures supérieures. Cela limite la puissance de chauffe maximale qu'il est possible d'imposer pour chaque cas ;
- la différence entre la température de la paroi au contact de l'huile Tp_{av} et celle de référence ($T_{ref} = T_{adiab}$, soit environ T_{jet}) doit être suffisamment grande pour limiter le poids des erreurs de mesure sur l'estimation du terme ($Tp_{av} - T_{ref}$) nécessaire au calcul de h (cf calculs des incertitudes, au paragraphe II.2.6). Nous avons ainsi fait en sorte d'avoir une différence d'au moins 15 K. Cela oblige à imposer une puissance de chauffe minimale pour chacun des cas.

Comme nous le verrons plus tard, les variations des différents paramètres considérés dans cette thèse (Pr, Re_j, d) impliquent de fortes variations du coefficient d'échange convectif imposé par l'huile. Par conséquent, il ne fut pas possible d'imposer une gamme de flux unique pour les différentes conditions d'injections. Les densités de flux moyennes imposées pour chaque configuration sont disponibles en annexe B.

La figure II.3.3 représente le profil radial du nombre de Nusselt obtenu pour 4 densités de flux différentes [7] en conservant des conditions d'injection identiques. Cette tendance est observée dans tous les autres cas étudiés lors de l'étude.

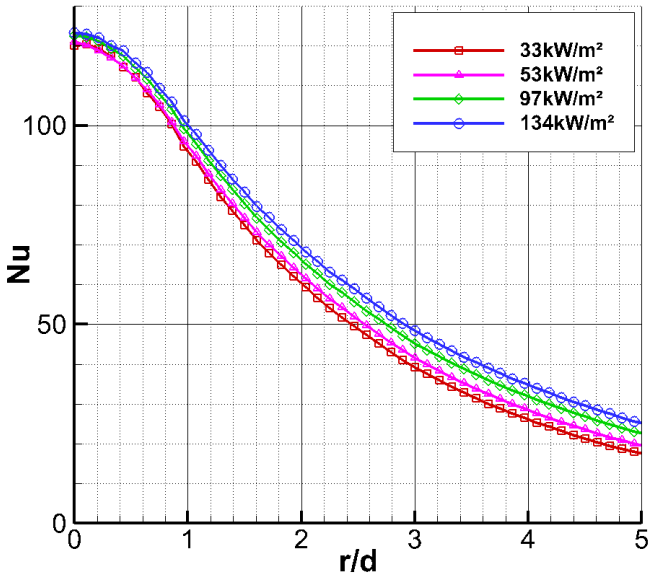

FIGURE II.3.3 – Illustration de l'effet du flux de chauffe moyen sur le nombre de Nusselt local. $Pr = 925$, $Re = 230$, $d = 2$ mm, $Z/d = 10$

Proche du point de stagnation ($r/d < 1$), l'écart relatif entre les différentes courbes est assez faible. Cependant, cette différence augmente ensuite progressivement au fur et à mesure

7. Certaines courbes n'ont pas été tracées pour permettre une meilleure visibilité sur la figure (sur les 6 mesures réalisées).

que l'écoulement s'éloigne du point d'impact du jet : augmenter le flux de chauffe à évacuer améliore les échanges convectifs avec l'huile. Les faibles écarts observés entre les courbes aux alentours du point de stagnation sont inférieurs aux incertitudes de mesures (erreur aléatoire). Les échanges convectifs étant maximaux au niveau du point de stagnation, c'est en effet ici que le terme $(Tp_{av} - T_{ref})$, nécessaire au calcul du Nu est le plus petit, et par conséquent où l'erreur de nos mesures ont le plus de poids (voir paragraphe II.2.6). Cependant, les différences relatives constatées plus en aval du point d'impact (jusqu'à 30%) sont bien supérieures aux incertitudes de mesure.
De plus, comme mentionné dans l'étude bibliographique, d'autres auteurs ont également observé un tel phénomène, notamment Kekelia *et al.* (2019), observant avec des jets d'huile des différences allant jusqu'à 15% entre des conditions de températures de paroi imposées à 90 °C et 120 °C (et par conséquent des flux de chauffe différents).

Cet effet semble être dû aux changements de propriétés de l'huile en proche paroi, causés par l'échauffement du film au contact de la plaque chaude. Nous pouvons effectivement constater qu'étant donné la très bonne capacité de refroidissement des jets liquides en impact, les densités de puissance évacuées par l'huile sont assez conséquentes. Cette augmentation de température ΔT en fonction de la densité de flux $\varphi_{conv\,av}$ évacuée par l'huile[8] peut être estimée en utilisant l'équation suivante, en considérant un fluide de débit massique $\dot{m}$ et capacité thermique massique Cp s'écoulant sur la surface d'étude S :

$$\Delta T = S\frac{\varphi_{conv\,av}}{\dot{m}\,Cp} \tag{II.3.2}$$

En considérant l'ensemble des données, cela implique dans le pire cas une augmentation de la température du film d'huile au bout de la zone d'étude de 2,5 °C. Cependant, il est à noter que le fluide ne se réchauffe pas uniformément : la diffusivité thermique de l'huile est suffisamment faible pour considérer que l'effet du réchauffement induit par la plaque est probablement limité à l'écoulement en proche paroi (la couche limite thermique étant assez fine étant donné les grands nombre de Prandtl (> 100) considérés dans cette étude). L'augmentation de la température de l'huile en proche paroi est donc à priori plus importante que cette estimation. Ainsi, il semble vraisemblable de considérer que les propriétés de l'huile, sa viscosité notamment (cette propriété étant la plus sensible aux variations de température, comme discuté préalablement dans au paragraphe II.1.2), soient suffisamment altérées pour affecter légèrement la nature de l'écoulement. Une légère baisse de la viscosité impliquerait une légère augmentation du nombre de Reynolds local de l'écoulement pariétal, qui serait a priori suffisant pour affecter les échanges convectifs. Cela expliquerait également pourquoi l'effet observé est de plus en plus important au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact : l'huile en proche paroi s'échauffe de plus en plus. Cette hypothèse est corroborée par la récente étude numérique menée par Poubeau *et al.* (2022), qui arrive aux mêmes observations et conclusions.

II.3.2.2.2 Prise en compte de l'effet du flux de chauffe pour l'exploitation du banc

L'effet de ce flux de chauffe sur le nombre de Nusselt observé étant loin d'être négligeable, et l'étude des autres paramètres d'influence (Pr, Re_j, d) ne pouvant se faire en conservant des conditions identiques, comme mentionné plus haut, il fut nécessaire de trouver une stratégie pour pouvoir être en mesure de comparer nos résultats quelles que soient les conditions imposées au niveau de la plaque.
Plusieurs auteurs (Metzger *et al.* (1974), Leland et Pais (1999), Liu *et al.* (2015) et Soltis et Sangeorzan (2016)) ont observé une dépendance du Nusselt moyen au paramètre adimensionné (μ_p/μ_{ap}), le rapport de la viscosité dynamique du fluide évaluée à la température de

8. En pratique la valeur de cette densité de flux $\varphi_{conv\,av}$ est très proche de celle imposée par la résistance électrique φ_{elec}.

paroi et à la température adiabatique de paroi (proche de la température d'injection). Les paramètres comme le nombre de Reynolds ou de Prandtl sont alors évalués à la température de film (définie comme étant la moyenne entre la température d'injection et de paroi).
Cependant, ces études ne fournissent pas de résultats locaux, mais ne considèrent que des température et nombres de Nusselt moyens sur une surface donnée (bien souvent, la surface d'impact est métallique et donc elle même à température uniforme). Dans la présente étude, nous cherchons à obtenir des résultats locaux et imposons sur la plaque d'impact une condition proche d'un flux uniforme. Les températures de paroi considérées sont donc loin d'être uniformes. L'estimation d'une « température de film locale » variant selon la distance au point d'impact est alors assez périlleuse. De plus, pour des applications industrielles, l'estimation du terme (μ_p/μ_{ap}) peut s'avérer difficile et il est également beaucoup plus simple de travailler avec des paramètres d'injection (Pr, Re_j) définis avec la température de sortie du jet. Nous avons donc cherché ici à mettre en place une approche différente pour prendre en compte l'effet du réchauffement du film d'huile.

Revenons sur l'exemple présenté plus haut sur la figure II.3.3. Si l'on trace cette fois l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de la densité de flux évacuée par l'huile [9] $\varphi_{conv\ av}$ en plusieurs positions radiales, on peut constater que cette évolution semble linéaire (Fig. II.3.4).

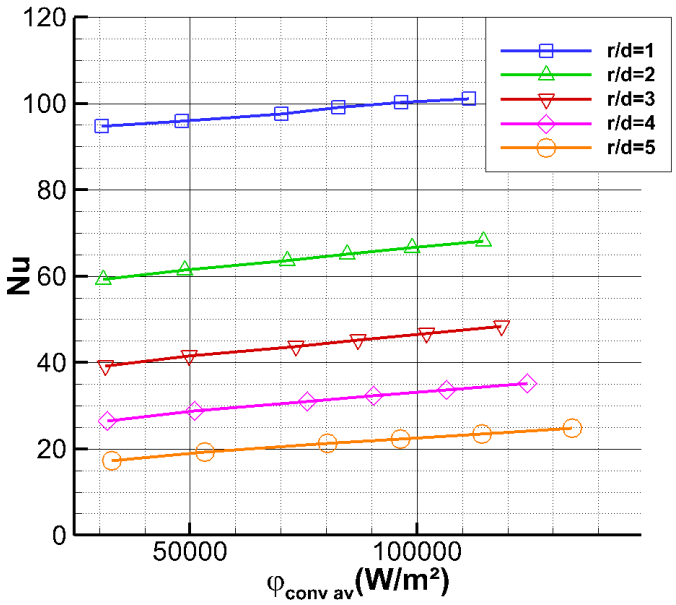

FIGURE II.3.4 – Effet de la densité de flux évacuée par l'huile sur le nombre de Nusselt pour plusieurs positions radiales. $Pr = 925$, $Re = 230$, $d = 2$ mm, $Z/d = 10$

Ces observations empiriques suggèrent alors une expression du nombre de Nusselt Nu, pour une position r/d donnée, de la forme :

$$Nu = \alpha\, \varphi_{conv\ av} + Nu_{\varphi=0} \tag{II.3.3}$$

Où α et $Nu_{\varphi=0}$ sont deux valeurs locales (i.e. dépendant à priori de r/d) obtenues par régression.
En appliquant ce raisonnement à l'ensemble des configurations étudiées, cette hypothèse de relation linéaire entre Nu et $\varphi_{conv\ av}$ donne des résultats satisfaisants : elle approche 99% des données expérimentales avec une erreur inférieure à ±1,9%.
Le paramètre $Nu_{\varphi=0}$ représente le nombre de Nusselt local qui aurait été obtenu si la plaque

9. Considérer $\varphi_{conv\ av}$ plutôt que φ_{elec} semble plus pertinent, étant donné que c'est ce flux qui est réellement évacué par l'huile et provoque son échauffement. Les deux valeurs sont toutefois très proches.

ne chauffait pas le film d'huile (la température de ce film serait alors égale à la température adiabatique de paroi). Le terme $\alpha\ \varphi_{conv\,av}$ traduit quant à lui l'augmentation du coefficient d'échange convectif due aux changements de propriétés du fluide causés par le réchauffement du film d'huile.
De plus, ce coefficient α semble lui même dépendre des conditions d'injection et de la position radiale sur la plaque (notamment, comme mentionné plus haut, l'effet du flux de chauffe devient de plus en plus important au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact du jet, suggérant au moins une dépendance à r/d). Pour faciliter la comparaison entre les différents cas, réécrivons l'équation II.3.3 sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{Nu}{Nu_{\varphi=0}} &= \frac{\alpha}{Nu_{\varphi=0}}\,\varphi_{conv\,av} + 1 \\ &= \beta\,\varphi_{conv\,av} + 1 \end{aligned} \tag{II.3.4}$$

À l'aide des données recueillies sur les 41 conditions d'injection étudiées lors de cette thèse, la valeur du coefficient $\beta = \alpha/Nu_{\varphi=0}$ a montré une dépendance au nombre de Reynolds d'injection Re_j, au diamètre d'injection d, ainsi qu'à la distance r depuis le point d'impact du jet. La corrélation suivante fut obtenue par régression (méthode des moindres carrés) :

$$\beta = 2{,}35\,.\,10^{-5}\,\frac{r}{d}\,Re_j^{-0{,}59}\left(\frac{d}{d_{ref}}\right)^{0{,}65} \tag{II.3.5}$$

où $d_{ref} = 2$ mm est un diamètre de référence utilisé pour travailler avec des grandeurs adimensionnées.
Cette équation s'ajuste sur 95% des points expérimentaux à ±28% près, pour $r/d > 2{,}5$ (voir figure II.3.5). Pour des rayons plus petits, particulièrement dans la zone proche du point de stagnation du jet ($r/d < 1$), la corrélation est moins précise car comme précisé plus haut, cette zone est plus sujette aux erreurs de mesures et est en outre très peu affectée par la variation de la densité de flux de chauffe imposée. Nous pouvons néanmoins supposer qu'à $r/d = 0$, la valeur du coefficient β est proche de zéro et que l'on a $Nu = Nu_{\varphi=0}$: le fluide n'a pas pu être fortement réchauffé par la plaque et sa température est donc proche de la température adiabatique de paroi T_{adiab}.
La dépendance de β à la distance r depuis le centre de la plaque était attendue : plus le film se développe à la surface de la plaque et plus l'échauffement et les changements de propriétés de l'huile s'accentuent. À conditions d'injection constantes, une simple relation linéaire avec r/d a donné de très bons résultats.
Les autres dépendances identifiées, en $Re_j^{-0{,}59}$ et $(d/d_{ref})^{0{,}65}$ sont plus complexes à expliquer. Des effets plus conséquents sont observés pour de faibles nombres de Reynolds d'injection. En augmentant le nombre de Reynolds, les forces d'inertie prennent de plus en plus d'importance sur les forces visqueuses. Nous pouvons donc supposer que la faible évolution de la viscosité due à l'échauffement du film a alors de moins en moins d'influence sur l'écoulement au fur et à mesure que Re_j augmente. La dépendance au diamètre peut s'expliquer en remarquant qu'augmenter le diamètre d'injection, à Reynolds et température d'injection constants, revient à baisser la vitesse d'injection. Le fluide est alors en contact avec la plaque plus longtemps et est moins bien renouvelé, ce qui pourrait expliquer pourquoi l'effet de la chauffe serait plus conséquent. Des études complémentaires seraient nécessaires afin de mieux comprendre ces influences observées.

Il est alors possible à partir de ces équations de calculer la valeur de $Nu_{\varphi=0}$ pour toutes les configurations. C'est donc cette valeur du nombre de Nusselt qui sera utilisée par la suite pour étudier les différentes configurations et quantifier les dépendances aux autres paramètres. **Ainsi, tous les nombres de Nusselt présentés dans les paragraphes suivants seront $\mathbf{Nu_{\varphi=0}}$, calculés à partir de l'équation II.3.4.** Les résultats et corrélations présentés par la suite seront alors valables dans le cadre d'une hypothèse d'un fluide non réchauffé par la

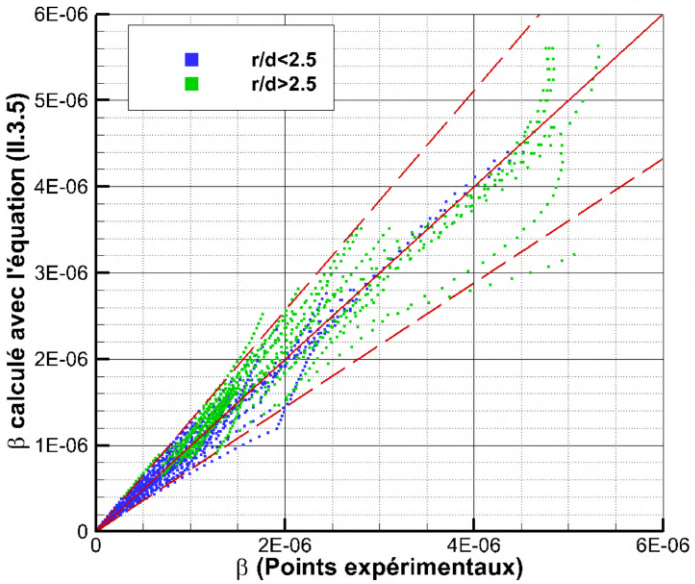

FIGURE II.3.5 – Comparaison des données expérimentales (abscisse) et des données calculées avec l'équation II.3.5 (ordonnée) pour déterminer β. Les lignes en tirets rouges représentent une erreur de $\pm 28\%$.

plaque. Pour appliquer ces résultats à une situation réelle où une densité de flux $\varphi_{conv\,av}$ est évacuée par l'huile, il sera alors nécessaire d'utiliser à posteriori les équations II.3.4 et II.3.5 pour prendre en compte cet effet du flux de chauffe.

II.3.3 Résultats : étude thermique d'un jet d'huile impactant une plaque fixe

II.3.3.1 Répartition des échanges convectifs et influence du nombre de Prandtl et de Reynolds d'injection

Les figures II.3.6 et II.3.7 illustrent l'effet d'une augmentation du nombre de Prandtl ou de Reynolds d'injection quand les autres paramètres sont gardés constants. En accord avec l'étude bibliographique, augmenter l'un ou l'autre des ces paramètres augmente également la valeur du nombre de Nusselt. Un haut nombre de Prandtl est associé à une couche limite thermique plus fine, ce qui favorise les transferts convectifs plutôt que la simple diffusion. Augmenter la vitesse d'injection et le nombre de Reynolds améliore les forces de friction pariétales et permet un meilleur refroidissement de la plaque.

Une forme typique « en cloche » de la répartition des échanges est obtenue : les échanges sont maximaux au niveau du point de stagnation, où l'épaisseur de la couche limite thermique est quasi nulle, puis les transferts diminuent progressivement dans la direction radiale au fur et à mesure que la couche limite s'épaissit et que le film d'huile se répand sur la plaque et perd en vitesse. Les figures II.3.8 et II.3.9 reprennent les même résultats que sur les figures II.3.6 et II.3.7, en divisant cette fois le nombre de Nusselt par sa valeur Nu_{stg} au point de stagnation, ce qui permet de mieux comparer les différentes tendances.
Une forte baisse des échanges est observée au delà de la zone d'impact du jet ($r/d > 0{,}5$), jusqu'à un point d'inflexion situé aux alentours de $r/d = 1{,}5$. Ce changement d'asymptote pour-

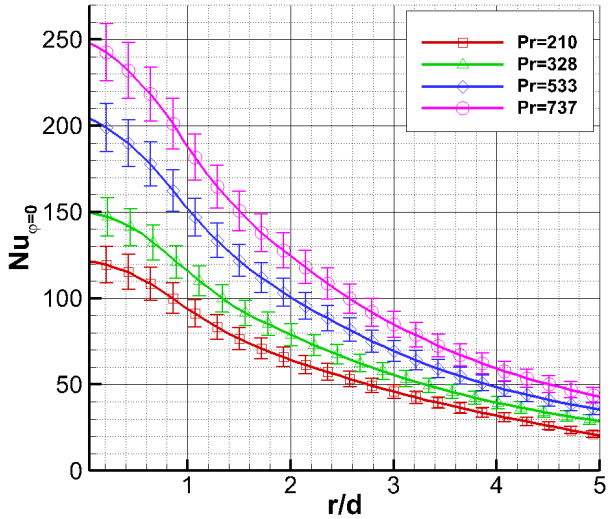

FIGURE II.3.6 – Illustration de la dépendance du nombre de Nusselt au nombre de Prandtl. $Re = 660$, $d = 2\,\text{mm}$, $Z/d = 10$

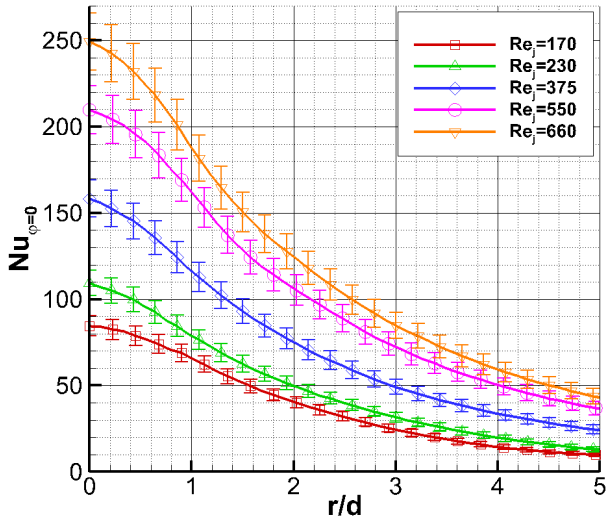

FIGURE II.3.7 – Illustration de la dépendance du nombre de Nusselt au nombre de Reynolds d'injection. $Pr = 737$, $d = 2\,\text{mm}$, $Z/d = 10$

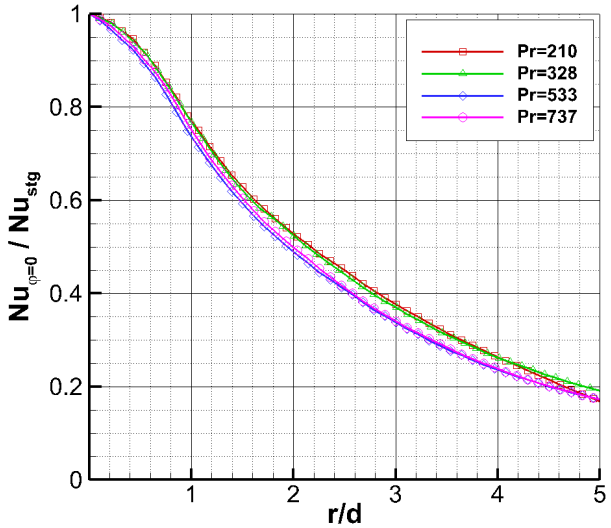

FIGURE II.3.8 – Nombre de Nusselt local divisé par sa valeur au point de stagnation Nu_{stg} pour plusieurs nombres de Prandtl. $Re = 660$, $d = 2\,\text{mm}$, $Z/d = 10$

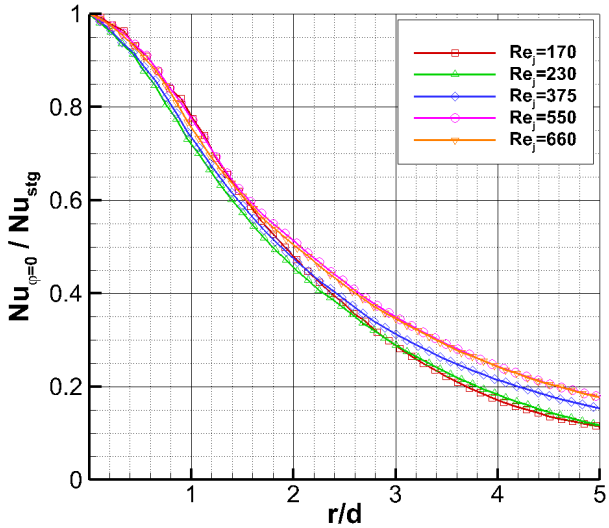

FIGURE II.3.9 – Nombre de Nusselt local divisé par sa valeur au point de stagnation Nu_{stg} pour plusieurs nombres de Reynolds d'injection. $Pr = 737$, $d = 2\,\text{mm}$, $Z/d = 10$

rait s'expliquer par une variation de la vitesse radiale de l'écoulement au sein du film d'huile. Baonga *et al.* (2005) ont mesuré un maximum de cette vitesse radiale pour $2 < r/d < 4$, et Stevens et Webb (1992) autour de $r/d = 2{,}5$ pour des jets d'eau. Avec cette forte baisse du nombre de Nusselt, les échanges sont déjà environ deux fois moins importants à $r/d = 2$ qu'au point de stagnation. Au-delà de cette zone, la vitesse radiale de l'écoulement diminue progressivement du fait de l'étalement de l'huile sur la plaque, et les échanges convectifs diminuent progressivement avec une pente plus douce.

Comme remarqué par Ma *et al.* (1997), qui ont également étudié expérimentalement les échanges locaux imposés par un jet d'huile impactant, les tendances observées pour $r/d < 2$ sont identiques quel que soit le nombre de Reynolds d'injection considéré, mais plus loin de l'injection ($r/d > 2$), une baisse des échanges légèrement plus marquée est identifiable pour les faibles Reynolds (Fig. II.3.9). Cette faible dépendance au nombre de Reynolds sera prise en compte lors de l'établissement de corrélations locales (voir section II.3.3.5.2). Néanmoins, les variations de nombre de Prandtl ne semblent pas avoir d'effets clairement identifiables sur la répartition des échanges convectifs (Fig. II.3.8).

II.3.3.2 Étude du changement du diamètre d'injection

L'effet de la variation du diamètre d'injection d sur les échanges, en gardant constant les autres paramètres d'injection (Pr, Re_j, Z/d) a également été étudié. Les figures II.3.10 et II.3.11 montrent la valeur du nombre de Nusselt obtenue pour trois diamètres d'injection différents (1, 2 et 4 mm). D'importantes différences sont observables, surtout dans la zone située proche du point d'impact du jet : le nombre de Nusselt au point de stagnation semble augmenter linéairement avec le diamètre d'injection. En s'éloignant de cette zone, la différence entre les courbes s'amenuise progressivement et tend à s'annuler (en considérant le rayon adimensionné r/d depuis le point de stagnation). En résulte un nombre de Nusselt moyen plus élevé lorsque l'on augmente le diamètre d'injection (en conservant les mêmes paramètres de similitudes, Pr et Re_j). Ces observations semblent cohérentes avec les autres études mentionnées lors de l'étude bibliographique (Stevens et Webb (1991), Leland et Pais (1999), Baonga *et al.* (2005), Liu *et al.* (2015), Soltis et Sangeorzan (2016), voir section I.2.2.2), où d'importants effets ont été constatés en modifiant la géométrie d'injection.

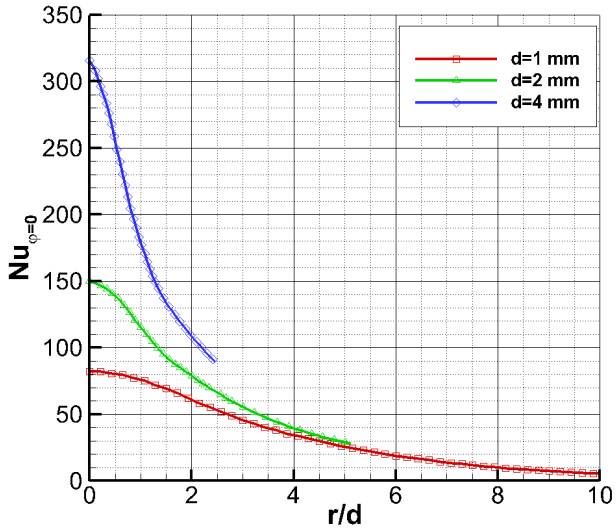

FIGURE II.3.10 – Illustration de la dépendance du nombre de Nusselt au diamètre d'injection. $Pr = 328$, $Re = 660$, $Z/d = 10$

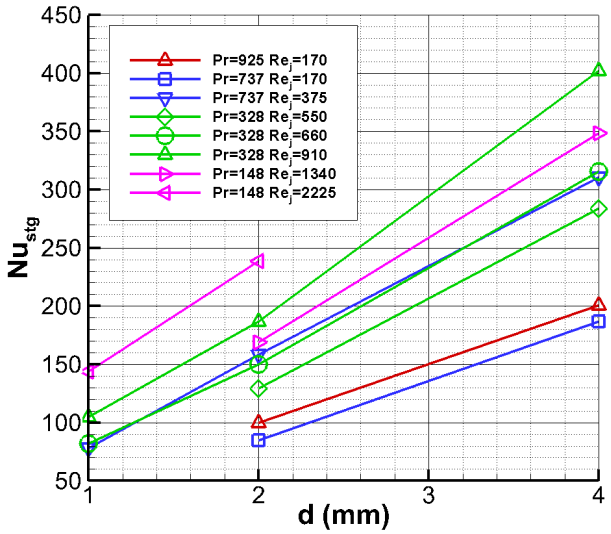

FIGURE II.3.11 – Nombre de Nusselt au point de stagnation pour différentes conditions d'injection. $Z/d = 10$

Ces mesures confirment que modifier le diamètre d'injection affecte la dynamique de l'écoulement avant impact, et par conséquent les transferts de chaleur au niveau de la zone directement affectée par l'impact du jet ($r/d < 4$). Cela semble suggérer que le nombre de Reynolds d'injection n'est pas suffisant pour totalement prendre en compte l'influence du diamètre sur les transferts de chaleur imposés par un jet liquide en impact. Le profil de vitesse en sortie d'injecteur est sûrement affecté par ce changement de diamètre ou de faibles variations sur la géométrie interne de l'injecteur, menant à des vitesses au centre du jet légèrement plus impor-

tantes dans certains cas et par conséquent à améliorer les échanges lors de l'impact. En effet, il est également important de rappeler qu'en modifiant seulement le diamètre d'injection d de notre injecteur, les proportions globales de l'injection ne sont pas complètement conservées, comme mentionné lors de la présentation du dispositif d'injection dans le paragraphe II.1.3. Cette légère différence de géométrie peut également constituer un paramètre d'influence supplémentaire à prendre en compte. Cependant, étant donné les fortes disparités observées sur les échanges, il est tout de même peu probable que seule cette petite modification du rapport entre le diamètre d'injection d et la longueur de la partie finale de l'injection l soit responsable d'écarts aussi importants.
Mesurer les profils de vitesse en sortie d'injecteur (par méthode PIV [10] par exemple), en faisant varier ces différents paramètres, aurait été d'un grand intérêt pour aider à la compréhension de ces résultats, mais ces mesures sont assez complexes à réaliser étant donné la nature particulière du fluide considéré ici (cf perspectives de la thèse en conclusion).
Par ailleurs, en s'éloignant de la zone sous influence de l'impact, on retrouve un écoulement plus classique d'un film liquide sur une plaque plane. On constate alors que les profils recollent : les paramètres de similitudes (nombres adimensionnés : Pr, Re_j, r/d, Nu) semblent parvenir à décrire correctement les échanges convectifs malgré ces modifications de l'injection.

II.3.3.3 Étude de la distance entre l'injecteur et la paroi d'impact

Enfin, un dernière condition d'injection fut également étudiée : la modification de la distance Z séparant l'injecteur et la plaque à refroidir. La figure II.3.12 présente l'ensemble des cas étudiés. Trois distances ont été considérées ($Z/d = 5\,;10\,;20$), dans diverses conditions de Reynolds et Prandtl à l'injection, représentatives des essais menés durant la thèse. La figure II.3.13 montre également un exemple de répartition radiale du nombre de Nusselt pour trois valeurs Z/d différentes, en gardant les autres conditions d'injection fixes.

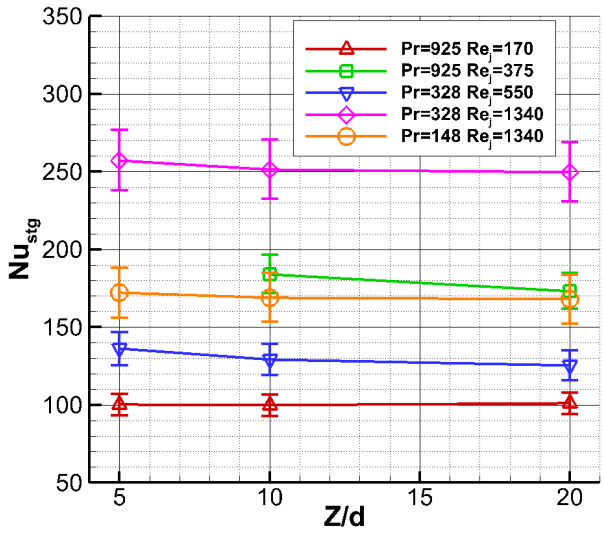

FIGURE II.3.12 – Nombre de Nusselt Nu_{stg} mesuré au point de stagnation du jet pour trois distances adimensionnées Z/d et plusieurs couples (Pr, Re_j). $d = 2$ mm

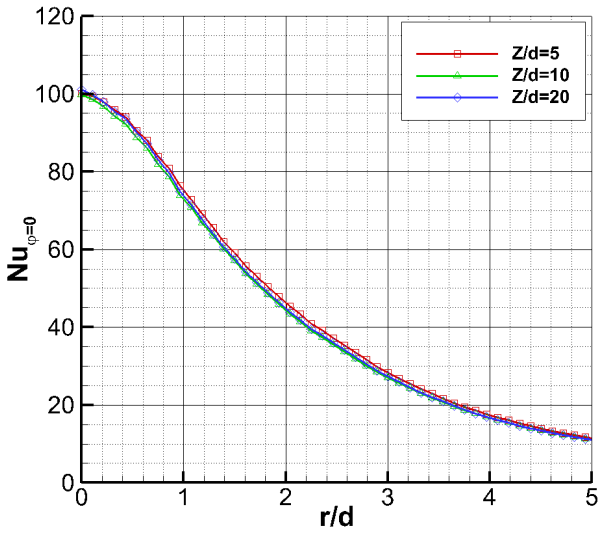

FIGURE II.3.13 – Exemple de répartition radiale du nombre de Nusselt pour trois distances adimensionnées Z/d. $Pr = 925$, $Re_j = 170$, $d = 2$ mm

En accord avec l'étude bibliographique (section I.2.2.2), aucune dépendance particulière à Z/d n'a été observée dans notre cas d'application, tant sur l'intensité du refroidissement que sur sa répartition sur la plaque. La distance d'impact n'est pas suffisamment grande ($Z/d > 20$)

10. de l'anglais *particle image velocimetry* ; vélocimétrie par images de particules.

pour subir les effets de la gravité ou influer sur la vitesse du jet d'huile, ou au contraire assez petite ($Z/d < 1$) pour perturber l'écoulement proche du point de stagnation. La différence de quantité de mouvement entre le jet d'huile et l'air ambiant est trop grande pour que les forces de cisaillement au niveau de l'interface huile-air aient une quelconque influence sur l'écoulement avant son impact sur la plaque. Les légères fluctuations discernables sur la figure II.3.12 peuvent clairement être attribuées aux incertitudes de mesures.

II.3.3.4 Étude du ressaut hydraulique

En supplément des mesures thermiques, la position du ressaut hydraulique (augmentation brutale de l'épaisseur du film après impact) a été déterminée dans certaines configurations.
Comme attendu suite à l'étude bibliographique (voir section I.2.1.2), augmenter le Reynolds d'injection en gardant les autres paramètres constants (i.e. augmenter le débit) a pour effet de repousser la zone de saut, comme visible sur la figure II.3.14 A.
De plus, baisser la température d'injection du jet, et par conséquent augmenter la viscosité et le nombre de Prandtl du jet a au contraire tendance à rétrécir la zone en amont du ressaut à débit d'injection constant (Fig. II.3.14 B). Ces observations sont cohérentes avec celles de Bush *et al.* (2006) : la hausse de viscosité ralentit le fluide s'écoulant sur la plaque et provoque un ressaut prématuré. Cependant, en conservant un nombre de Reynolds constant plutôt que le débit (Fig. II.3.14 C) on constate que la zone s'élargit avec le nombre de Prandtl.

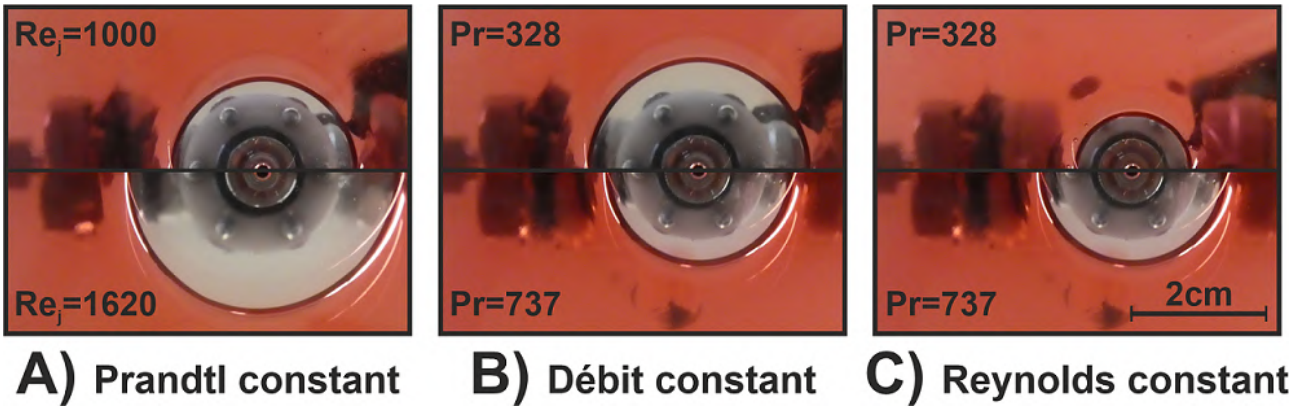

FIGURE II.3.14 – Comparaison de la position du ressaut hydraulique pour différents conditions d'injections : **A)** à nombre de Prandtl constant ($Pr = 328$) ; **B)** à débit d'injection constant ; **C)** à nombre de Reynolds d'injection constant ($Re_j = 550$). $d = 2$ mm, $Z/d = 10$

Lors de l'étude de jets à $Pr = 737$ et $Pr = 328$, présentés sur les figures précédentes, la position du ressaut est très stable et de forme circulaire. Cependant, en augmentant la température d'injection ($Pr = 148$), l'écoulement devient instable en augmentant le nombre de Reynolds d'injection, comme illustré sur la figure II.3.15.
À ce stade, le ressaut semble passer dans un régime instable à « double ressaut », comme mentionné lors de l'étude bibliographique (Sur les photos A à C, une épaisseur de film intermédiaire est discernable, ainsi que la position approximative du second saut). Nous attribuons cette instabilité à une baisse de la tension de surface de l'huile, causée par l'augmentation de sa température. C'est en effet ce paramètre qui pilote en grande partie la dynamique de ce ressaut (Bush *et al.* (2006), Kasimov (2008), Teymourtash et Mokhlesi (2015)). Cependant, l'huile étant tout de même suffisamment visqueuse, une forme non-circulaire est observée dans un premier temps, relativement stable, comme observé également par Teymourtash et Mokhlesi (2015) (voir Fig. II.3.15 B et C)
Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, l'écoulement devient de plus en plus

instable, jusqu'à provoquer des turbulences (Fig. II.3.15 D) [11].

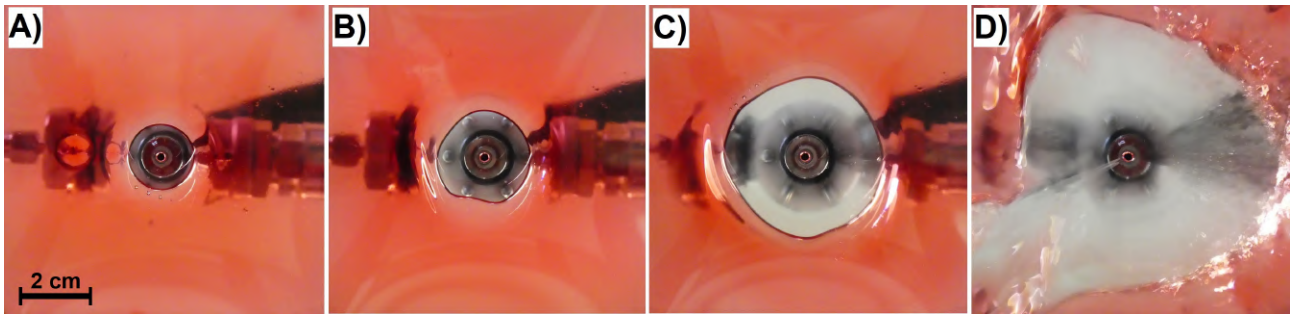

FIGURE II.3.15 – Évolution du ressaut hydraulique à $Pr = 148$ pour différents nombres de Reynolds d'injection : **A)** $Re = 1000$; **B)** $Re = 1620$; **C)** $Re = 3000$; **D)** $Re = 3975$. $d = 2\,\text{mm}$, $Z/d = 10$

Néanmoins, l'objectif initial de cette étude n'est pas d'étudier précisément le phénomène de ressaut hydraulique, mais plutôt de vérifier si ce dernier a une influence visible sur les échanges convectifs mesurés. Le tableau II.3.3 synthétise les estimations de la position du ressaut hydraulique pour diverses conditions d'injection (le rayon r_{hyd} correspond à la fin de la zone en amont du ressaut où le film d'huile est très fin). Nous pouvons constater qu'étant donné la zone restreinte d'exploitation des mesures thermiques (disque de 1 cm de rayon i.e. $r/d = 5$ pour $d = 2\,\text{mm}$), la majorité des cas étudiés thermiquement correspondent à une mesure dans la zone en amont du ressaut hydraulique, avant que le film ne s'épaississe brutalement.

$Pr = 737$	Re_j	85	170	230	500	550
	r_{hyd}/d	1,4	2,8	3,7	6,7	7,2
$Pr = 328$	Re_j	400	550	1000	1250	1620
	r_{hyd}/d	4,0	4,5	7,2	8,7	10,9
$Pr = 148$	Re_j	1000	1620	2500	3000	3975
	r_{hyd}/d	4,4	**6,2**	**8,8**	**10,7**	-

TABLEAU II.3.3 – Variation de la position du ressaut hydraulique (rayon r_{hyd} adimensionné par le diamètre d'injection) pour plusieurs conditions d'injections. Les valeurs **en gras** correspondent à des mesures approximatives (rayon du cercle inscrit à l'intérieur de la zone située avant le saut). $d = 2\,\text{mm}$, $Z/d = 10$

La figure II.3.16 présente quelques résultats obtenus dans le cas où le ressaut a lieu à l'intérieur de la zone de mesure ($r_{hyd}/d < 5$). Aucun effet du ressaut hydraulique n'a clairement été identifié sur ces mesures, malgré la baisse attendue de la vitesse de l'écoulement en aval du saut. Les nombres de Prandtl considérés étant relativement élevés, nous pouvons supposer que comme la couche limite thermique est très fine, les changements du profil de vitesse dans cette couche ne sont pas suffisants pour affecter notablement les échanges convectifs. Certaines études numériques trouvent néanmoins de très légères fluctuations au niveau de cette zone dans certaines configurations (Askarizadeh *et al.* (2020) avec $Pr = 164$), mais sans doute trop faibles pour être correctement observées expérimentalement dans notre cas.

11. Il est à noter que dans notre situation, le fluide s'écoule sur la plaque d'impact puis est évacué dans un canal situé en contrebas. Dans le cas où un obstacle serait placé en périphérie de la plaque, provoquant l'accumulation de l'huile sur la plaque et augmentant l'épaisseur de film en aval du saut, nous aurions vraisemblablement obtenu les formes de ressaut particulières mentionnées dans l'étude bibliographique, notamment sur la figure I.2.5 B.

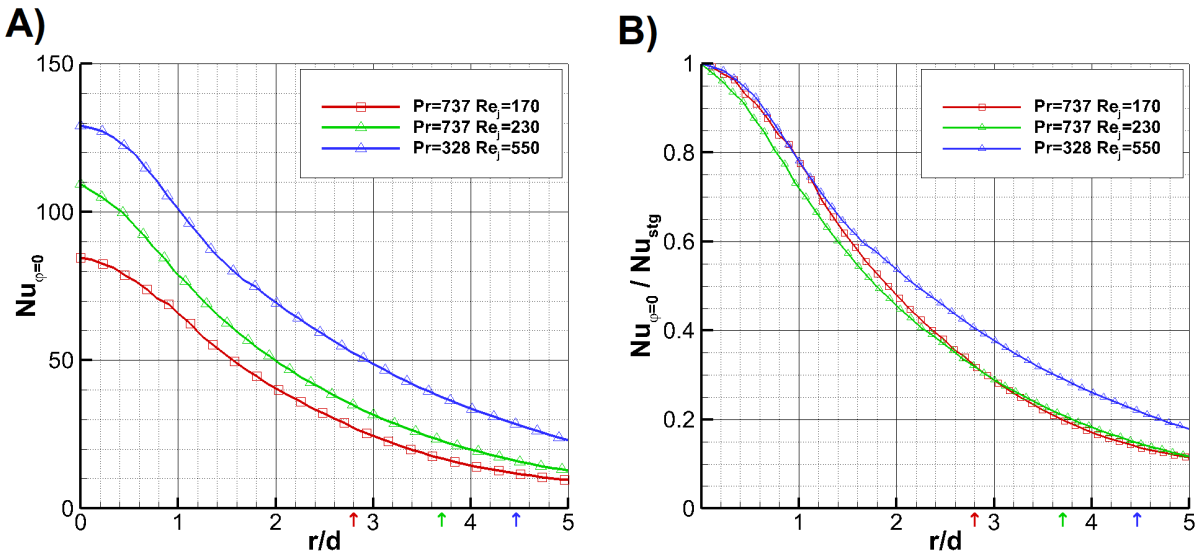

FIGURE II.3.16 – **A)** Répartitions radiales du nombre de Nusselt pour 3 conditions d'injection différentes. La position du ressaut hydraulique est indiquée par une flèche de couleur pour chaque configuration. **B)** Idem en divisant $Nu_{\varphi=0}$ par Nu_{stg}. $d = 2$ mm, $Z/d = 10$

II.3.3.5 Proposition de corrélations empiriques

Au cours de cette étude, plusieurs paramètres ont été identifiés comme ayant un effet de premier ordre sur les échanges convectifs imposés par le jet d'huile : augmenter le nombre de Reynolds d'injection ou de Prandtl augmente la valeur du nombre de Nusselt. Une dépendance marquée au diamètre d'injection a également été identifiée. En rassemblant les données recueillies sur les 41 configurations étudiées, des corrélations ont été mises au point pour rendre compte de ces effets (méthode des moindres carrés).
La prise en compte de l'influence du diamètre d'injection a nécessité d'utiliser un paramètre adimensionné supplémentaire, le nombre de Reynolds n'étant à priori pas suffisant pour décrire totalement ce changement de géométrie. Cependant, l'écriture d'un jeu d'équations approprié, modélisant l'impact du jet d'huile sur la plaque et conduisant à une quantité caractéristique sans dimension (et mesurable expérimentalement) liée à l'influence du diamètre de la buse est une tâche assez difficile. Par conséquent, nous avons choisi d'utiliser le paramètre d/d_{ref}, faisant apparaître un diamètre de référence $d_{ref} = 2$ mm.

II.3.3.5.1 Nombre de Nusselt au point de stagnation

De manière similaire aux corrélations proposées par Elison et Webb (1994) et Leland et Pais (1999), respectivement avec des jets d'eau et d'huile, deux corrélations différentes ont été déterminées : un comportement distinct à bas nombre de Reynolds ($Re_j < 500$) et à plus haut Reynolds ($Re_j > 700$) a été constaté, comme illustré sur la figure II.3.17. Cette différence de comportement est attribuée à une transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent. Cette transition est légèrement plus précoce que celle observée par Leland et Pais (1999), qu'ils situent plutôt aux alentours de $Re_j = 800 \sim 1000$. Cette différence peut être expliquée par la géométrie particulière de notre injecteur : le léger décrochement présent 3 mm avant la sortie contribue à perturber l'écoulement et provoque vraisemblablement cette transition prématurée.
Nous obtenons alors les équations suivantes ($Pr = 148 - 925$, $d = 1 - 4$ mm, $Z/d = 5 - 20$) :

Pour un écoulement laminaire ($170 < Re_j < 500$) :

$$Nu_{stg} = 0{,}315\, Re_j^{0{,}68}\, Pr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{d}{d_{ref}}\right)^{0{,}98} \tag{II.3.6}$$

Pour un écoulement turbulent ($700 < Re_j < 2225$) :

$$Nu_{stg} = 1{,}11\, Re_j^{0{,}48}\, Pr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{d}{d_{ref}}\right)^{0{,}94} \tag{II.3.7}$$

Ces deux équations approchent les données expérimentales avec une précision de respectivement 3,1% et 5,7% pour les régimes laminaire et turbulent, comme illustré sur la figure II.3.18. Pour la zone de transition ($500 < Re_j < 700$), Nu_{stg} peut être estimé par n'importe laquelle des deux équations.

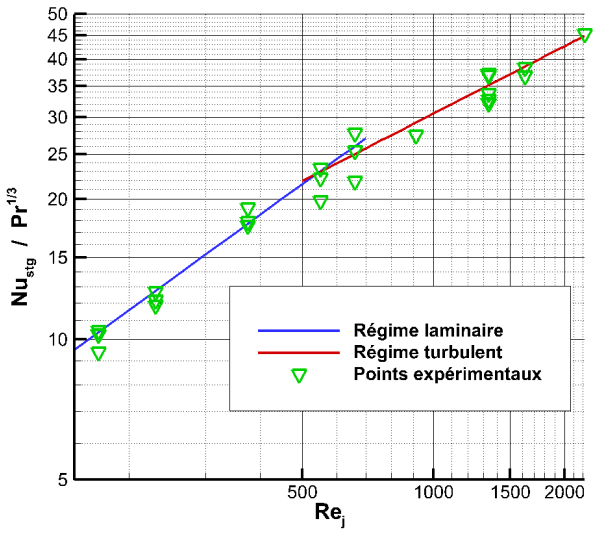

FIGURE II.3.17 – Mise en évidence de l'apparition de deux régimes distincts influant sur les échanges convectifs. $d = 2$ mm

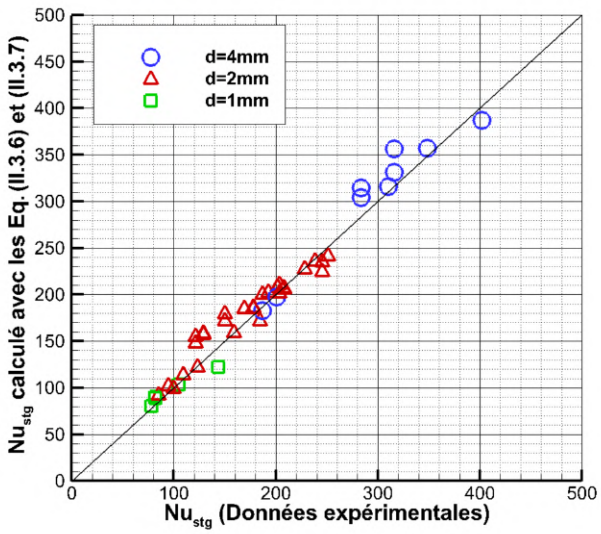

FIGURE II.3.18 – Comparaison des données expérimentales (abscisse) et des corrélations définies par les équations II.3.6 et II.3.7 (ordonnée).

La dépendance classique en $Pr^{1/3}$, largement utilisée dans la littérature, décrit également très bien nos données, même en considérant des nombres de Prandtl supérieurs à ce qui est généralement étudié : $148 < Pr < 925$ ici, contre $90 < Pr < 750$ pour l'étude de Easter *et al.* (2014) qui, à notre connaissance, est celle présentant la gamme de Prandtl la plus large. Aucun comportement spécifique pour les fluides à haut nombre de Prandtl n'a donc été observé, malgré le fait que certaines études suggèrent avec de l'huile une dépendance moins élevée ($Pr^{0{,}22\sim0{,}32}$) (Metzger *et al.* (1974), Leland et Pais (1999), Liu *et al.* (2015)) ou plus élevée ($Pr^{0{,}4}$) pour Easter *et al.* (2014).
Les exposants calculés pour le nombre de Reynolds d'injection sont cohérents avec ceux proposés par Elison et Webb (1994) avec un jet d'eau (respectivement 0,8 et 0,5 pour un jet laminaire et turbulent) et ceux de Leland et Pais (1999) avec de l'huile (0,84 et 0,58). Cet exposant est également en accord avec l'étude précédemment citée de Easter *et al.* (2014), qui présente en plus du Prandtl une gamme de Reynolds similaire à la notre[12] ($100 < Re_j < 4500$) : ils

12. refroidissement de pistons : leur paramètre Z/d est cependant plus grand ($45 < Z/d < 95$) et le jet est orienté verticalement vers le haut.

proposent une dépendance en $Re_j^{0,652}$ sans distinguer les différents régimes.
La dépendance au paramètre d/d_{ref} s'est avérée être quasiment linéaire (Fig. II.3.11), quel que soit le régime d'écoulement considéré. Par conséquent, le nombre de Nusselt au point de stagnation est fortement impacté par ce paramètre, mais le coefficient d'échange h est quant à lui relativement constant lorsque l'on considère des conditions où le Pr et le Re_j restent inchangés.

II.3.3.5.2 Répartition radiale du nombre de Nusselt

Intéressons-nous désormais à la répartition radiale du nombre de Nusselt. Nous étudierons pour cela les variations de $Nu_{\varphi=0}/Nu_{stg}$ en fonction du rayon adimensionné r/d. Comme mentionné lors des paragraphes précédents (II.3.3.1 et II.3.3.2), le nombre de Reynolds d'injection ainsi que le diamètre de l'injecteur ont une influence sur cette répartition des échanges. À notre connaissance, la seule étude expérimentale ayant étudié la répartition locale du nombre de Nusselt dans le cas d'un jet d'huile, conduite par Ma *et al.* (1997), a également noté une influence de Re_j. Cependant, un seul diamètre d'injection ($d = 1$ mm) avait été étudié. Par conséquent, une fonction similaire à la leur a été choisie ici pour établir notre corrélation du nombre de Nusselt local, en ajoutant un terme supplémentaire pour prendre en compte la variation du diamètre d'injection. Nous obtenons l'équation suivante :

$$\frac{Nu_{\varphi=0}}{Nu_{stg}} = \frac{1}{1+0{,}0664\left(\frac{r}{d}\right)^{1,8}}\left(0{,}00148\,Re_j\right)^{0{,}035\,\frac{r}{d}}\left(2{,}54\,\frac{d}{d_{ref}}\right)^{-0{,}25\,\frac{r}{d}} \tag{II.3.8}$$

Cette équation approche correctement les données expérimentales, avec une erreur inférieure à 22% pour 95% des points. De plus, les coefficients obtenus sont très similaires avec ceux proposés par Ma *et al.* (1997) (Eq. I.2.23).
Il est toutefois nécessaire de rappeler que ces équations correspondent à un cas où le film ne se réchauffe pas. Pour prendre en compte l'effet du réchauffement de l'huile au sein du film, les équations II.3.4 et II.3.5 doivent être appliquées.

II.3.3.5.3 Nombre de Nusselt moyen

En suivant le même raisonnement, il est possible de calculer le nombre de Nusselt moyen Nu_{moy} en intégrant $Nu_{\varphi=0}$ sur un disque de rayon r/d. On obtient alors l'équation suivante :

$$\frac{Nu_{moy}}{Nu_{stg}} = \frac{1}{1+0{,}0300\left(\frac{r}{d}\right)^{1,7}}\left(0{,}00214\,Re_j\right)^{0{,}017\,\frac{r}{d}}\left(2{,}76\,\frac{d}{d_{ref}}\right)^{-0{,}16\,\frac{r}{d}} \tag{II.3.9}$$

Cette équation corrèle 95% des points expérimentaux avec une précision de $\pm$ 12,5%.
Il est alors possible de comparer les diverses corrélations (Eqs. II.3.6, II.3.7 et II.3.9) développées dans la présente étude avec celle de Leland et Pais (1999), dont les conditions d'injection sont similaires pour un jet laminaire ($48 < Pr < 445$; $109 < Re_j < 800$; $0{,}67 < Z/d < 4{,}14$; $0{,}51 < d < 1{,}7$ (mm)). Comme illustré sur la figure II.3.19, les résultats fournis par les deux corrélations sont très proches.

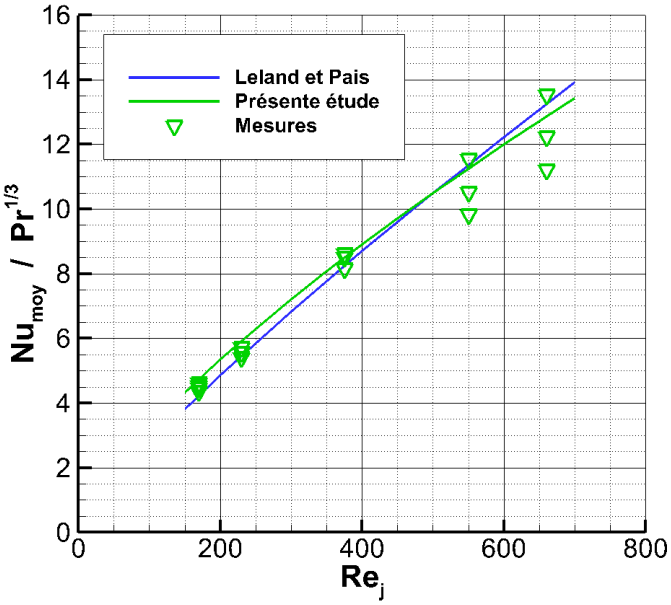

FIGURE II.3.19 – Comparaison entre les corrélations développées dans cette étude et dans l'étude Leland et Pais (1999) pour un régime d'écoulement laminaire. Nombre de Nusselt moyen sur un disque de diamètre 12,95 mm avec un injecteur de 2 mm de diamètre.

II.3.4 Conclusion et discussions

Cette étude expérimentale a permis d'évaluer les échanges de chaleur convectifs d'un jet d'huile impactant une plaque chaude, en étudiant notamment des configurations à haut nombre de Prandtl, jusque-là peu documentées.
Les mesures ont dans un premier temps confirmé l'importance du choix de la température de référence dans des situations où le liquide est injecté à haute vitesse et haute viscosité, augmentant par conséquent la température adiabatique de paroi après impact. Mais finalement, c'est l'influence du flux de chauffe à évacuer qui s'est avérée être un aspect prépondérant. Une méthodologie a été proposée pour prendre en compte cet effet et corriger les résultats en fonction de cette condition.
Des résultats cohérents avec la littérature ont été obtenus en faisant varier le nombre de Reynolds d'injection ainsi que le nombre de Prandtl. Pour ce dernier paramètre, une dépendance classique en $Pr^{1/3}$ est cohérente avec nos données, malgré la haute viscosité du jet. Deux régimes différents ont été identifiés quant à la dépendance au nombre de Reynolds, avec une transition située aux alentours de $Re_j = 500 \sim 700$. La distance séparant l'injecteur de la plaque n'a pas affecté l'intensité des échanges pour les configurations considérées ici.
La géométrie de l'injecteur s'est avérée être un paramètre majeur, dont l'influence n'est pas complètement prise en compte par les nombres adimensionnés tels que le Nu et le Re_j : augmenter le diamètre augmente le nombre de Nusselt dans la zone proche de l'impact dans une configuration à iso-Reynolds d'injection. Cet effet, attribué à un changement du profil de vitesse de l'écoulement en sortie de la buse, nécessiterait des études complémentaires pour être mieux compris (étude PIV ou numérique). Notamment, la forme interne de l'injecteur est susceptible d'avoir un effet non négligeable sur ce profil et les échanges qui en résultent.
Enfin, quelques visualisations du jet ont permis de déterminer la position et la forme du ressaut hydraulique dont le film est sujet peu après l'impact. Cependant, les mesures réalisées sur ce banc n'ont pas permis d'établir une relation clairement identifiable avec les échanges convectifs. Il serait sans doute préférable d'observer thermiquement une zone plus étendue que celle considérée ici (disque de 2 cm de diamètre).

Pour finir, attardons-nous sur quelques résultats remarquables, qui pourraient s'avérer utiles dans le cadre d'une approche plus industrielle du refroidissement par impact de jet :

- Les jet liquides en impact sont un moyen très efficace de refroidir une zone ciblée, de par les forts coefficients d'échange qui leur sont associés : au cours de cette étude, ce coefficient était généralement compris entre 5.000 et 20.000 W.m^{-2}.K^{-1} au niveau du point d'impact du jet. Cependant, ce refroidissement est très local du fait de l'étalement du liquide et de sa perte de vitesse : un centimètre après l'impact, le coefficient d'échange n'équivaut qu'à 20% de sa valeur au point de stagnation, pour un diamètre d'injection de 2 mm (Figs. II.3.8 et II.3.9) ;
- À iso-Reynolds, augmenter le nombre de Prandtl augmente le nombre de Nusselt. Cependant, augmenter la viscosité du fluide à iso-débit baisse la valeur du coefficient d'échange h (et du nombre de Nusselt) (Fig. II.3.20) ;

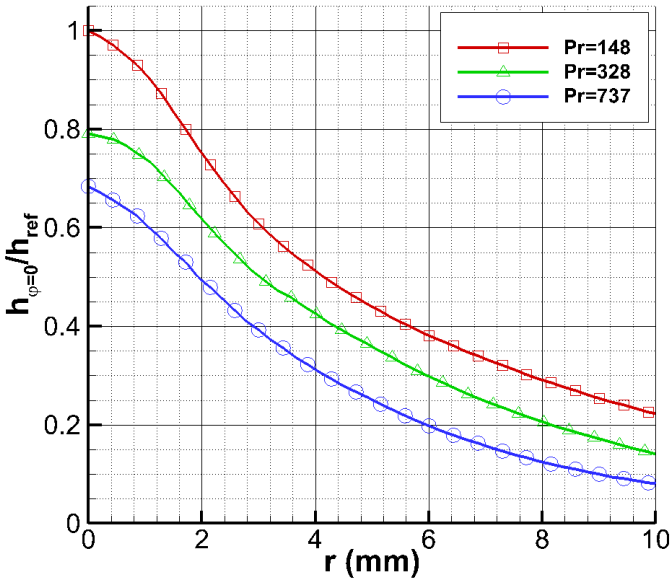

FIGURE II.3.20 – Coefficient d'échange obtenu pour plusieurs viscosités de l'huile (i.e. nombre de Prandtl) à iso-débit d'injection (le coefficient d'échange a été adimensionné par une valeur de référence h_{ref} arbitraire). $d = 2$ mm, $Z/d = 10$

- À iso-Reynolds, doubler le diamètre d'injection du jet double plus ou moins le nombre de Nusselt que nous avons mesuré au niveau du point d'impact. Par conséquence, le coefficient d'échange h demeure quant à lui presque inchangé ;
- La figure II.3.21 reprend les profils de Nusselt présentés sur la figure II.3.10 pour différents diamètres d'injection, en considérant cette fois le rayon r depuis le centre de la plaque (plutôt que la valeur sans dimension r/d). On constate qu'à nombre de Reynolds fixe, augmenter le diamètre d'injection augmente la valeur du nombre de Nusselt sur toute la zone d'étude. Une seconde figure (Fig. II.3.22) présente d'autres résultats, en ne considérant cette fois que des grandeurs non adimensionnées (h et r), avec des conditions d'injection à iso-débit et iso-température. On constate alors que c'est le diamètre de 2 mm qui refroidit le mieux la zone d'étude, la vitesse d'injection avec la buse de 4 mm de diamètre étant moins élevée.

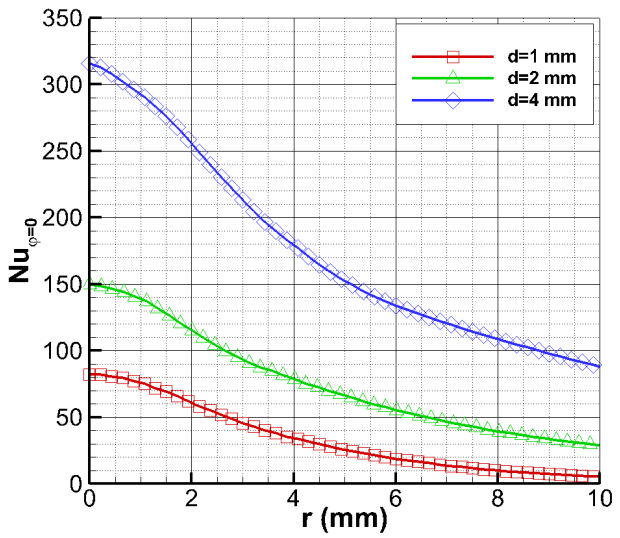

FIGURE II.3.21 – Illustration de la dépendance du nombre de Nusselt au diamètre d'injection (abscisse non adimensionnée). $Pr = 328$, $Re = 660$, $Z/d = 10$

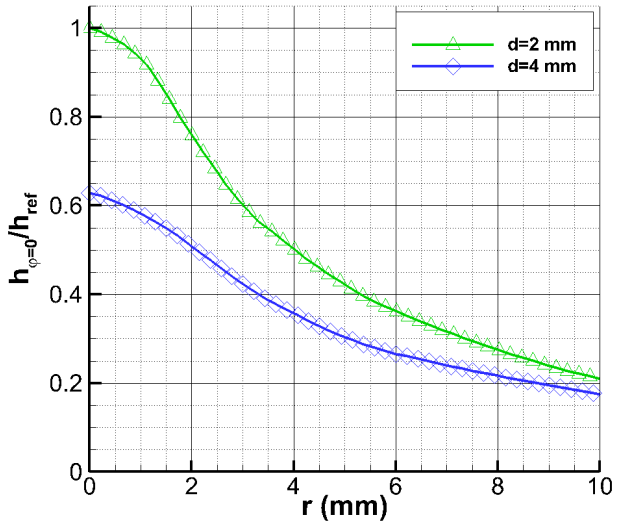

FIGURE II.3.22 – Illustration de la dépendance du coefficient d'échange au diamètre d'injection (le coefficient d'échange a été adimensionné par une valeur de référence h_{ref} arbitraire). Injection à iso-débit et iso-température, $Z/d = 10$

II.3.5 Étude complémentaire : étude d'un jet d'huile soumis à un écoulement d'air cisaillant

Dans les situations étudiées plus haut, le jet évolue dans un environnement où l'air est au repos. Nous allons ici considérer la situation où ce jet est cisaillé par un écoulement d'air, afin de modéliser de façon simplifiée ce qu'il peut se passer au sein d'un véritable moteur électrique, où une circulation d'air est entretenue par le rotor.
Nous présenterons ici quelques observations et mesures réalisées pendant la thèse, l'idée étant de présenter quelques tendances observées, sans prétendre à étudier de façon détaillée le phénomène : la priorité fut accordée à l'exploitation du cas sans écoulement d'air, puis à celle du second banc (refroidissement d'un rotor, voir partie III).

II.3.5.1 Observation de l'atomisation et de la déviation du jet

En appliquant un écoulement d'air sur le jet d'huile, celui-ci est progressivement dévié, jusqu'à être totalement atomisé avant impact dans les cas les plus extrêmes. En faisant varier la vitesse d'injection de l'huile et celle de l'écoulement d'air, il est alors possible d'observer différents comportements du jet d'huile. Conformément à ce qui a été introduit lors de l'étude bibliographique (section I.3) nous utiliserons ici le nombre de Weber [13] afin de caractériser les différents écoulements (We_l pour la phase liquide (huile) et We_g pour la phase gazeuse (air)), ainsi que le rapport de quantité de mouvement $q = \mathrm{We}_l/\mathrm{We}_g$.
Le tableau de la figure II.3.23 fournit une vision synthétique des différents cas étudiés pour un jet à température ambiante, en faisant varier les différents paramètres susmentionnés. L'injecteur, de diamètre 2 mm, est placé à une distance de 2 cm de la plaque (cas géométrique de

13. Pour rappel, le nombre de Weber est défini comme suit : $We = \frac{\rho U_j^2 d}{\sigma}$, où σ est la tension superficielle du liquide considéré (qui dans notre cas est estimée à partir d'huiles similaires, voir paragraphe II.1.2).

référence de notre étude thermique).

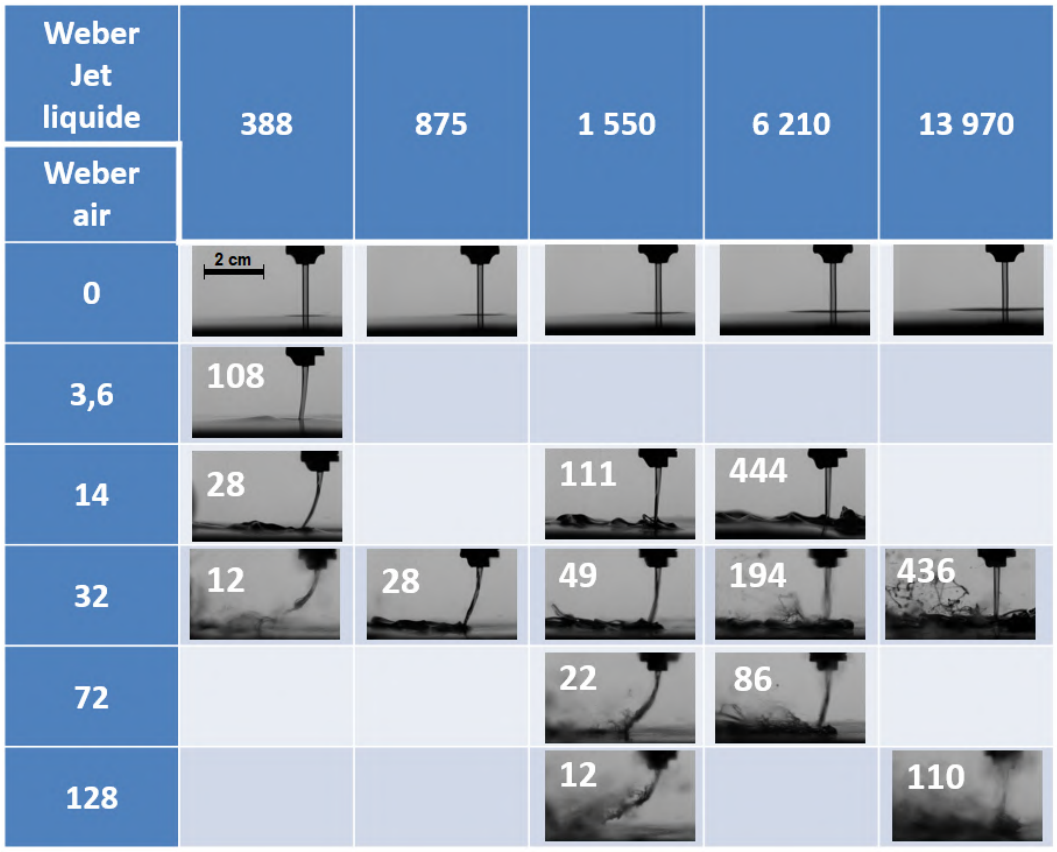

FIGURE II.3.23 – Visualisations du jet d'huile cisaillé par un écoulement d'air pour différents rapports de quantité de mouvement q (précisé en blanc pour chaque configuration). $d = 2\,\text{mm}$, $Z/d = 10$, jet d'huile et écoulement d'air à température ambiante.

La forme du jet résultante semble être fortement dépendante du paramètre q : si ce rapport est faible (≤ 22), le jet est fortement dévié, voir complètement atomisé avant même de toucher la plaque. Au contraire, lorsque ce rapport est suffisamment grand ($q > 100$), le jet n'est que très peu affecté par l'écoulement d'air. Cependant, dans les cas où un fort débit d'huile et une grande vitesse d'écoulement d'air ont été considérés (en bas à droite du tableau), le film d'huile se répandant à la surface de la plaque est fortement perturbé par l'écoulement d'air, ce qui complique les visualisations. Après l'impact, cette huile perd en vitesse et se fait donc emporter par l'écoulement d'air et partiellement atomiser.
Pour les cas où le jet est atomisé ($q \leq 22$), nous identifions un régime d'atomisation en « poches [14] » : le jet est fortement déformé sous l'effet de l'écoulement d'air et éclate en une multitude de fines gouttelettes. Ce régime observé est cohérent avec les observations de Birouk *et al.* (2003) et leur diagramme présenté sur la figure I.3.2 représentant le régime d'atomisation attendu en fonction de q et We_l : nos paramètres correspondent effectivement à ce mode en « poches » pour l'ensemble de nos visualisations, et non au deuxième mode d'atomisation identifié par ces derniers (atomisation en arcades [15]). Pour les cas où $q > 22$, la distance entre la plaque et l'injecteur est trop faible pour que le jet ait le temps d'être atomisé avant son impact.

La déviation du jet a également été mesurée en relevant la position x de son impact sur la plaque, en considérant que $x = 0$ correspond au point d'impact d'un jet non dévié. Le tableau

14. *bag break-up* en anglais
15. *arcade break-up* en anglais

II.3.4 présente quelques mesures effectuées pour différentes configurations d'injection et de cisaillement, en faisant notamment cette fois varier la température de l'huile.

We_l	We_g	q	x/d ($T_{jet} = 17$ °C)	x/d ($T_{jet} = 40$ °C)	x/d ($T_{jet} = 70$ °C)
388	3,6	108	0,5	0,4	0,5
388	32	12	X	X	X
1550	3,6	431	0,1	0,1	0,1
1550	32	49	1,4	1,5	1,9
1550	128	12	X	X	X
13970	3,6	3881	~ 0	~ 0	~ 0
13970	32	436	0,1	0,1	0,2
13970	128	110	0,6	0,6	0,6

Tableau II.3.4 – Déviation du jet adimensionnée par le diamètre d'injection x/d pour différentes conditions d'injection et d'écoulement d'air. Les croix correspondent à une situation où aucun impact n'est observé. $d = 2$ mm, $Z/d = 10$

En accord avec les visualisations latérales précédemment commentées, on constate que la déviation du jet est de plus en plus forte au fur et à mesure que q augmente. Lorsque l'on fait varier We_l et We_g en veillant à conserver ce ratio de quantité de mouvement q, la déviation obtenue semble similaire. Enfin, comme observé par Birouk *et al.* (2003), une légère dépendance à la viscosité du liquide semble se dégager des résultats : une déviation légèrement plus prononcée est observée lorsque la viscosité de l'huile baisse (i.e. lorsque la température augmente). Cette variation n'est cependant pas identifiable pour des jets peu déviés.
Néanmoins, il est à noter que la corrélation développée par Birouk *et al.* (2003) pour estimer cette déviation (Eq. I.3.4) ne s'ajuste pas très bien avec nos données (écarts allant jusqu'à 95%). Cela peut sans doute s'expliquer par des différences au niveau de l'injecteur, mais également par la présence dans notre cas d'une plaque d'impact placée relativement proche du jet (la plupart des études s'intéressent à la déviation d'un jet libre, sans plaque d'impact).

II.3.5.2 Étude thermique

Des exemples de mesures du nombre de Nusselt dans différentes conditions de cisaillement sont disponibles sur la figure II.3.24. Pour chacune des trois mesures, les conditions d'injection de l'huile restent inchangées. Lorsqu'aucun écoulement d'air n'est imposé ($q = \infty$), la répartition du nombre de Nusselt sur la plaque est axisymétrique. En imposant un flux d'air cisaillant, mais en veillant à conserver une valeur de q encore suffisamment élevée ($q = 93$), le jet n'est que très peu dévié, et les échanges au niveau du point de stagnation demeurent similaires à ce qu'ils étaient dans la situation sans écoulement d'air. Cependant, les échanges baissent plus fortement en dehors de cette zone d'impact et la symétrie est rompue : l'étalement du film d'huile à la surface de la plaque, dont la vitesse est plus faible que celle du jet, est soufflée par l'écoulement d'air. Ainsi, toute une portion de la plaque n'est plus refroidie par l'huile, mais seulement par le jet d'air. Seule une zone située proche du point d'injection et derrière le jet est refroidie, mais dans une moindre mesure en comparaison avec le cas de base : à $r/d = 2$, on a $Nu \simeq Nu_{stg}/2$ dans le cas sans écoulement d'air, mais dans le cas $q = 93$, on a $Nu \simeq Nu_{stg}/4$ (en considérant une mesure sur le rayon « derrière » le jet, à gauche du point d'impact sur la figure II.3.24).
En augmentant encore plus la vitesse de l'écoulement d'air ($q = 41$), on se retrouve cette fois dans une situation où le jet est fortement dévié, mais impacte toujours la plaque (Fig. II.3.25). Cet impact est encore visible thermiquement et correspond à la zone où les échanges sont maximaux. Cependant, la valeur de ce maximum est bien plus faible que dans les cas précédents : on a $Nu_{stg} \simeq 79$ soit une baisse de 28% par rapport aux deux cas précédents. La

zone refroidie par l'huile est encore plus restreinte car le film est soufflé par le jet et seule une petite zone de la plaque est encore en contact avec l'huile.

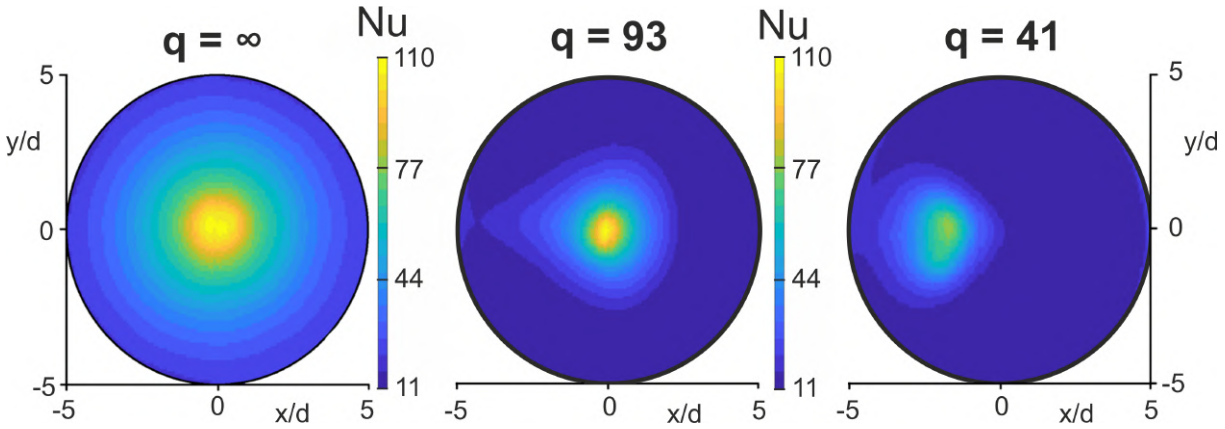

FIGURE II.3.24 – Nombre de Nusselt pour trois conditions d'écoulement d'air différentes (cet écoulement vient par la droite de la figure). $Pr = 737$, $Re_j = 230$, $d = 2\,\mathrm{mm}$, $Z/d = 10$

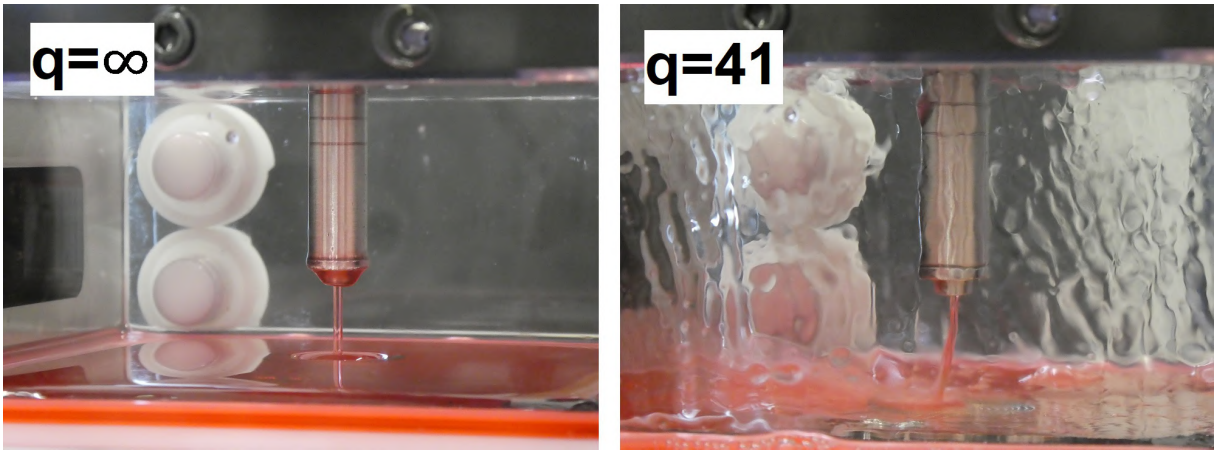

FIGURE II.3.25 – Visualisations du jet et du film d'huile pour deux conditions présentées dans la figure II.3.24. $Pr = 737$, $Re_j = 230$, $d = 2\,\mathrm{mm}$, $Z/d = 10$

Lors de ces essais, une partie assez importante de la zone de chauffe n'est plus refroidie par le jet d'huile, mais seulement par l'écoulement d'air. Dans la pratique, cette zone est beaucoup moins refroidie, et la température de la zone de chauffe atteint rapidement une valeur critique pour le téflon constituant la plaque (200 °C). Il fut alors généralement difficile d'imposer une différence de température suffisamment grande au niveau du point d'impact entre l'huile et la plaque ($> 15\,\mathrm{K}$), ce qui augmente les incertitudes de la mesure voire la rend impossible dans certaines configurations. Une zone de chauffe plus adaptée à la situation serait nécessaire afin d'étudier plus en détail cet effet du cisaillement sur le refroidissement par jet d'huile.

Partie III

Étude du refroidissement d'un disque en rotation par impact de jet d'huile

Dans le cadre de cette thèse, deux bancs d'essais différents ont été conçus. L'objectif de cette partie est de présenter le second banc d'essais, étudiant le refroidissement d'un disque en rotation, correspondant au refroidissement de la face latérale du rotor (têtes de bobines). L'étude bibliographique a en effet montré que peu d'études se sont intéressées à une telle configuration. Les objectifs expérimentaux sont doubles : quantifier les échanges de chaleur par convection causés par l'impact d'un jet d'huile, mais également observer sa dynamique avant et après impact.
Dans un premier temps, nous allons décrire le dispositif expérimental, puis nous présenterons la méthode mise en place pour effectuer les mesures thermiques. Puis, nous présenterons et analyserons les résultats obtenus.

III.1 Description du dispositif expérimental **99**
III.1.1 Système d'alimentation et d'injection d'huile 101
III.1.2 Description de l'enceinte 102
III.1.3 Partie tournante (rotor) 103
III.1.4 Système de mise en rotation du rotor 105
III.1.5 Mesures par thermographie infrarouge 106
III.1.6 Visualisations par caméra rapide 107

III.2 Présentation de la méthode **109**
III.2.1 Introduction aux problèmes inverses 109
III.2.2 Présentation de la méthode inverse : principe général 111
III.2.2.1 Modélisation du problème sous forme de représentation d'état 111
III.2.2.2 Résolution du problème 114
III.2.2.2.1 Résolution d'un problème direct 114
III.2.2.2.2 Résolution d'un problème inverse : méthode des moindres carrés ordinaires 114
III.2.2.3 Mise en évidence de l'instabilité de la solution 116
III.2.2.4 Présentation des méthodes de régularisation 118
III.2.3 Application de la méthode inverse à notre cas d'étude 120
III.2.3.1 Présentation du problème et des hypothèses 120
III.2.3.2 Détermination expérimentale des conditions aux limites . . . 122
III.2.3.2.1 Détermination du flux de chauffe en face avant . . 122
III.2.3.2.2 Détermination des échanges convectifs en face arrière 122
III.2.3.2.3 Linéarisation du flux radiatif en face arrière 125
III.2.3.3 Modélisation du problème inverse et méthode de détermination du coefficient d'échange convectif imposé par l'huile . . 125
III.2.3.4 Résultats préliminaires : résolution à partir de données numériques - choix de la méthode de régularisation 128
III.2.3.4.1 Régularisation de Tikhonov d'ordre 0 130
III.2.3.4.2 Décomposition en valeurs singulières (SVD) 132
III.2.3.4.3 Réduction du nombre d'inconnues : approximation sur une base de fonctions 133
III.2.3.4.4 Conclusion sur les méthodes de régularisation . . . 137
III.2.3.5 Résolution à partir de données expérimentales 137
III.2.4 Confrontation avec une méthode de résolution simplifiée et conclusion 139
III.2.5 Incertitudes 141

III.3 Présentation des résultats **143**
III.3.1 Introduction 143
III.3.2 Description d'un jet d'huile impactant un disque en rotation 144
III.3.2.1 Description du jet avant son impact 145
III.3.2.2 Description des interactions au niveau du point d'impact . . 146
III.3.2.3 Description de l'étalement de l'huile sur le disque 150
III.3.3 Étude thermique : discussions préliminaires 152
III.3.3.1 Axisymétrie du problème 152
III.3.3.2 Discussions sur la température adiabatique de paroi 153
III.3.3.3 Discussions sur l'effet du flux de chauffe imposé 154
III.3.4 Étude thermique d'un jet d'huile impactant un disque en rotation . 155

III.3.4.1 Répartition des échanges thermiques imposés sur le disque par l'huile 155
III.3.4.2 Étude des échanges convectifs moyens à la surface du disque : influence de Re_ω, $\mathcal{M}_\omega$, Re_j et We 158
III.3.4.3 Influence du nombre de Prandtl d'injection 162
III.3.4.4 Influence du diamètre de l'injecteur 163
III.3.4.5 Proposition de corrélations empiriques 164
III.3.5 Conclusion et discussions 166

III.1 | Description du dispositif expérimental

Ce deuxième banc expérimental permet d'étudier le refroidissement d'un disque en rotation par impact de jet d'huile. Ce disque permet de modéliser la face latérale d'un rotor de moteur électrique en simplifiant sa géométrie, comme représenté sur le schéma de la figure III.1.1.

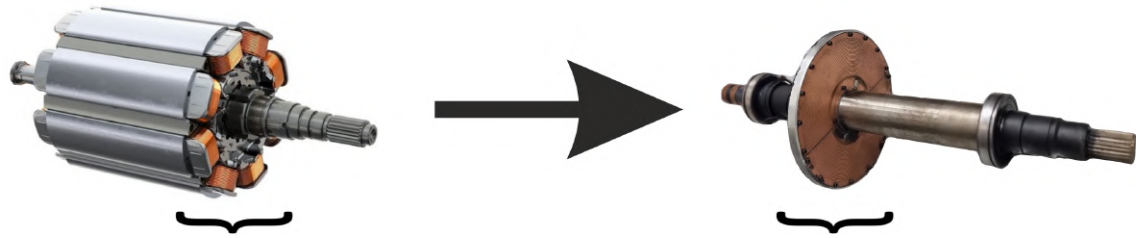

FIGURE III.1.1 – Schéma de principe : à gauche, un rotor de moteur électrique avec ses têtes de bobines ; à droite, le disque utilisé dans le cadre du banc expérimental.

Une vue globale du montage est disponible sur le schéma de la figure III.1.2, ainsi que sur la photographie de la figure III.1.3. Il est possible de distinguer trois zones différentes constituant ce banc :

- **le système d'alimentation en huile**, de conception similaire à celui utilisé sur le premier banc (voir sections II.1.1 et II.1.2),
- **la zone d'étude** constituée d'un rotor sur lequel vient impacter le jet d'huile. Une enceinte fermée permet de contenir les projections d'huile,
- **le dispositif de mise en rotation** couplant le rotor d'étude avec un moteur électrique.

Comme pour le premier banc, ce montage se veut polyvalent, en permettant l'étude de diverses configurations et la variation de nombreux paramètres, notamment :

- le débit d'injection de l'huile (jusqu'à 4 L.min^{-1}),
- la température d'injection de l'huile (0 - 100 °C),
- le diamètre de l'injecteur (1 - 4 mm),
- la distance entre l'injecteur et le disque (jusqu'à 35 mm),
- la position de l'injecteur par rapport à l'axe de rotation du disque,
- la vitesse de rotation du disque [1],
- la possibilité de confiner le disque en ajoutant une paroi représentant le flasque du moteur.

1. Pour des raisons de confidentialité, la vitesse de rotation du rotor (N_{rot}) sera exprimée par la suite en fonction d'une vitesse de référence N_{ref}.

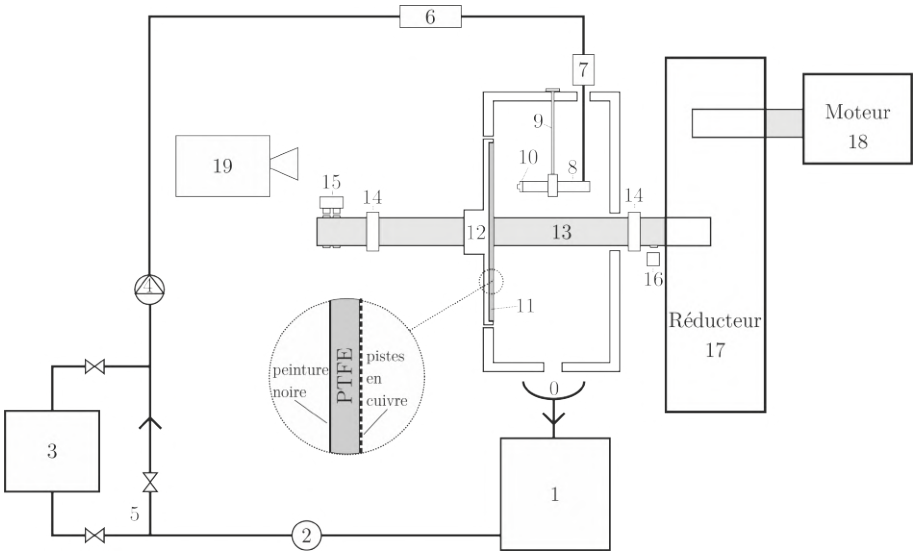

FIGURE III.1.2 – Représentation schématique du banc 2 avec sa partie tournante et son système d'alimentation en huile, dans une configuration de mesures thermiques : (0) canal d'évacuation de l'huile (1) réservoir ; (2) filtre ; (3) cryostat ; (4) pompe ; (5) bypass ; (6) débitmètre à ultrasons ; (7) thermomètre à résistance de platine ; (8) support de la buse d'injection ; (9) fixation du support d'injection ; (10) injecteur amovible ; (11) plaque d'impact ; (12) armature du disque ; (13) arbre ; (14) roulements à billes ; (15) collecteur tournant ; (16) capteur de rotation ; (17) réducteur ; (18) moteur d'entraînement ; (19) caméra infrarouge

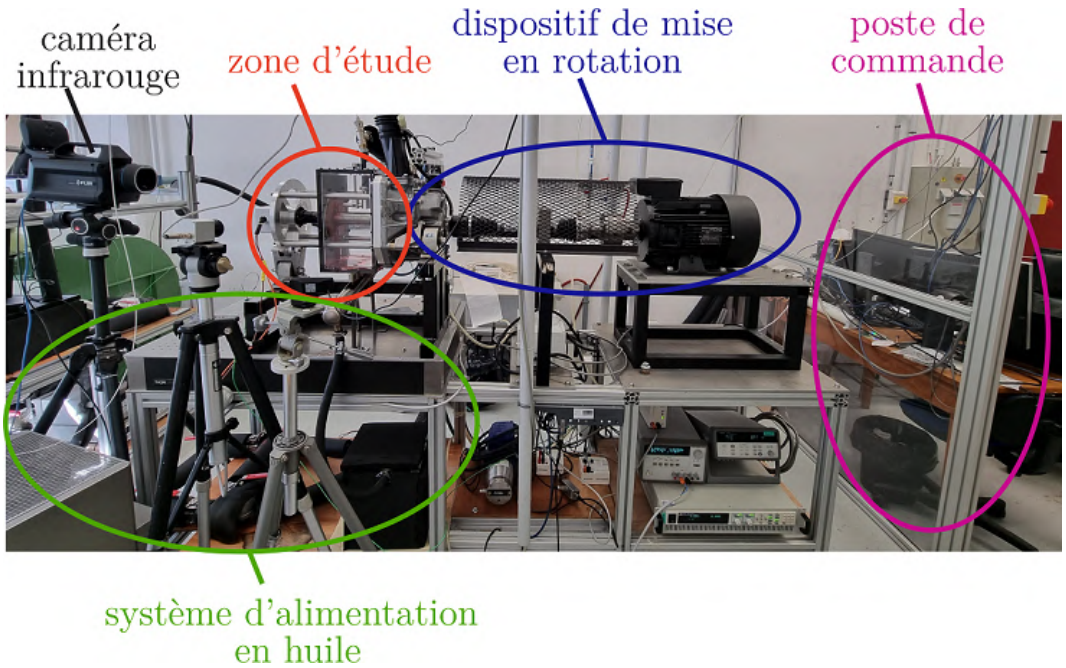

FIGURE III.1.3 – Photographie du banc 2 dans une configuration de mesure thermique

Les trois premiers paramètres de cette liste ont permis, sur ce banc, de faire varier à l'injection le nombre de Reynolds ($Re_j = 170 - 2050$), le nombre de Prandtl ($Pr = 140 - 925$), ainsi que le nombre de Weber ($We = 560 - 23\,800$). La vitesse de rotation du disque a également permis de faire varier le nombre de Reynolds de rotation [2] ($Re_\omega = 2660 - 826\,000$).
Les différents composants du banc ainsi que son instrumentation sont présentés en détail dans les paragraphes suivants. Les numérotations entre parenthèses (•) font référence à celles

2. La longueur caractéristique utilisée dans le calcul de Re_ω est le rayon du disque R_d.

utilisées sur la figure III.1.2.

III.1.1 Système d'alimentation et d'injection d'huile

L'huile de lubrification ainsi que son système d'alimentation et de gestion en température utilisés sur ce banc sont les mêmes que ceux utilisés sur le banc 1, décrit dans les sections II.1.1 et II.1.2. L'huile est stockée dans un réservoir (1) située sous la zone d'essais et circule en boucle fermée. La gestion du débit, grâce à un bypass (5) et une pompe à huile (4) contrôlée en tension, ainsi que la gestion de la température de l'huile grâce à un cryostat (3) permettent de faire varier les nombres de Prandtl et de Reynolds au niveau de l'injection. Ces paramètres sont calculés grâce aux données fournies par un débitmètre (6) à ultrasons (plage de mesure 0,1 à 15 L.min^{-1}, répétabilité de $\pm$ 7,2 mL.min^{-1}) et un thermomètre (7) à résistance de platine (Pt100 classe A), situés en aval de l'injection. Du fait de la dépendance des paramètres de l'huile à la température (voir figure II.1.3), le nombre de Prandtl de l'huile varie fortement : le tableau III.1.1 synthétise les températures et valeurs associées du nombre de Prandtl pour les configurations étudiées sur ce banc. Les valeurs estimées [3] de la tension superficielle de l'huile y sont également indiquées.

Température (°C)	Nombre de Prandtl	Tension superficielle (N.m^{-1})
13	925	0,0313
18	737	0,0307
34,5	392	0,0287
38,1	375	0,0283
55	210	0,0263
73	140	0,0243

Tableau III.1.1 – Températures d'injection de l'huile étudiées sur le banc 2 et valeurs du nombre de Prandtl et de la tension superficielle estimée.

Le système d'injection d'huile est également similaire à celui du premier banc (voir section II.1.3). Une photo de ce système est disponible sur la figure III.1.4.
Le support d'injection (8) est constitué d'un tube métallique de 55 mm de longueur, maintenu horizontalement en face du disque par une fixation métallique (9). Cette fixation permet de modifier librement la distance entre l'injecteur et le disque (notée Z) en faisant coulisser l'injecteur. La hauteur de l'injecteur, et par conséquent sa position radiale (notée R) par rapport à l'axe de rotation du rotor, peut également être modifiée en réglant la position de la tige du support métallique [4].
Comme pour le premier banc, l'extrémité de ce support d'injection (10) est taraudée pour permettre de modifier l'injecteur utilisé. Une représentation schématique d'un injecteur est disponible sur la figure III.1.4. Trois buses différentes, de même conception que sur le banc 1, ont été utilisées lors de cette thèse, avec pour seule modification le diamètre d'injection, noté d. Les diamètres retenus sont 1, 2 et 3 mm.

3. voir paragraphe II.1.2
4. Afin de limiter le nombre de configurations à étudier, les paramètres Z/d et R ont cependant été gardés constants lors des différents essais menés lors de cette thèse ($Z/d = 10$ et $R = 0{,}5\ R_d$).

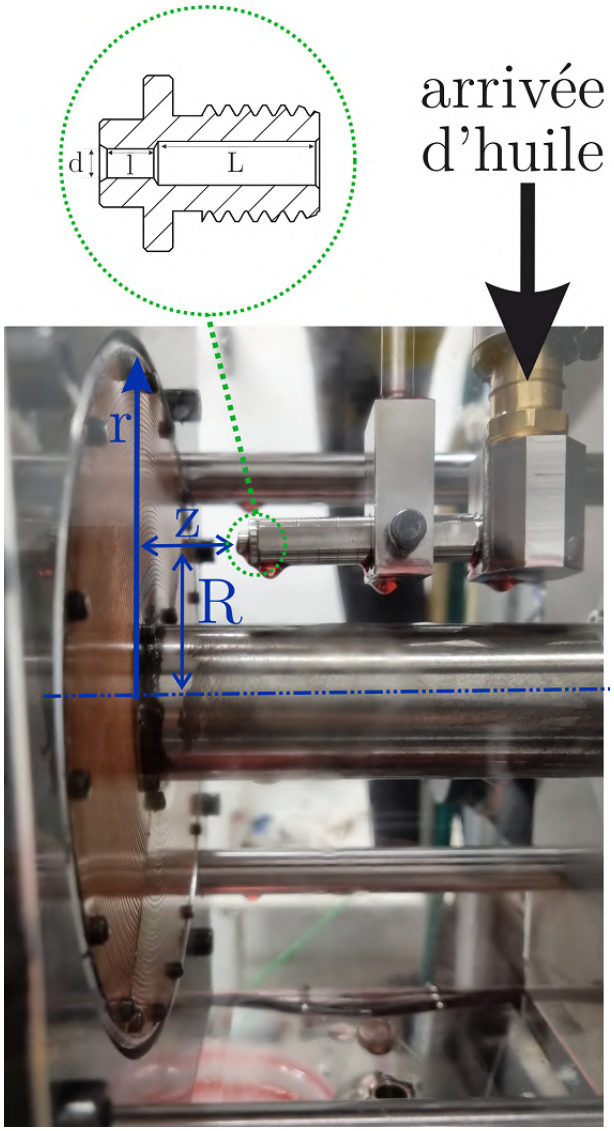

FIGURE III.1.4 – Photographie du système d'injection et du rotor et présentation des dimensions caractérisant la position de l'injection (Z : distance entre le disque et l'injecteur ; R : position de l'injecteur par rapport à l'axe de symétrie du rotor).

III.1.2 Description de l'enceinte

Afin d'éviter les diverses projections et de récupérer aisément l'huile après son impact sur le disque, l'ensemble du système d'injection ainsi qu'une partie du rotor sont contenus dans une enceinte de dimensions 14 cm x 19 cm x 28 cm, fixée au bâti. Quatre des faces, de forme rectangulaire, sont en polycarbonate (et donc transparentes) pour permettre un accès optique à l'intérieur du boitier. La face supérieure permet de soutenir le système d'injection. La face inférieure, légèrement incurvée, permet d'évacuer l'huile vers le réservoir. Les deux plaques latérales sont facilement démontables par un système de vis et permettent d'accéder à l'intérieur du boitier, notamment au système d'injection. Les deux autres faces latérales sont elles en aluminium et maintiennent le boitier en place en se fixant sur le réducteur et les barres du bâti. Ces deux faces sont évidées en leur centre pour laisser passer le rotor, en laissant un jeu suffisant pour éviter tout risque de contact, mais en limitant du mieux possible les fuites d'huile vers l'extérieur. Une collerette en caoutchouc, située au niveau de la périphérie du disque, est fixée sur l'une de ces faces et permet de limiter les fuites d'huile vers l'extérieur.

Le banc est également prévu pour permettre l'installation d'un « stator » représentant le flasque du moteur. Son rôle est alors de confiner le disque dans un espace plus restreint et plus représentatif d'un moteur réel. Ce dispositif n'a cependant pas été utilisé lors de l'étude présentée dans ce manuscrit.

III.1.3 Partie tournante (rotor)

Le rotor étudié se compose d'un arbre moteur métallique (13), monté sur deux roulements à billes (14), sur lequel est fixé par un système de clavette et circlips un disque servant de surface d'impact pour le jet. Des photographies des rotors utilisés lors de la thèse sont disponibles sur la figure III.1.5.

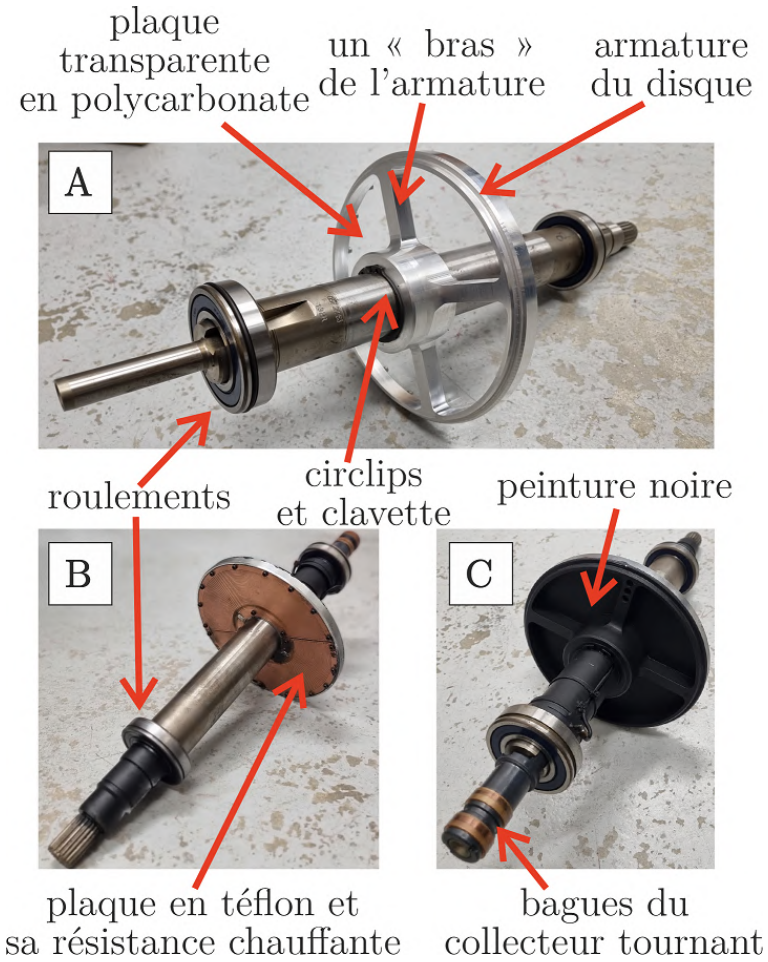

FIGURE III.1.5 – Photographies des rotors utilisés sur le banc 2 - A) vue arrière du rotor à disque transparent ; B) vue avant du rotor « mesures thermiques » ; C) vue arrière du rotor « mesures thermiques »

Ce disque est composé d'une armature en aluminium (12) renforcée par quatre bras, permettant d'assurer la bonne tenue mécanique de l'ensemble à haute vitesse de rotation. La plaque d'impact (11) est encastrée dans cette armature et fixée par une série de vis. Un mastic est également utilisé en complément des vis et permet d'assurer l'étanchéité entre la plaque et l'armature. De plus, pour des raisons de praticité, la plaque est coupée en deux parties, jointes au niveau des « bras » de l'armature. Cela permet de retirer la plaque en cas de dysfonctionnement (les extrémités de l'arbre étant condamnées par les deux roulements).
Comme pour le banc 1, la nature de cette plaque d'impact est variable. Au cours de cette thèse, deux types de rotors ont été utilisés, chacun disposant d'une plaque différente :

- une plaque en polycarbonate (transparente), pour réaliser des mesures optiques (détaillée dans la partie III.1.6),
- une plaque en PTFE munie d'une résistance chauffante, pour réaliser des mesures thermiques.

La plaque utilisée dans le cadre des **mesures thermiques** reprend le même principe que pour celle du premier banc (présentée dans la section II.1.5). Le PTFE (Téflon) a été sélectionné pour sa bonne tenue à haute température (jusqu'à 200 °C) et sa faible conductivité thermique (0,251 $W.m^{-1}.K^{-1}$) permettant d'éviter de trop homogénéiser les températures et ainsi faciliter les mesures du coefficient d'échange convectif (voir chapitre III.2). Cependant, pour des contraintes de tenue mécanique à hautes vitesses, l'épaisseur de la plaque a dû être revue à la hausse : 1,6 mm, contre 0,8 mm seulement sur la plaque utilisée sur le banc 1.
La face avant de cette plaque en PTFE (celle au contact du jet d'huile) est recouverte d'une fine couche de cuivre d'épaisseur 35 μm. Cela permet d'y graver un circuit pour former une résistance électrique. Un générateur (360V/30A/1800W DC) permet d'imposer la densité de flux de chauffe désirée par effet Joule. La liaison entre le générateur et la résistance chauffante, en rotation sur le rotor, est assurée par un collecteur tournant (15) situé à l'une des extrémités de l'arbre.

Un schéma détaillé de la plaque et de sa résistance électrique est disponible sur la figure III.1.6.

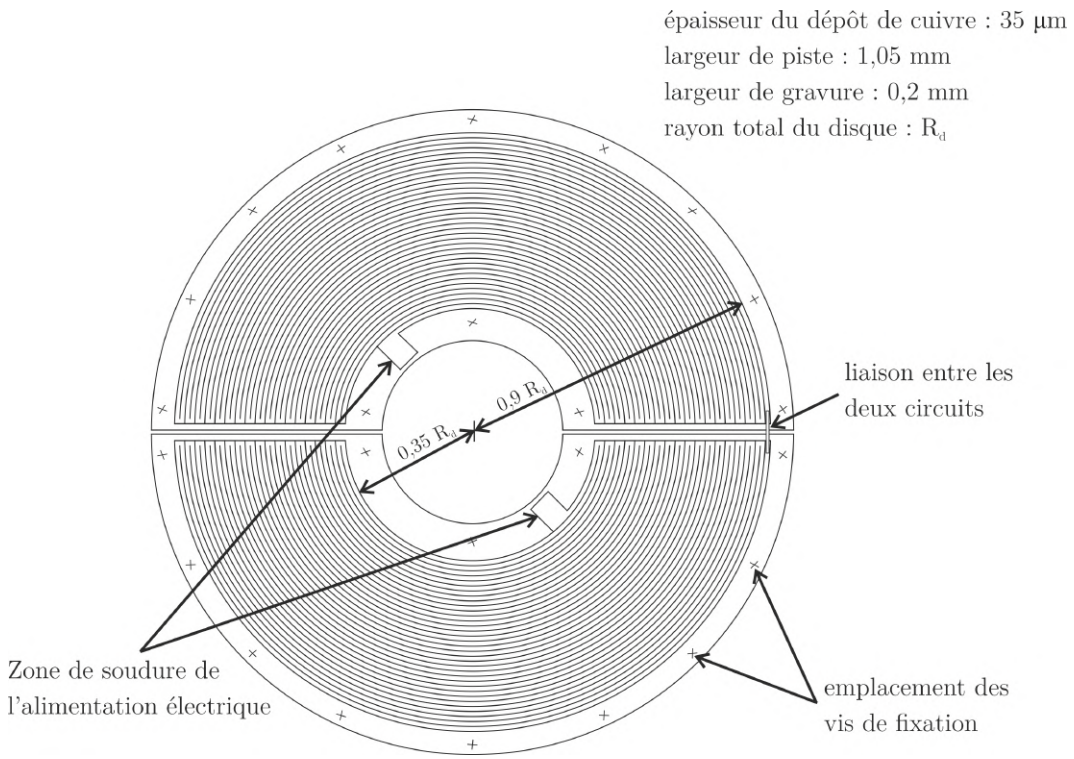

FIGURE III.1.6 – Schéma de la plaque d'impact en configuration « mesures thermiques » avec sa gravure formant une résistance électrique

Les pistes sont gravées en arc de cercle afin de recouvrir la majorité de la surface du disque (la zone ainsi chauffée est comprise entre 0,35 et 0,9 fois le rayon total du disque R_d). Cette forme de gravure permet de minimiser les transferts thermiques radiaux (les zones gravées étant bien moins conductrices que la partie cuivrée). Cela favorise l'apparition d'un gradient de température radial sur la face avant : du fait de l'inertie thermique du disque et des grandes vitesses de rotation étudiées, une répartition axisymétrique des températures était attendue en

régime permanent sur la face au contact de l'huile [5]. Chaque piste en cuivre est d'une largeur de 1,05 mm ; la gravure est d'une largeur de 0,2 mm.

De plus, il est également à noter que du fait des hautes vitesses de rotation envisagées dans cette étude (vitesse en périphérie du disque atteignant plus de 100 m/s), une attention toute particulière a été portée quant à l'équilibrage des pièces tournantes. Des corrections furent réalisées après la fabrication de chaque rotor par ajout ou soustraction de matière.

III.1.4 Système de mise en rotation du rotor

Une représentation du système de mise en rotation du rotor est disponible sur la figure III.1.7. Le rotor est entraîné par un moteur électrique (18) Leroy Somer (5,5 kW ; 35,8 N.m ; 7500 tr.min^{-1} max). Ce dernier est alimenté par un variateur de vitesse contrôlé à distance depuis le poste de commande. Ce moteur électrique est relié à la sortie d'un réducteur (17) par le biais d'un cardan. Ce réducteur (qui est une pièce de série) est ainsi utilisé « à l'envers » pour augmenter la vitesse de rotation et entraîner notre rotor, fixé au niveau de l'entrée du réducteur.

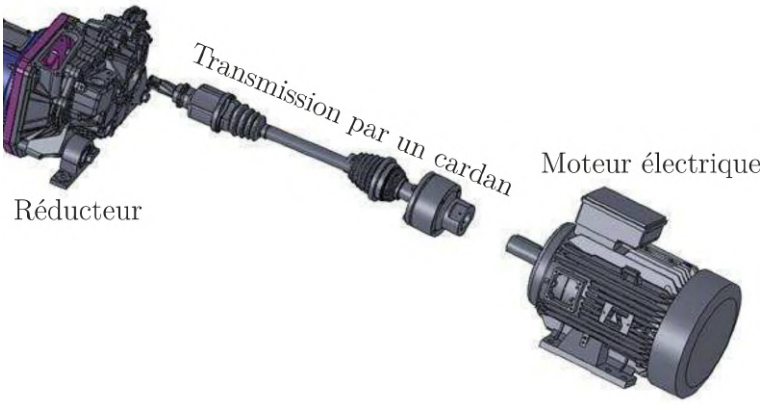

Figure III.1.7 – Représentation du dispositif de mise en rotation du rotor

La liaison entre le rotor et le bâti se fait grâce à deux roulements à billes (14) situés de part et d'autre de l'arbre comme représenté sur la figure III.1.8. Un des roulements est enchâssé au niveau du réducteur et maintenu par un circlips. Le deuxième roulement, de l'autre côté du rotor, est maintenu par un support en aluminium. Ce support est fixé au réducteur par l'intermédiaire de quatre barres métalliques, ce qui permet d'assurer un alignement précis des deux roulements et ainsi d'éviter une usure prématurée de ceux-ci, surtout à haute vitesse de rotation.
Enfin, il est à noter qu'à haute vitesse de rotation, les roulements à billes ainsi que le réducteur ont tendance à s'échauffer à cause des frottements. Afin d'éviter les éventuelles perturbations thermiques, un circuit d'eau permet le refroidissement de ces zones. Une caméra infrarouge bolométrique, mesurant la température de l'arbre, permet de s'assurer pendant les essais que ces pertes ne viennent pas perturber les mesures.

5. Il est possible de calculer pour s'en assurer l'ordre de grandeur de la profondeur de pénétration δ d'un signal périodique de pulsation ω dans l'épaisseur d'un matériau de diffusivité thermique κ, soit $\delta(\omega) = \sqrt{2\kappa/\omega}$. Dans notre cas on constate que cette profondeur de pénétration est de l'ordre de 100 μm, donc bien inférieure à l'épaisseur de notre disque.

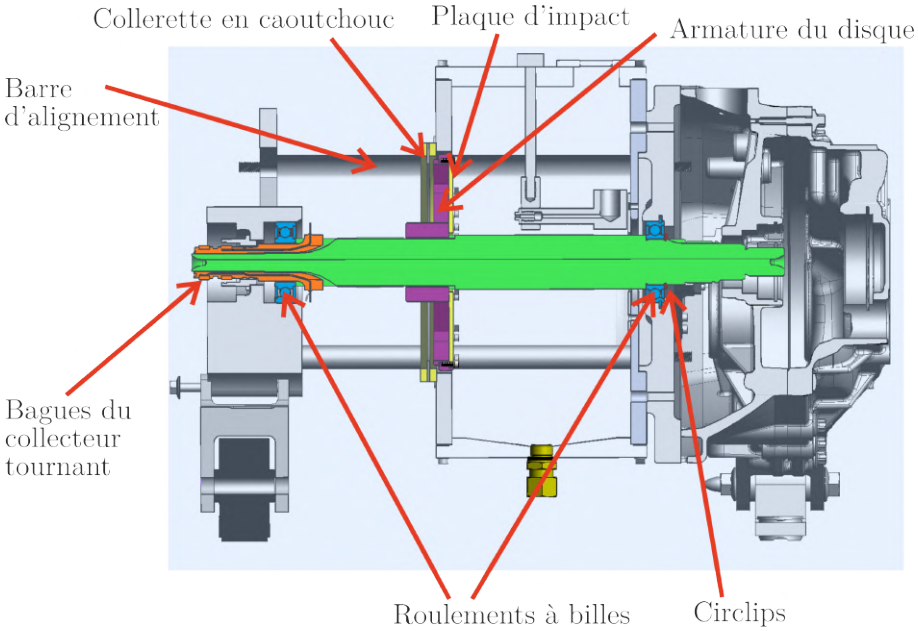

FIGURE III.1.8 – Représentation en coupe du rotor et son intégration au sein du banc

III.1.5 Mesures par thermographie infrarouge

Afin d'estimer le coefficient d'échange convectif entre le jet d'huile et la plaque d'impact, il est nécessaire de mesurer la température de cette dernière. Pour cela, une méthode de mesure similaire à celle utilisée pour le banc 1, par caméra thermique infrarouge (19), a été utilisée. Du fait de la rotation de la zone d'étude, une instrumentation du disque par thermocouple était effectivement difficilement envisageable. Cela permet également d'obtenir avec une bonne résolution les variations locales des échanges de chaleur.
L'huile utilisée étant opaque aux infrarouges, une mesure de température directement sur la paroi impactée par le jet (face avant) n'est pas possible. Les mesures thermiques sont par conséquent effectuées derrière le disque, nécessitant l'utilisation d'une méthode inverse pour calculer la température de paroi de la face impactée ainsi que le flux évacué par l'huile (voir chapitre III.2).
La mesure s'effectue donc directement au niveau de la surface arrière du disque grâce à une ouverture réalisée dans le support du rotor. Cela permet de visualiser un quart du disque, comme visible sur la figure III.1.9. De plus, la zone d'intérêt est peinte avec une peinture noire d'émissivité connue : $\varepsilon = 0{,}95 \pm 0{,}02$.
La caméra utilisée est une FLIR X6580SC, disposant d'une meilleure définition (640 x 512 pixels) que celle utilisée lors des premières expérimentations sur le banc 1. La résolution spatiale des mesures est déterminée avant chaque série à l'aide d'un réglet. Elle est de l'ordre de 0,35 mm par pixel.
Le disque étant en mouvement, un système permet de synchroniser la caméra avec la rotation du rotor. Un capteur optique (16), fixé sur le bâti, détecte le passage d'une pastille réfléchissante positionnée sur le rotor. Ce système permet d'obtenir une image fixe, en une zone voulue du disque. Pour chaque mesure, 300 images sont enregistrées et moyennées, afin de réduire l'effet du bruit de mesure.
De plus, une attention particulière fut portée quant au choix du temps d'intégration de la caméra : plus ce temps est long et plus les températures sont moyennées dans la direction azimutale du fait de la rotation du disque à haute vitesse. Cependant, un temps d'intégration trop court dégrade la qualité des mesures, particulièrement pour les basses températures. La valeur retenue, fixée à 200 μs, permet un bon compromis. Elle assure un temps d'intégration suffisamment grand pour assurer une bonne précision des mesures (d'après les données fournies par le fabriquant) pour les plages de températures rencontrées lors de nos essais (40°C$<T<$120°C).

Dans le cas le plus défavorable, avec la vitesse de rotation maximale, cela correspond à une rotation du disque d'environ 14° pendant ce laps de temps.
Deux thermocouples de type K sont également disposés à l'extérieur de l'enceinte afin de mesurer la température de l'air ambiant.

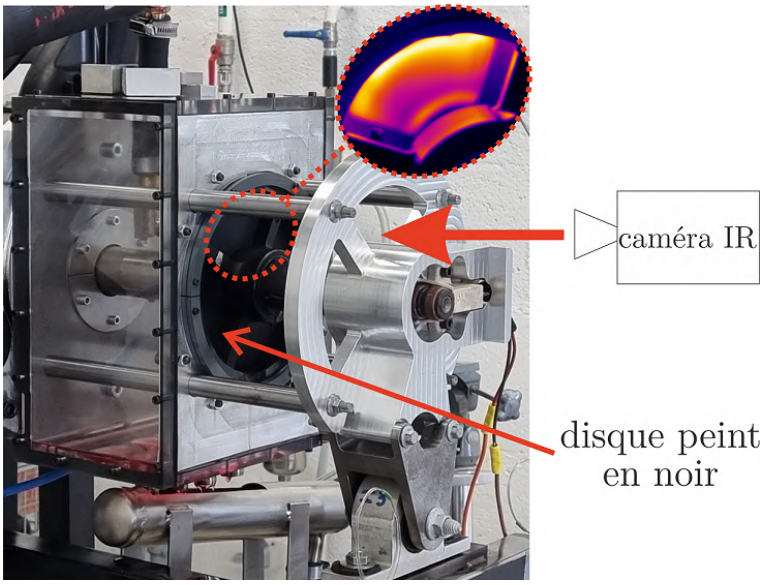

FIGURE III.1.9 – Photographie de l'arrière de l'enceinte et du disque, où sont effectuées les mesures par thermographie infrarouge

III.1.6 Visualisations par caméra rapide

Afin de visualiser l'impact du jet d'huile ainsi que le développement du film sur le disque, des mesures par caméra rapide (FASTCAM SA-Z type 2100K ou FASTCAM Mini AX200 [6]) ont également été réalisées. Les parois en polycarbonate du boitier, transparentes, permettent une vision directe du jet et du disque depuis divers angles de vue. De plus, comme mentionné précédemment, un rotor avec une plaque d'impact transparente a également été conçu spécialement pour ce type de mesures (voir figure III.1.5 A). La photographie de la figure III.1.10 représente un exemple de configuration du banc pour une visualisation.
L'éclairage de la zone d'étude est assurée par un panneau LED, généralement situé derrière le boitier. Dans certaines configurations nécessitant un éclairage plus puissant, une lampe halogène a été utilisée. Des fréquences d'acquisition allant jusqu'à 15000 images par seconde ont été utilisées, avec un temps d'exposition variant de 1/6061 s à 1/40000 s.

6. Cette seconde caméra, légèrement moins performante que la première a été utilisée pour certaines visualisations avec le rotor transparent, la première caméra n'étant alors pas disponible. Cependant, ses caractéristiques, notamment sa fréquence d'acquisition, étaient largement suffisantes pour notre application.

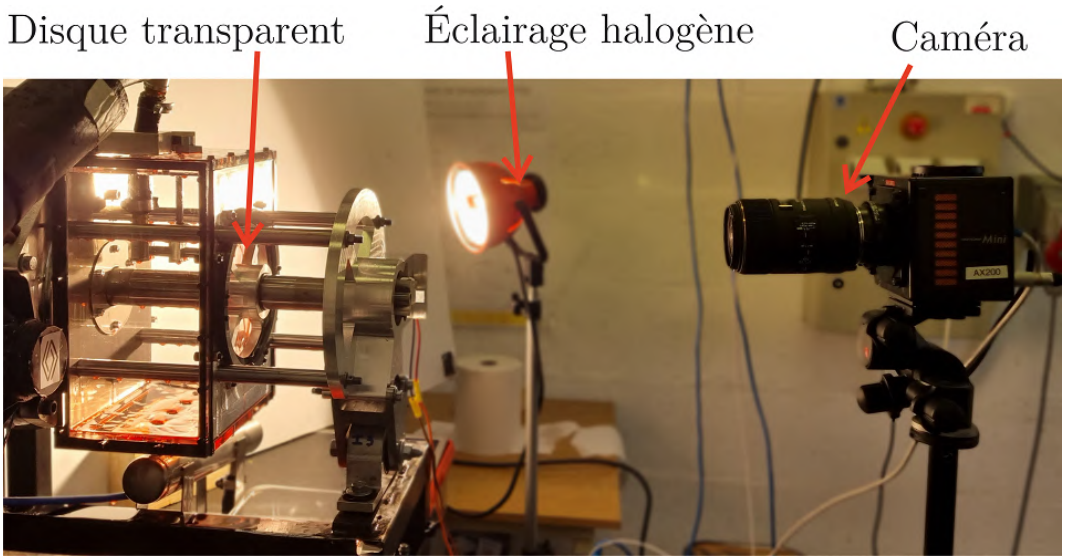

FIGURE III.1.10 – Photographie du banc 2 configuré dans une situation de visualisation du film d'huile au travers du disque transparent

III.2 | Présentation de la méthode

Les mesures thermiques réalisées sur ce second banc d'essais ont pour objectif de déterminer le coefficient d'échange convectif imposé par un jet d'huile impactant une surface rotative. Comme mentionné dans la section III.1.5 décrivant le dispositif expérimental, ainsi que dans la section II.2 présentant l'exploitation du premier banc, il n'est pas possible de réaliser des mesures par caméra infrarouge directement sur la paroi impactée par l'huile. Les mesures de température ont donc été effectuées sur la face opposée (face arrière) de la plaque d'impact (d'épaisseur 1,6 mm). Contrairement au premier banc, où la plaque d'impact était deux fois plus fine et immobile (conditions de conduction naturelle derrière la plaque), les conditions rencontrées sur ce banc sont à priori moins favorables à l'utilisation d'une hypothèse de conduction monodimensionnelle dans la plaque (plaque plus épaisse et flux conduit au travers de la plaque plus important du fait des conditions de convection forcée en face arrière du disque avec l'air ambiant).
Afin de s'assurer d'exploiter convenablement ces données, il fut alors nécessaire de développer une méthode inverse plus poussée permettant de remonter aux informations en face avant de la plaque. Nous détaillerons dans cette section, après une brève introduction aux problèmes inverses, la méthode utilisée ainsi que le processus ayant permis sa validation. Nous traiterons enfin des limites de cette méthode et la comparerons avec la méthode de résolution simplifiée utilisée pour le premier banc d'essais.

III.2.1 Introduction aux problèmes inverses

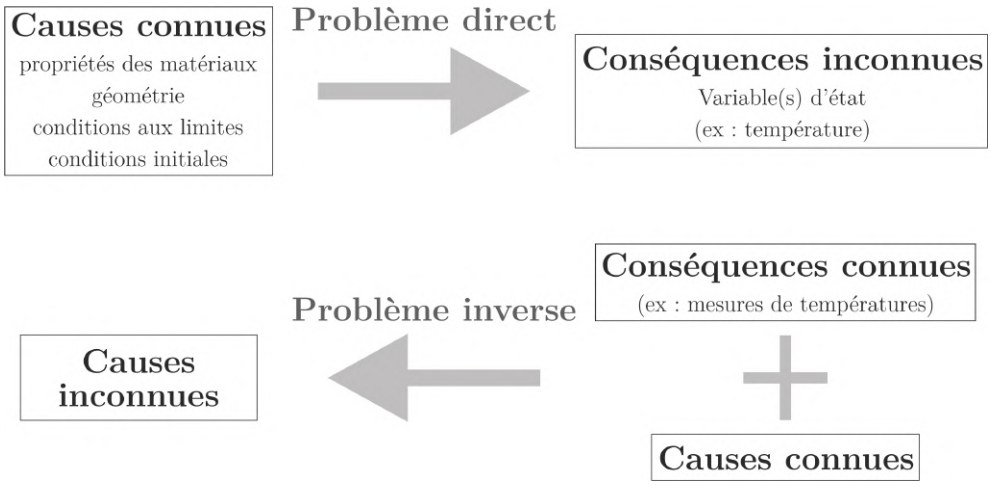

FIGURE III.2.1 – Schéma de principe des problèmes direct et inverse

Avant de définir ce qu'est un problème inverse, il est nécessaire de définir ce qu'est un problème dit « direct ». Dans un problème direct, on cherche à déterminer des conséquences inconnues (par exemple un champ de température, le champ de vitesse d'un fluide, etc.) à

partir de la connaissance de toutes les causes (conditions aux limites, conditions initiales, propriétés thermophysiques, etc). Ce type de problème est très fréquemment rencontré. Il se traduit généralement par le traitement analytique ou numérique des équations modélisant un phénomène physique. Les méthodes inverses cherchent quant à elles à remonter à des causes inconnues à partir de l'observation de leurs conséquences. Le schéma de la figure III.2.1 illustre le principe de chaque type de problème.
Intéressons nous désormais aux caractéristiques d'un problème dit « bien posé », classiquement défini comme vérifiant :

1. L'existence d'une solution,

2. L'unicité de la solution,

3. La stabilité de la solution (de faibles perturbations sur les données ne doivent entraîner que de faibles variations sur la solution).

Les problèmes directs respectent bien souvent ces trois critères [1], mais les problèmes inverses sont quant à eux généralement « mal posés » [2].
Pour notre domaine d'application, le critère de **stabilité de la solution** s'avère être une des principales difficultés rencontrées dans l'élaboration de la méthode inverse et nécessite de mettre en place des méthodes de régularisation afin d'obtenir un résultat physiquement acceptable. Ce point sera développé plus en détail dans les sections III.2.2.3 et III.2.2.4.

Enfin, deux grands types de problèmes peuvent être distingués : les problèmes **linéaires** et **non-linéaires** par rapport aux inconnues.
Les non-linéarités peuvent être de nature diverse, par exemple des termes de transport dans les équations de Navier-Stokes, des propriétés physiques dépendant de la température, des conditions aux limites radiatives, etc. En outre, le caractère non-linéaire du problème inverse est intimement lié aux inconnues elles-mêmes. Ainsi, pour un problème de conduction de la chaleur à travers un milieu dont les propriétés thermophysiques sont indépendantes de la température et les conditions aux limites radiatives sont linéarisées, le problème inverse est non-linéaire par rapport à un coefficient d'échange inconnu mais il est linéaire par rapport à un flux de chaleur inconnu à la frontière.
Il est alors possible de distinguer deux types d'approches pour résoudre un problème inverse :

- **une démarche itérative**, basée sur le calcul de plusieurs problèmes directs successifs. L'idée est d'élaborer un algorithme d'optimisation visant à diminuer l'écart entre les conséquences connues (mesurées) et celles calculées par le modèle direct, en modifiant les « causes » inconnues à chaque itération. Les problèmes non-linéaires ne peuvent être résolus que par des méthodes itératives ;

- **la résolution du problème par une unique étape**, c'est à dire en utilisant l'estimation fournie par une méthode des moindres carrés linéaires. Cependant, le problème doit être linéaire par rapport aux inconnues pour pouvoir appliquer cette approche. C'est la solution retenue dans ce manuscrit et qui sera décrite dans les sections suivantes.

1. Mais ce n'est pas toujours le cas : par exemple, la preuve de l'existence d'une solution régulière pour les équations de Navier-Stokes 3D instationnaires n'a pas été établie.
2. De même, il existe des problèmes inverses « bien posés ». La méthode mise en place pour exploiter les résultats du banc 1, présentée en section II.2, peut par exemple s'apparenter à la résolution d'un problème inverse « bien posé ».

III.2.2 Présentation de la méthode inverse : principe général

Cette section présente l'approche retenue pour développer notre méthode inverse. Nous nous sommes restreints dans le cadre de cette étude à la résolution de **problèmes linéaires**. Ainsi, les propriétés du matériau composant la plaque d'impact sont considérées indépendantes de la température. De plus, les coefficients d'échanges connus et imposés comme conditions aux limites sont eux aussi considérés comme étant indépendants de la température de paroi, et les échanges radiatifs ont été linéarisés. Enfin, les inconnues du problème sont elles mêmes choisies de façon à ce que le problème soit linéaire par rapport à celles-ci (notamment, la recherche d'un coefficient d'échange inconnu ne respecte pas ce critère et il est alors préférable de rechercher un flux inconnu). Nous reviendrons sur ces hypothèses dans la section III.2.3.1.

III.2.2.1 Modélisation du problème sous forme de représentation d'état

Nous exposerons ici le formalisme mis en place pour notre méthode de résolution.
Considérons en guise d'exemple le cas simple de la modélisation d'un problème de conduction 1D, tel que présenté sur la figure III.2.2. Notre sujet est discrétisé spatialement en 3 nœuds M, N et P. Un flux φ_{limite} est imposé au point M et un flux convectif est imposé au point P par un couple $(h,\, T_{limite})$[3].

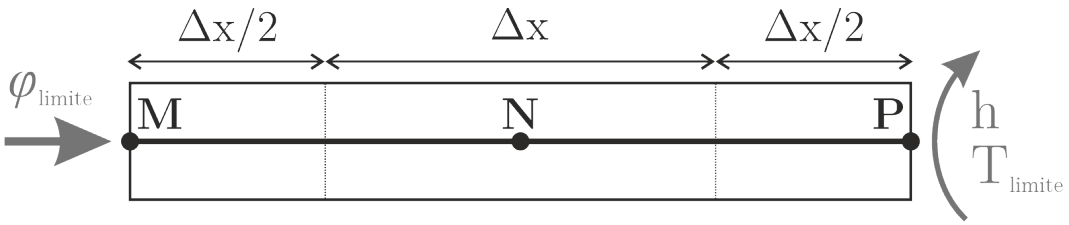

FIGURE III.2.2 – Discrétisation d'un problème de conduction monodimensionnel en 3 nœuds

L'équation de la chaleur monodimensionnelle s'écrit dans notre cas :

$$\rho\, Cp\, \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\, \frac{\partial T}{\partial x}\right) \tag{III.2.1}$$

Il est alors possible d'écrire le système d'équations suivant en discrétisant spatialement l'équation de la chaleur sur chacune de nos mailles (différences finies) et en prenant en compte les conditions aux limites :

$$\begin{cases} \dfrac{\rho\, Cp\, \Delta x}{2}\, \dfrac{\partial T_M}{\partial t} & \approx & \dfrac{\lambda\,(T_N - T_M)}{\Delta x} + \varphi_{limite} \\[2ex] \rho\, Cp\, \Delta x\, \dfrac{\partial T_N}{\partial t} & \approx & \dfrac{\lambda\,(T_P + T_M - 2\, T_N)}{\Delta x} \\[2ex] \dfrac{\rho\, Cp\, \Delta x}{2}\, \dfrac{\partial T_P}{\partial t} & \approx & \dfrac{\lambda\,(T_N - T_P)}{\Delta x} + h\,(T_{limite} - T_P) \end{cases} \tag{III.2.2}$$

3. Ce choix de conditions aux limites n'est pas pris au hasard : il correspond aux conditions rencontrées lors de notre étude, détaillées dans la section III.2.3.1

Ce système peut alors être mis sous forme matricielle :

$$C_a\,\dot{T}(t) = K\,T(t) + \phi(t) \tag{III.2.3}$$

Soit dans notre exemple :

$$\begin{bmatrix} \dfrac{\rho\,Cp\,\Delta x}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \rho\,Cp\,\Delta x & 0 \\ 0 & 0 & \dfrac{\rho\,Cp\,\Delta x}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{T}_M(t) \\ \dot{T}_N(t) \\ \dot{T}_P(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dfrac{-\lambda}{\Delta x} & \dfrac{\lambda}{\Delta x} & 0 \\ \dfrac{\lambda}{\Delta x} & \dfrac{-2\,\lambda}{\Delta x} & \dfrac{\lambda}{\Delta x} \\ 0 & \dfrac{\lambda}{\Delta x} & \dfrac{-\lambda}{\Delta x} - h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_M(t) \\ T_N(t) \\ T_P(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \varphi_{limite} \\ 0 \\ h\,T_{limite} \end{bmatrix} \tag{III.2.4}$$

où, en notant N_n le nombre de nœuds de la discrétisation :

- $T(t)$, de dimension N_n, est le vecteur contenant les températures aux nœuds de la discrétisation,
- $\dot{T}(t)$, de dimension N_n, est la dérivée de $T(t)$ par rapport au temps ,
- C_a, de dimension (N_n,N_n), est la matrice des capacités,
- K, de dimension (N_n,N_n), est la matrice des conductances, reliant les 3 nœuds les uns aux autres,
- $\phi(t)$, de dimension N_n, est un vecteur contenant la discrétisation des conditions aux limites (voire des éventuelles sources volumiques).

La **représentation d'état**, habituellement rencontrée en automatique, consiste à réécrire l'équation III.2.3 sous une forme reliant explicitement les *entrées* aux *sorties* par l'intermédiaire de l'état du système, comme représenté sur le schéma de la figure III.2.3.

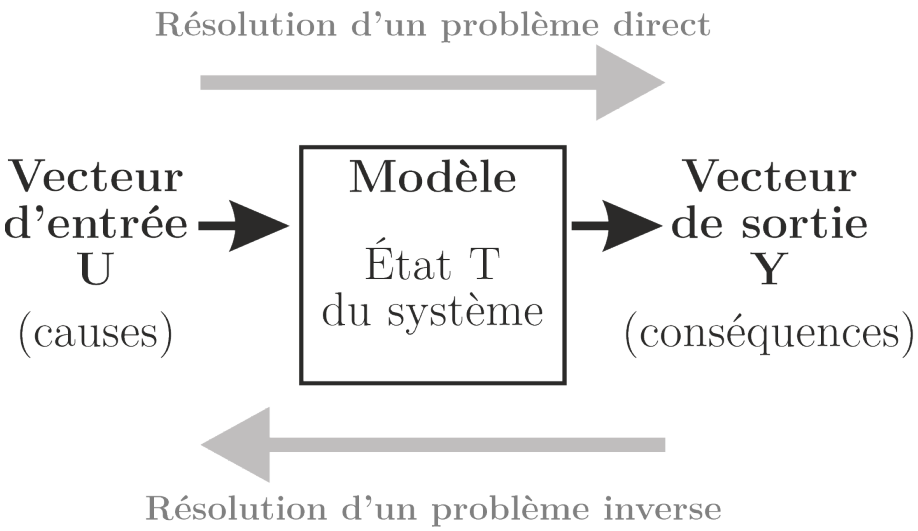

FIGURE III.2.3 – Schéma de principe d'une représentation d'état

Définissons par exemple un *vecteur d'entrée* $U(t) = \begin{bmatrix}\varphi_{limite}(t) & T_{limite}(t)\end{bmatrix}^T$ de taille N_u, correspondant à nos conditions aux limites. L'équation III.2.3 s'écrit désormais sous la forme :

$$C_a\,\dot{T}(t) = K\,T(t) + E\,U(t) \tag{III.2.5}$$

en faisant apparaitre une matrice d'entrée E. Cela donne dans notre exemple :

$$\begin{bmatrix} \frac{\rho\, Cp\, \Delta x}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \rho\, Cp\, \Delta x & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\rho\, Cp\, \Delta x}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{T}_M(t) \\ \dot{T}_N(t) \\ \dot{T}_P(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{-\lambda}{\Delta x} & \frac{\lambda}{\Delta x} & 0 \\ \frac{\lambda}{\Delta x} & \frac{-2\,\lambda}{\Delta x} & \frac{\lambda}{\Delta x} \\ 0 & \frac{\lambda}{\Delta x} & \frac{-\lambda}{\Delta x} - h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_M(t) \\ T_N(t) \\ T_P(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi_{limite} \\ T_{limite} \end{bmatrix} \tag{III.2.6}$$

Généralement, la matrice des capacités C_a est inversible, comme c'est le cas ici. L'équation III.2.5 peut alors s'écrire sous la forme :

$$\dot{T}(t) = A\, T(t) + B\, U(t) \tag{III.2.7}$$

en posant :

$$\begin{cases} A &= C_a^{-1}\, K \\ B &= C_a^{-1}\, E \end{cases} \tag{III.2.8}$$

Il convient désormais de définir un *vecteur de sortie* $Y(t)$ à notre système, c'est à dire une portion du vecteur d'état $T(t)$. Pour cela, il faut ajouter une équation de sortie à notre système, sous la forme :

$$Y(t) = C\, T(t) \tag{III.2.9}$$

où la matrice C permet de sélectionner une partie du champ de température $T(t)$. Il est à noter que lorsque la totalité du champ est observée, C est la matrice identité.
Définissons pour notre exemple un vecteur de sortie $Y(t) = \begin{bmatrix} T_N(t) & T_P(t) \end{bmatrix}^T$ de taille N_y, observant le nœud central et celui à droite de notre modèle. L'équation III.2.9 s'écrit alors dans ce cas :

$$Y = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_M(t) \\ T_N(t) \\ T_P(t) \end{bmatrix} \tag{III.2.10}$$

Les équations III.2.7 et III.2.9 forment ainsi la **représentation d'état de notre système linéaire**. En particulier, lorsque l'on se place en régime permanent, ce qui sera notre cas tout au long de ce manuscrit, nous obtenons :

Représentation d'état de notre système linéaire en régime permanent :

$$\begin{cases} 0 &= A\, T + B\, U \\ Y &= C\, T \end{cases} \tag{III.2.11}$$

où :

- T, de dimension N_n, est le vecteur d'état du système,
- U, de dimension N_u, est le vecteur d'entrée,
- Y, de dimension N_y, est le vecteur de sortie,
- A, de dimension (N_n,N_n), est la matrice d'état du système, liant les nœuds les uns aux autres,
- B, de dimension (N_n,N_u), est la matrice d'entrée liée au vecteur U,
- C, de dimension (N_y,N_n), est la matrice d'observation.

Concrètement, les matrices A et B sont les matrices de notre modèle. Dans notre exemple A contient les relations entre les points du maillage concernant les échanges conductifs ou convectifs. B établit la liaison avec le vecteur d'entrée U contenant les conditions aux limites du problème. Dans la pratique, ces matrices dépendent donc de la géométrie et des propriétés du sujet d'étude, du choix de sa discrétisation et des conditions aux limites imposées.

III.2.2.2 Résolution du problème

III.2.2.2.1 Résolution d'un problème direct

Avant de nous intéresser à la résolution du problème inverse, présentons tout d'abord le cas du problème direct. En utilisant le formalisme introduit plus haut, résoudre un problème direct consiste à se donner un vecteur d'entrée U, en l'occurrence un jeu de conditions aux limites, pour calculer le vecteur de sortie Y contenant la température d'une sélection de points du domaine d'étude (dans notre exemple présenté plus haut, on ne s'intéressait qu'aux températures T_N et T_P, mais on aurait pu rajouter plus de points à « observer »).
En utilisant le système III.2.11, on obtient donc l'expression suivante :

$$Y = -\,C\,A^{-1}\,B\,U \tag{III.2.12}$$

Il est toutefois à noter que dans la pratique, l'équation III.2.12 n'est pas utilisée pour calculer Y, afin d'éviter de devoir inverser [4] la matrice A. En effet, cela peut s'avérer relativement long en temps de calcul lorsque le nombre N_n de nœuds de discrétisation du domaine est important. On préfèrera alors résoudre le système linéaire de la première équation du système III.2.11 par une méthode de pivot par exemple, puis d'extraire les points d'intérêt à l'aide de la matrice C (deuxième équation du système III.2.11), ou par simple sélection dans T.

III.2.2.2.2 Résolution d'un problème inverse : méthode des moindres carrés ordinaires

Cas général

Résoudre un problème inverse consiste à prendre le problème dans l'autre sens : à partir d'un vecteur des mesures Y^m de dimension N_y (correspondant par exemple à des mesures de température réalisées expérimentalement en certains points du domaine), on cherche à estimer le vecteur des inconnues P (de dimension N_p). P peut correspondre à certains paramètres thermiques du modèle ou être le vecteur d'entrée U (dans notre exemple, il pourrait s'agir d'estimer le flux φ_{limite} imposé au point M ainsi que la température T_{limite}).
La résolution du problème inverse consiste à trouver P tel que Y, le vecteur des températures estimées aux points de mesure, calculé avec P, soit le plus proche possible de Y^m (les températures effectivement mesurées). Résoudre le problème inverse consiste alors à trouver le vecteur P minimisant la norme du vecteur des écarts entre $Y(P)$ (le modèle, écrit sous sa forme la plus générale) et Y^m, soit :

$$J(P) = \|Y(P) - Y^m\|_2^2 = \sum_{i=1}^{N_y} (Y_i(P) - Y_i^m)^2 \tag{III.2.13}$$

La solution du problème inverse $\hat{P}$ s'écrit donc, quelle que soit la formulation de $J(P)$, comme l'argument minimisant $J(P)$:

$$\hat{P} = Arg_P\,[Min\,(J(P))] \tag{III.2.14}$$

4. En fait, ce n'est seulement dans le cas du problème inverse que l'on est obligé inverser cette matrice A, comme nous allons le voir plus bas.

Ce qui dans notre cas revient à vérifier la condition suivante :

$$\nabla J(P) = 0 \tag{III.2.15}$$

Soit, pour j allant de 1 à N_p :

$$\frac{\partial J(P)}{\partial P_j} = 2 \sum_{i=1}^{N_y} \frac{\partial Y_i(P)}{\partial P_j} \, (Y_i(P) - Y_i^m) = 0 \tag{III.2.16}$$

On peut alors introduire la *matrice des sensibilités* S :

$$S(P) = \frac{\partial Y_i(P)}{\partial P_j} = \begin{bmatrix} \frac{\partial Y_1(P)}{\partial P_1} & \cdots & \frac{\partial Y_1(P)}{\partial P_{N_P}} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial Y_{N_y}(P)}{\partial P_1} & \cdots & \frac{\partial Y_{N_y}(P)}{\partial P_{N_P}} \end{bmatrix} \tag{III.2.17}$$

Les composantes S_{ij} de cette matrice sont appelées *sensibilités*. Elles représentent la variation de la température estimée Y_i en réponse à une variation du paramètre P_j. On notera que dans le cas où le problème inverse est linéaire, les sensibilités sont indépendantes des inconnues et donc constantes pour un problème donné.
L'équation III.2.16 peut alors être réécrite sous forme matricielle :

$$\nabla J = 2 \, S^T \, (Y - Y^m) = 0 \tag{III.2.18}$$

Cas particulier d'un problème inverse linéaire

Jusqu'ici, le vecteur des inconnues P ainsi que le modèle $Y(P)$ sont quelconques.
Revenons désormais au cas particulier d'un problème inverse pour lequel le modèle s'écrit sous la forme (III.2.12) et le vecteur P des inconnues est le vecteur d'entrée U (contenant les conditions limites du problème que l'on cherche à estimer). On remarquera que la matrice $\mathcal{M} = -C \, A^{-1} \, B$ intervenant dans cette équation est en fait la matrice des sensibilités S de notre modèle. En effet, comme on a $Y = \mathcal{M} \, U$ alors :

$$Y_i = \sum_{j=1}^{N_u} \mathcal{M}_{ij} \, U_j \quad , \quad \text{pour } i \text{ allant de 1 à } N_y \tag{III.2.19}$$

et on a donc bien :

$$\frac{\partial Y_i}{\partial U_j} = \mathcal{M}_{ij} \tag{III.2.20}$$

L'équation III.2.18 peut donc se réécrire pour faire intervenir le vecteur estimé $\hat{U}$ minimisant $J(U)$:

$$2 \, S^T \, (S\hat{U} - Y^m) = 0 \tag{III.2.21}$$

Pour obtenir $\hat{U}$, il est donc nécessaire de résoudre un système linéaire carré :

$$(S^T S) \, \hat{U} = S^T \, Y^m \tag{III.2.22}$$

Et ainsi[5] :

L'expression de la solution approchée $\hat{U}$ par moindres carrés ordinaires est :

$$\hat{U} = (S^T\, S)^{-1}\, S^T\, Y^m \tag{III.2.23}$$

Néanmoins, dans la pratique, il peut arriver qu'une partie du vecteur d'entrée U soit déjà connue. Reprenons notre exemple utilisé plus haut, où nous avions défini un vecteur $U = \begin{bmatrix}\varphi_{limite} & T_{limite}\end{bmatrix}^T$. Plaçons nous désormais dans la situation où T_{limite} est connue, en effectuant par exemple une mesure de température par thermocouple. Les inconnues de notre problème inverse seraient alors une portion du vecteur U (en l'occurrence φ_{limite}). Il est alors possible de réécrire la représentation d'état (Eq. III.2.11) en faisant apparaître un vecteur $U_{inconnu}$ contenant les inconnues du problème inverse et un vecteur U_{connu} contenant les données connues :

$$\begin{cases} 0 &= A\,T + B_1\,U_{inconnu} + B_2\,U_{connu} \\ Y &= C\,T \end{cases} \tag{III.2.24}$$

L'expression du vecteur de sortie Y (Eq. III.2.12) se réécrit donc sous la forme :

$$\begin{aligned} Y &= -\,C\,A^{-1}\,(B_1\,U_{inconnu} + B_2\,U_{connu}) \\ &= -\,C\,A^{-1}\,B_1\,U_{inconnu} -\, C\,A^{-1}\,B_2\,U_{connu} \\ &= S_1\,U_{inconnu} + S_2\,U_{connu} \end{aligned} \tag{III.2.25}$$

Et enfin, l'expression de la solution approchée $\hat{U}_{inconnu}$ par moindres carrés ordinaires est :

$$\hat{U}_{inconnu} = (S_1^T\,S_1)^{-1}\,S_1^T\,(Y^m - S_2\,U_{connu}) \tag{III.2.26}$$

III.2.2.3 Mise en évidence de l'instabilité de la solution

La résolution du système III.2.22 en utilisant l'équation III.2.23 est source d'instabilités à cause de l'inversion de la matrice $(S^T\,S)$.
Afin d'illustrer l'instabilité de la solution d'un problème inverse, reprenons l'exemple, proposé par Ciarlet (2007), de la résolution d'un système de la forme $KU = Y$:

$$\begin{bmatrix} 10 & 7 & 8 & 7 \\ 7 & 5 & 6 & 5 \\ 8 & 6 & 10 & 9 \\ 7 & 5 & 9 & 10 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 32 \\ 23 \\ 33 \\ 31 \end{bmatrix} \tag{III.2.27}$$

Le déterminant de la matrice étant égal à 1, elle est inversible. Le vecteur solution U de ce « problème inverse » à partir du vecteur des données Y est $U = \begin{bmatrix}1 & 1 & 1 & 1\end{bmatrix}^T$. Introduisons désormais une erreur $\delta Y = 0{,}1$ sur chaque composante de Y, ce qui correspond à une erreur

5. moindres carrés ordinaires : cas particulier des moindres carrés linéaires, lorsque les erreurs ont la même variance (ce qui sera a priori le cas des températures mesurées par la caméra infrarouge, qui constitueront notre vecteur des données mesurées Y^m dans notre cas pratique, voir section III.2.3.3)

relative sur chaque élément inférieure à 1/200. Par analogie avec un cas réel, cela pourrait représenter un bruit de mesure. Le système III.2.27 s'écrit désormais :

$$\begin{bmatrix} 10 & 7 & 8 & 7 \\ 7 & 5 & 6 & 5 \\ 8 & 6 & 10 & 9 \\ 7 & 5 & 9 & 10 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 32{,}1 \\ 22{,}9 \\ 33{,}1 \\ 30{,}9 \end{bmatrix} \tag{III.2.28}$$

Le vecteur solution est désormais $U = \begin{bmatrix} 9{,}2 & -12{,}6 & 4{,}5 & -1{,}1 \end{bmatrix}^T$: de très faibles perturbations sur les données (ici les mesures) ont entraîné de fortes variations sur la solution.
De même, si l'on introduit cette fois une erreur δK sur la matrice K, ce qui correspondrait à une erreur de modélisation, le système III.2.27 devient :

$$\begin{bmatrix} 10 & 7 & 8{,}1 & 7{,}2 \\ 7{,}08 & 5{,}04 & 6 & 5 \\ 8 & 5{,}98 & 9{,}89 & 9 \\ 6{,}99 & 4{,}99 & 9 & 9{,}98 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 32 \\ 23 \\ 33 \\ 31 \end{bmatrix} \tag{III.2.29}$$

Le vecteur solution est cette fois $U = \begin{bmatrix} -81 & 137 & -34 & 22 \end{bmatrix}^T$, illustrant encore une fois le caractère instable de ce type de problème.

Pour évaluer le caractère instable d'un problème, on peut utiliser le **conditionnement** de la matrice K défini par :

$$Cond(K) = \|K\|\|K^{-1}\| \tag{III.2.30}$$

où $\|\bullet\|$ est une norme matricielle subordonnée à une norme vectorielle quelconque. Dans le cas de la norme $\|\bullet\|_2$, cela correspond au rapport des valeurs singulières maximale et minimale de la matrice K :

$$Cond(K) = \|K\|_2\|K^{-1}\|_2 = \frac{\sigma_{max}(K)}{\sigma_{min}(K)} \tag{III.2.31}$$

On notera que par définition, le conditionnement est supérieur ou égal à 1.
À partir de ce nombre, on peut montrer (Ciarlet, 2007) qu'il est possible de majorer l'erreur relative sur le vecteur solution U :

$$\frac{\|\delta U\|}{\|U\|} \leq Cond(S)\frac{\|\delta Y\|}{\|Y\|} \tag{III.2.32}$$

Pour assurer la stabilité de la solution, le conditionnement de la matrice K doit donc être le plus petit possible (c'est à dire le plus proche possible de l'unité). Le conditionnement de la matrice K utilisée en guise d'exemple (équation III.2.27) est égal à 2984, ce qui explique le caractère instable mis en évidence plus haut.

Dans notre cas pratique, des erreurs de mesures (bruit de mesure de la caméra infrarouge) ou des erreurs de modélisation (par exemple sur les propriétés thermophysiques du matériau de la plaque d'impact) sont inévitables. Comme nous le verrons plus tard, une attention particulière doit par conséquent être portée quant à la stabilité de la solution fournie par notre méthode inverse. L'emploi de méthodes de régularisation, telles que celles présentées dans le paragraphe suivant, vise à stabiliser la solution obtenue.

III.2.2.4 Présentation des méthodes de régularisation

Afin de rendre un problème inverse plus stable, plusieurs méthodes de régularisation sont envisageables. Cette instabilité vient dans notre cas du conditionnement de $(S^T S)$ dans l'équation III.2.22. L'objectif, afin de stabiliser la solution, est de baisser le conditionnement de cette matrice, sans trop dégrader la solution. Voici une brève description des méthodes envisagées et étudiées durant la thèse :

diminuer le nombre d'inconnues : il s'agit ici de la méthode la plus intuitive à mettre en place. Mathématiquement, cela revient à réduire la taille de la matrice $(S^T S)$ (cette dernière étant une matrice de dimension $N_u \times N_u$, avec N_u la dimension du vecteur d'entrée U contenant les inconnues du problème). On constatera même que dans le cas extrême où l'on ne chercherait qu'une seule inconnue au problème (et donc avec $N_u = 1$) le conditionnement de la matrice $(S^T S)$ serait égal à 1. Dans le cas particulier où l'on cherche à déterminer un champ de valeurs (par exemple une cartographie de flux), une façon de réduire le nombre d'inconnues est d'exprimer cette répartition comme une combinaison linéaire de fonctions. Au lieu de chercher n valeurs discrètes, on se retrouve à chercher les p coefficients de l'approximation de la distribution inconnue sur une base de fonctions connues (polynômes, fonctions trigonométriques, etc.). Cela représente généralement beaucoup moins d'inconnues à déterminer (voir Girault *et al.* (2003) pour un exemple d'application) ;

régularisation de Tikhonov d'ordre 0 : le principe de cette méthode est de remplacer la matrice $(S^T S)$ mal conditionnée par une autre mieux conditionnée : $(S^T S + \mu I)$. I étant la matrice identité et μ un paramètre à régler avec soin. Si $\mu << 1$, on retrouve le problème de base et si $\mu >> 1$ on se retrouve à inverser une matrice diagonale. La principale difficulté de la méthode réside dans le choix du paramètre μ : une valeur trop faible modifie peu le problème original, mais ne va pas suffisamment stabiliser la solution. Au contraire, une valeur trop élevée de μ va dénaturer le problème et donner une solution trop éloignée de celle recherchée (voir Bazán (2008) pour un exemple de méthode sur la recherche de μ). Des régularisations d'ordre supérieur existent, mais supposent d'avoir la connaissance d'une relation entre les inconnues, ce qui n'est pas notre cas. Elles ne seront pas mises en œuvre ;

décomposition en valeurs singulières (SVD [6]) : cette méthode consiste à décomposer la matrice $(S^T S)$ sous la forme $S^T S = U W V^T$ avec W une matrice diagonale contenant les valeurs singulières de $(S^T S)$ et U et V deux matrices orthogonales. L'idée est alors de retirer les plus petites valeurs singulières, car elles sont responsables de la hausse du conditionnement de la matrice (voir équation III.2.31). La méthode consiste donc à tronquer dans le spectre des valeurs singulières en retirant les valeurs les plus petites dans W, en fixant par exemple une valeur seuil ε (filtre passe-haut), et en effectuant également les éliminations nécessaires dans U et V. De même que pour la régularisation de Tikhonov, la valeur de ε doit être déterminée de façon à ne pas trop dénaturer le problème initial. D'autres types de filtres peuvent également être mis en place (Bozzoli *et al.*, 2019).

Les méthodes de stabilisation de la solution sont donc bien souvent conditionnées au réglage d'un **paramètre de régularisation**. Son choix doit correspondre à un compromis entre stabilité et intégrité de la solution. Bien souvent, le choix de ce paramètre se révèle être du cas par cas, rendant difficile son application à un grand nombre de données expérimentales différentes.

Une façon de déterminer la valeur de ce paramètre de régularisation peut être d'observer son impact sur l'évolution de l'écart quadratique moyen σ_y (exprimé en Kelvin) entre les valeurs

6. de l'anglais *singular value decomposition*

mesurées Y^m et celles recalculées à partir de notre estimation $Y(\hat{U})$:

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_y} \left(Y_i(\hat{U}) - Y_i^m\right)^2}{N_y}} \tag{III.2.33}$$

L'idée est est alors de jouer sur le paramètre de régularisation pour trouver un compromis entre une solution $\hat{U}$ physiquement acceptable et un σ_y faible. Cependant, il ne faut pas chercher à obtenir un écart type σ_y excessivement petit (typiquement inférieur au bruit de mesure σ_b qui a permis d'obtenir expérimentalement Y^m). Cela revient en effet à essayer de recaler la solution sur du bruit, ce qui a généralement pour effet de trouver un $\hat{U}$ physiquement incohérent.

Une bonne façon de représenter graphiquement cette approche est de tracer la norme de la solution régularisée en fonction de la norme du résidu entre $Y(\hat{U})$ et Y^m, comme représenté sur la figure III.2.4. On obtient ainsi typiquement une courbe en L [7].
Le problème étant instable, une trop faible régularisation provoque une grande déstabilisation du problème qui fait augmenter fortement la norme de la solution. Au contraire, si la régularisation est trop poussée, on dénature le problème (dans le cas d'une régularisation par la méthode de Tikhonov, représentée sur la figure, cela fait tendre la solution vers une valeur nulle).
Ainsi, la valeur adéquate du paramètre de régularisation se retrouve graphiquement au niveau du « creux » de la courbe en L (mis en évidence sur la figure III.2.4) : le résidu est le plus faible possible et la norme de la solution n'a pas encore commencé à diverger (voir l'analyse de Hansen (2000) pour plus de détails sur la méthode).

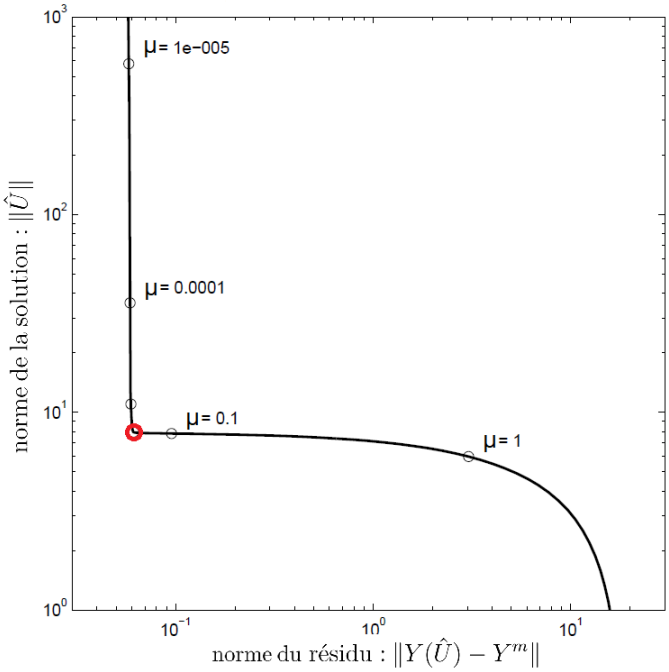

FIGURE III.2.4 – Exemple de courbe en L typiquement obtenue avec une régularisation de Tikhonov. Les cercles correspondent aux valeurs du paramètre de régularisation suivantes : $\mu = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$, et 1. (d'après Hansen (2000))

7. Ce type de représentation est appelé « L-curve » en anglais.

III.2.3 Application de la méthode inverse à notre cas d'étude

Intéressons nous maintenant à la mise en pratique de la méthode inverse pour notre cas d'étude. Nous présenterons dans un premier temps la modélisation de notre problème, les hypothèses réalisées, ainsi que la détermination expérimentale des conditions aux limites « connues » du problème inverse. Puis nous appliquerons la méthode précédemment décrite et testerons plusieurs méthodes de régularisation de la solution.

III.2.3.1 Présentation du problème et des hypothèses

Une représentation schématique du problème est disponible sur la figure III.2.5. Le jet d'huile impacte le disque en rotation à un certain rayon R depuis l'axe de l'arbre et un film se répand à sa surface (voir les sections III.1.1, III.1.2 et III.1.3 concernant la description du dispositif expérimental). Cette face du disque, au contact de l'huile, sera par la suite nommée « **face avant** » et mentionnée en indice de certains paramètres par l'abréviation « *av* ». La face opposée à l'impact d'huile, où ont lieu les mesures thermiques par caméra infrarouge sera nommée « **face arrière** » et abrégée « *ar* ».
Ces champs de températures mesurés par thermographie infrarouge sur la face arrière du disque sont issus de mesures réalisées en régime permanent, en ayant attendu que le disque atteigne son équilibre thermique. Étant donné la faible diffusivité thermique du téflon composant le disque et les grandes vitesses de rotations considérées dans cette étude (et donc des fréquences de passage élevées devant l'injecteur), la température mesurée en face arrière du disque résulte des échanges « moyens » imposées par l'huile lors d'une rotation complète du disque[8]. En d'autres termes, la détermination des conditions inconnues de l'autre coté du disque (flux convectif, température de paroi et coefficient d'échange avec l'huile sur la face avant) ne dépend pas de la position azimutale de la mesure[9].
Ainsi, pour modéliser notre problème, la rotation du disque n'est pas prise en compte à proprement parler : nous considérons une portion du disque (une image fixe effectivement observée par la caméra infrarouge), soumise de part et d'autre à différentes conditions limites, qui elles dépendent effectivement bien de la vitesse de rotation.
Ainsi, au niveau des différentes parois du disque, nous pouvons distinguer les flux suivants :

sur sa face avant :

- un flux imposé par effet Joule (toute la zone de mesure étant recouverte d'une résistance chauffante),
- un flux convectif imposé par le film d'huile se formant à la surface du disque.

sur sa face arrière :

- un flux convectif avec l'air l'ambiant dû au brassage de l'air par le disque (convection forcée),
- un flux radiatif avec l'ambiante.

Ces conditions imposent, après l'établissement du régime permanent, une différence de température entre les deux faces de la plaque et par conséquent des échanges de chaleur par conduction au travers de son épaisseur $e = 1{,}6$ mm. La plaque est en téflon (PTFE), un matériau isotrope. Afin de préserver la linéarité du problème, l'hypothèse suivante sera utilisée :

8. Il est possible de calculer pour s'en assurer l'ordre de grandeur de la profondeur de pénétration δ d'un signal périodique de pulsation ω dans l'épaisseur d'un matériau de diffusivité thermique κ, soit $\delta(\omega) = \sqrt{2\kappa/\omega}$. Dans notre cas on constate que cette profondeur de pénétration est de l'ordre de 100 μm, donc bien inférieure à l'épaisseur de notre disque.

9. Cela sera confirmé plus loin en exploitant les mesures expérimentales, voir figure III.3.8 notamment.

Hypothèse 1 :
Les propriétés de la plaque d'impact en PTFE sont considérées indépendantes de la température. En particulier, sa conductivité thermique λ_{PTFE} sera prise égale à 0,25W.m^{-1}.K^{-1}.

Pour notre plage de fonctionnement, comprise entre 20 et 180 °C, cette hypothèse est en adéquation avec les travaux de Blumm *et al.* (2010) ayant étudié les propriétés du téflon.

Une seconde hypothèse doit également être formulée, encore une fois pour conserver la linéarité du problème :

Hypothèse 2 :
Les paramètres associés aux conditions limites sur la face arrière du disque sont considérés indépendants de la température de paroi. Ainsi :
- le coefficient d'échange avec l'air ambiant en face arrière est considéré indépendant de la température de paroi,
- les échanges radiatifs avec l'ambiante sont linéarisés.

La détermination de ces deux conditions aux limites est détaillée dans les sections III.2.3.2.2 et III.2.3.2.3.

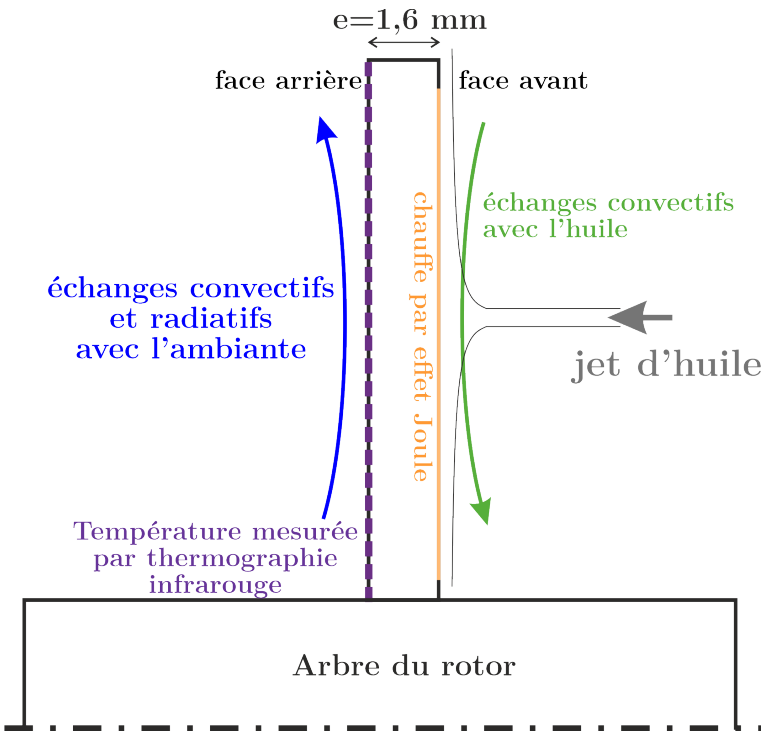

FIGURE III.2.5 – Représentation schématique du rotor (coupe longitudinale) et des conditions limites au niveau du disque (le schéma n'est pas à l'échelle pour des raisons de lisibilité)

Intéressons nous enfin à la définition du coefficient d'échange convectif h en face avant, que nous cherchons à déterminer. Ce coefficient correspond aux échanges entre le film d'huile et la paroi avant du disque. Il est défini par l'équation suivante :

$$h = \frac{\varphi_{conv\,av}}{Tp_{av} - T_{ref}} \tag{III.2.34}$$

Calculer h revient donc à mesurer et calculer trois grandeurs : $\varphi_{conv\,av}$, la densité de flux évacuée par l'huile par convection sur la face avant, Tp_{av} la température de la paroi en contact avec l'huile (face avant du disque) et T_{ref} une température de référence. Pour cette dernière, et contrairement à ce qui a été utilisé pour l'exploitation du premier banc (voir section II.2), nous avons choisi la température d'injection du jet T_{jet}, mesurée par une sonde platine, plutôt que la température adiabatique de paroi T_{adiab}. Deux raisons motivent ce choix :

- les études similaires portant sur le refroidissement d'un disque en rotation par impact de jet liquide recensées dans notre étude bibliographique (voir paragraphe I.2.3.2) utilisent la température de jet comme référence. Choisir la même référence permettra une meilleure comparaison avec nos résultats ;
- les conditions ne sont pas favorables à la mise en place de la méthode de mesure de la température adiabatique de paroi telle que présentée dans la section II.2.4 pour le premier banc. Les échanges convectifs avec l'air en face arrière du disque sont trop importants pour pouvoir considérer la plaque adiabatique (nous ne sommes pas en situation de convection naturelle comme sur le banc 1). L'erreur sur l'estimation de T_{adiab} serait trop importante pour l'étude de jets à haute température (écart de plusieurs dizaines de degrés entre la température ambiante et la température de la plaque) et pour des hautes vitesses de rotation.

III.2.3.2 Détermination expérimentale des conditions aux limites

Afin de pouvoir résoudre le problème inverse, il est d'abord nécessaire de déterminer les paramètres et conditions aux limites « connus » du problème.

III.2.3.2.1 Détermination du flux de chauffe en face avant

De façon identique à ce qui a été mentionné lors de la présentation de la méthode relative au premier banc d'essais (section II.2.2.1), la densité de flux électrique φ_{elec} imposée en face avant par effet Joule est calculée à partir des propriétés de la résistance chauffante et de l'intensité électrique, selon l'équation II.2.2. En particulier, la variation linéaire de la résistivité électrique du cuivre en fonction de la température est prise en compte par les équations II.2.3.
φ_{elec} est ainsi calculé à postériori, une fois la température de paroi de la face avant Tp_{av} calculée.

III.2.3.2.2 Détermination des échanges convectifs en face arrière

Lors de la mise en rotation du rotor, des échanges convectifs ont lieu entre le disque et l'air ambiant. La géométrie particulière du rotor, nécessaire à la fixation de la plaque d'impact et à sa bonne tenue mécanique à haute vitesse de rotation, nous éloigne de la situation académique d'un disque lisse en rotation. En particulier, la présence des quatre « bras » de l'armature, mis en évidence sur la figure III.1.5, implique un brassage de l'air derrière le disque et par conséquent un écoulement d'air complexe. Le coefficient d'échange convectif $h_{conv\,ar}$ causé par ce brassage de l'air ambiant a donc dû être mesuré pour chaque configuration rencontrée lors de notre étude, soit six vitesses de rotation différentes.

Afin de mesurer ce coefficient d'échange, un montage utilisant deux caméras infrarouges a été utilisé [10], dans une situation où aucun jet d'huile n'est injecté sur la plaque (une photographie de ce montage est disponible sur la figure III.2.6) :

- une première caméra infrarouge mesure la température de la face arrière du disque Tp_{ar}, de manière identique à ce qui a été décrit dans la section III.1.5,

10. La méthode mise en place dans le cadre du premier banc (section II.2.2.2), impliquant l'isolation de la face avant avec un panneau de Styrodur, ne peut pas être mise en œuvre ici du fait de la rotation du disque à haute vitesse.

- une seconde caméra thermique[11] mesure la température de la face avant du disque Tp_{av} au moyen d'un miroir placé à 45° devant le disque.

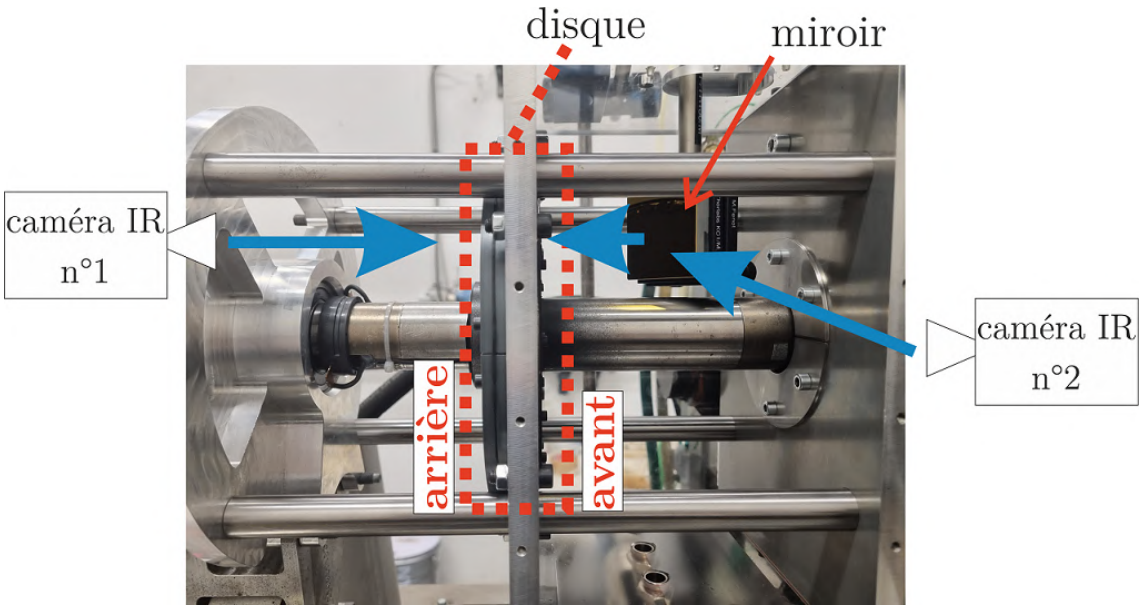

FIGURE III.2.6 – Photographie du montage à double caméra utilisé pour déterminer le coefficient d'échange convectif entre la face arrière du disque et l'air ambiant

Deux thermocouples de type K permettent également de mesurer la température ambiante de chaque coté du disque.
Les deux caméras utilisées ont été préalablement calibrées sur un même corps noir.
Pour chaque mesure, le rotor est mis en rotation à la vitesse voulue, puis **un flux de chauffe est imposé sur la face avant du disque** par effet Joule. Une fois la stabilisation thermique du disque observée, chaque caméra effectue une mesure selon la même procédure que décrite dans la section III.1.5. Les mesures sont simultanées, les deux caméras étant synchronisées par le même signal (signal TTL émis par un capteur optique lors de chaque rotation). En procédant ainsi, on obtient la température de paroi sur les deux faces du disque. Le disque étant chauffé sur sa face avant, la chaleur est alors évacuée de diverses manières (voir le schéma de la figure III.2.7) :

- par convection et rayonnement avec l'air ambiant en **face avant** du disque,
- par conduction au travers de la plaque. Ce flux est ensuite évacué par convection et rayonnement avec l'air ambiant en **face arrière** du disque.

Ainsi, en mesurant la différence de température entre les faces avant et arrière du disque, il est possible de calculer la densité de flux conduite au travers de la plaque φ_{cond}. Afin de prendre en compte les éventuels effets 3D de la conduction dans l'épaisseur du disque, ce flux conductif a été calculé au moyen du logiciel COMSOL Multiphysics® (modélisation éléments finis, maillage identique à celui présenté dans la section suivante III.2.3.3) en utilisant nos mesures de température comme conditions aux limites.
Ce flux conduit au travers de la plaque étant évacué au niveau de la face arrière du disque par rayonnement et convection avec l'ambiante, il est alors possible de déterminer le coefficient d'échange convectif $h_{conv\ ar}$:

11. Il s'agit de la caméra infrarouge utilisée pour les mesures sur le premier banc : voir caractéristiques techniques dans la section II.1.7.

$$\begin{cases} \varphi_{conv\,ar} = \varphi_{cond} - \sigma\,\varepsilon\,(Tp_{ar}^4 - T_{amb}^4) \\ h_{conv\,ar} = \dfrac{\varphi_{conv\,ar}}{Tp_{ar} - T_{amb}} \end{cases} \tag{III.2.35}$$

La figure III.2.8 présente deux exemples de répartition de $h_{conv\,ar}$ obtenus expérimentalement pour deux vitesses de rotation différentes ($1/9\,N_{ref}$ et N_{ref}).

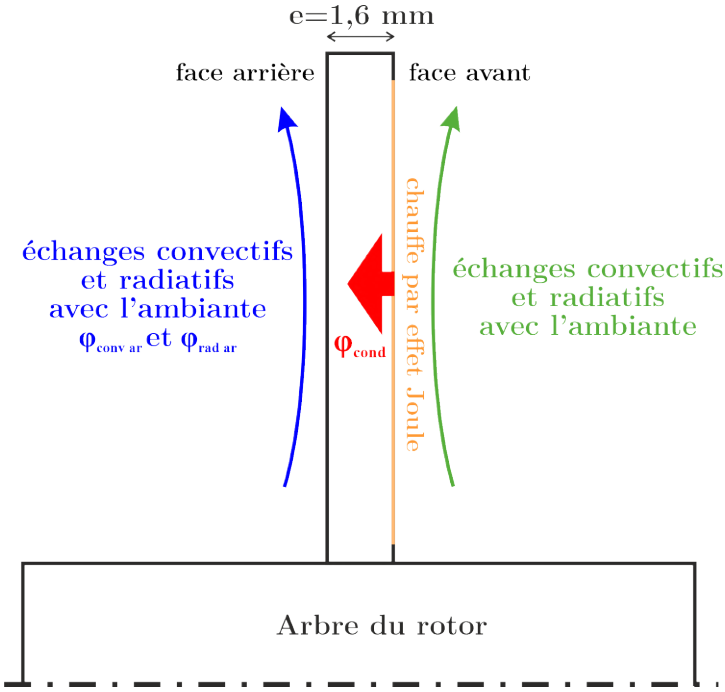

FIGURE III.2.7 – Représentation schématique du rotor (coupe longitudinale) et des conditions limites au niveau du disque dans une configuration sans jet d'huile (le schéma n'est pas à l'échelle pour des raisons de lisibilité)

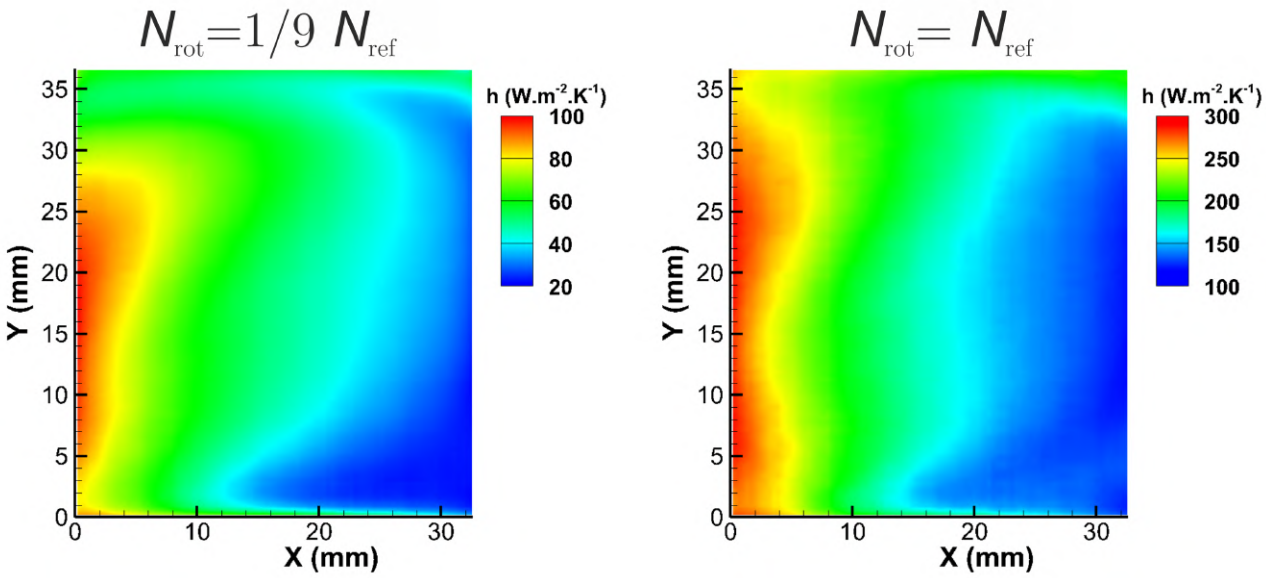

FIGURE III.2.8 – Répartition du coefficient d'échange convectif avec l'air ambiant $h_{conv\,ar}$ à l'arrière du disque pour deux vitesses de rotation différentes.

La répartition des échanges est globalement la même pour les 6 vitesses de rotation étudiées, mais ceux-ci augmentent avec la vitesse de rotation. À cause du brassage de l'air par les « bras » de l'armature du disque, situés de part et d'autre de la zone étudiée, la répartition des échanges observée est essentiellement azimutale.

III.2.3.2.3 Linéarisation du flux radiatif en face arrière

Afin de respecter l'hypothèse 2 et conserver la linéarité du problème inverse, les échanges radiatifs à l'arrière du disque doivent être linéarisés. Pour cela il est possible d'exprimer la densité du flux radiatif à l'arrière de la plaque $\varphi_{rad\,ar}$ sous une forme faisant apparaître un terme $h_{rad\,ar} = f(Tp_{ar}, T_{amb})$ et la différence de température $(Tp_{ar} - T_{amb})$:

$$\begin{aligned} \varphi_{rad\,ar} &= \sigma\,\varepsilon\,(Tp_{ar}^4 - T_{amb}^4) \\ &= \sigma\,\varepsilon\,(Tp_{ar}^2 + T_{amb}^2)\,(Tp_{ar} + T_{amb})\,(Tp_{ar} - T_{amb}) \\ &= h_{rad\,ar}(Tp_{ar} - T_{amb}) \end{aligned} \tag{III.2.36}$$

Linéariser le problème revient donc à supposer $h_{rad\,ar}$ constant. Pour cela on considère une température ambiante de 20 °C et une température de plaque de 85 °C (moyenne constatée lors des différents essais). Cela correspond ainsi à $h_{rad\,ar} = 7{,}5$ W.m^{-2}.K^{-1}.
En pratique, si la température ambiante est effectivement assez constante (systématiquement comprise entre 18 °C et 22 °C dans le cadre de nos essais), la température de paroi arrière est en réalité comprise entre 55 °C et 120 °C (la température n'est pas homogène sur la plaque). Cela correspond donc à un $h_{rad\,ar}$ réellement compris entre 6,5 et 9 W.m^{-2}.K^{-1}. En linéarisant les échanges radiatifs, nous commettons ainsi une erreur sur ce flux inférieure à 25%. Néanmoins, les échanges de chaleur à l'arrière du disque étant principalement dûs à la convection forcée avec l'air ambiant, surtout à haute vitesse de rotation (où le coefficient d'échange convectif est de l'ordre de 100 W.m^{-2}.K^{-1}), cette erreur n'a que peu d'influence sur l'erreur finale commise lors de l'estimation du flux global échangé entre le disque et l'ambiante en face arrière.

III.2.3.3 Modélisation du problème inverse et méthode de détermination du coefficient d'échange convectif imposé par l'huile

Lors de cette étude, nous n'avons modélisé et étudié qu'une portion de la plaque d'impact, tel que représenté sur la figure III.2.9. Ce choix est lié à plusieurs contraintes expérimentales :

- la mesure du coefficient d'échange avec l'air en face arrière, présentée plus haut dans la section III.2.3.2.2, nécessite l'utilisation d'une deuxième caméra observant la face avant du disque par le biais d'un miroir. La taille de ce miroir et les contraintes d'encombrement limitent la zone de visualisation ;
- se restreindre à une zone plus petite permet une meilleure résolution spatiale de la mesure infrarouge ;
- l'armature et le dispositif de fixation de la plaque impliquent des conditions limites difficilement maîtrisables avec précision au niveau des bras de l'armature. Les mesures sont donc effectuées à plusieurs centimètres de ces zones.

Cette portion de la plaque est modélisée en 3 dimensions par une discrétisation par éléments finis sous le logiciel COMSOL Multiphysics®. Les éléments sont des hexaèdres de degré 2 à 27 nœuds. Après une étude de convergence, le maillage retenu est celui représenté sur la figure III.2.9 : il est composé de $12 \times 12 \times 7 = 1008$ éléments.

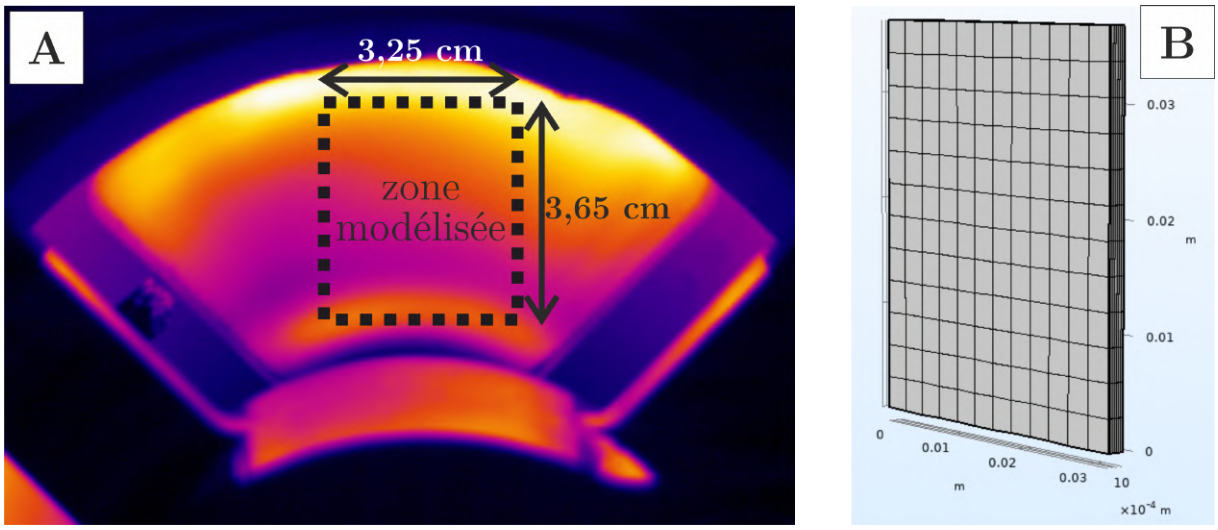

FIGURE III.2.9 – **A)** Vue d'un quart de la face arrière du disque. La zone étudiée est encadrée en noir. **B)** Modèle 3D discrétisé par éléments finis sous COMSOL Multiphysics® ($12 \times 12 \times 7 = 1008$ éléments)

Les conditions limites de ce modèle, dédié spécifiquement au problème inverse, sont définies sur le schéma de la figure III.2.10. On distingue :

en face arrière : des échanges convectifs ($\varphi_{conv\,ar}$) et radiatifs ($\varphi_{rad\,ar}$) avec l'air ambiant

en face avant : une densité de flux inconnue φ_{av}

sur les faces latérales : une densité de flux inconnue $\varphi_{latéral}$

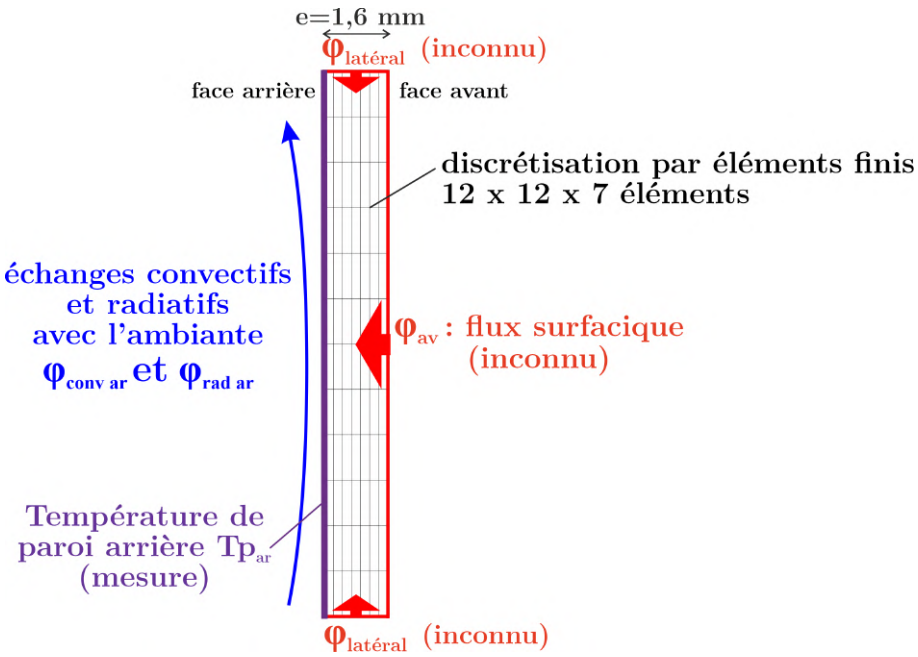

FIGURE III.2.10 – Représentation schématique de la zone modélisée (coupe) et des conditions limites du problème inverse (le schéma n'est pas à l'échelle pour des raisons de lisibilité)

Notre problème inverse revient donc à déterminer une répartition inconnue de flux[12] φ_{av} et $\varphi_{latéral}$ à partir de notre modèle et de la mesure des températures Tp_{ar} sur la face arrière de la plaque, ainsi que de la température ambiante T_{amb}.
Dans la pratique, la mesure de température sur la face arrière est réalisée par caméra infrarouge. On dispose donc d'un champ de température discret contenant un nombre $n_{mesures}$ de valeurs, correspondant au nombre de pixels de l'image obtenue avec la caméra[13]. De la même façon, les flux recherchés seront discrétisés en $n_{inconnues}$ inconnues. On veillera néanmoins à avoir $n_{inconnues} \leqslant n_{mesures}$.
Pour reprendre le formalisme introduit dans la section III.2.2, notre problème peut être schématisé comme illustré sur la figure III.2.11 : nous cherchons, à partir d'un vecteur Y^m (de taille $n_{mesures}$) correspondant aux températures mesurées sur la face arrière de la plaque et à une portion U_{connu} du vecteur U correspondant à une mesure de la température ambiante, à estimer la portion $U_{inconnu}$ (de taille $n_{inconnues}$) du vecteur U contenant les flux inconnus. Pour cela, on utilise l'équation III.2.26. Les matrices A, B et C de notre modèle, introduites dans les équations de la représentation d'état du problème (Eq. III.2.11) sont fournies par le logiciel COMSOL Multiphysics®. Elles contiennent toutes les informations de notre modèle (conditions aux limites, relations entre les nœuds, etc).

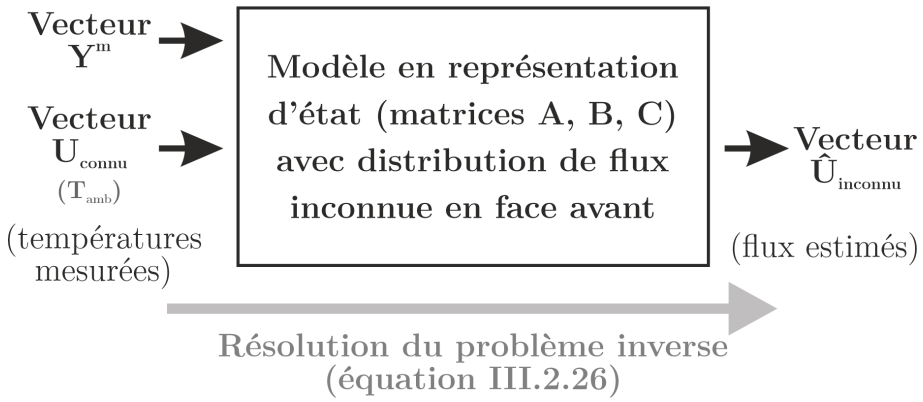

FIGURE III.2.11 – Représentation schématique de la résolution du problème inverse

Une fois les inconnues en flux estimées, il est possible de calculer les températures en tout point du domaine, en résolvant le problème « direct » à l'aide de la première équation du système III.2.24, en utilisant notre vecteur estimé $\hat{U}$ à la place de $U_{inconnu}$. On peut ensuite en extraire la température de la plaque en face avant Tp_{av}. Cela permet en outre de calculer la densité de flux de chauffe φ_{elec} imposée par effet Joule en face avant de la plaque (Eqs. II.2.2 et II.2.3). Il est alors possible de calculer la densité de flux $\varphi_{conv\,av}$ évacuée par convection avec l'huile :

$$\varphi_{conv\,av} = \varphi_{elec} - \varphi_{av} \tag{III.2.37}$$

h peut alors être calculé en utilisant l'équation III.2.34. Le schéma III.2.12 récapitule la procédure utilisée pour résoudre le problème inverse et déterminer le coefficient d'échange h.

12. Se donner une inconnue en flux, plutôt que de chercher directement à déterminer le coefficient d'échange h permet de conserver un problème où les inconnues dépendent linéairement des données mesurées.
13. Dans la pratique, ce nombre de pixels n'est pas égal au nombre de mailles à l'arrière du modèle (il est supérieur). Il faut donc interpoler ces mesures pour les « plaquer » sur le maillage.

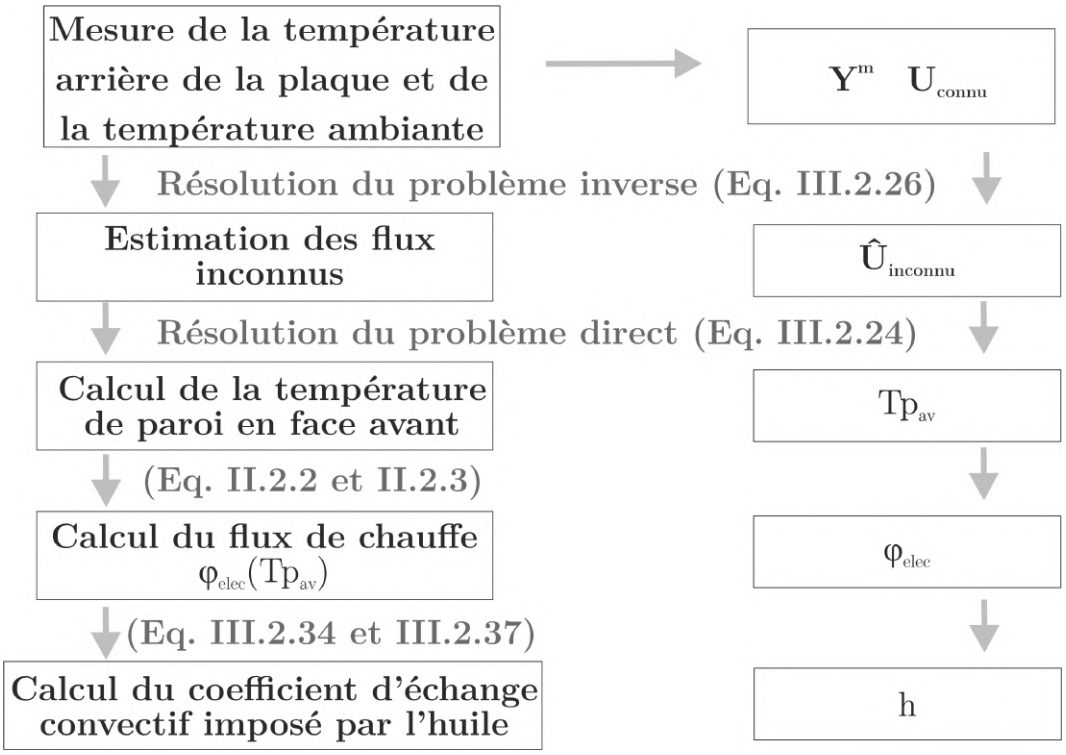

FIGURE III.2.12 – Représentation schématique de la méthode inverse mise en place pour déterminer le coefficient d'échange imposé par le jet d'huile

III.2.3.4 Résultats préliminaires : résolution à partir de données numériques - choix de la méthode de régularisation

La méthode présentée dans les précédents paragraphes a été implémentée sous MATLAB. Afin de valider l'implémentation de ce programme et tester différentes méthodes de régularisation, des calculs préliminaires ont été conduits sans utiliser les véritables mesures expérimentales : nous supposerons ici une certaine répartition des flux surfaciques inconnus φ_{av} et $\varphi_{latéral}$, donnée par une fonction quelconque, que nous allons chercher à estimer en résolvant notre problème inverse. En procédant ainsi, on connait à l'avance la solution du problème inverse, ce qui est plus commode pour vérifier le comportement de la méthode.

Ainsi, donnons-nous une répartition de la densité de flux φ_{av} (W.m^{-2}) comme illustré sur la figure III.2.13 A et définie selon l'équation suivante [14] :

$$\varphi_{av}(x,y) = 8000 - 6000 \times exp\left(-\left(\frac{x-0.01}{0.05}\right)^2 - \left(\frac{y-0.013}{0.02}\right)^2\right) \tag{III.2.38}$$

Pour simplifier, nous considérerons ici que les parois latérales du modèle sont adiabatiques [15] ($\varphi_{latéral} = 0$ W.m^{-2}).

Pour la face arrière de la plaque, les conditions limites sont celles décrites précédemment, en considérant une température ambiante de 20 °C. Les échanges radiatifs sont linéarisés (en prenant $h_{rad\,ar} = 7{,}5\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$). Pour les échanges convectifs, nous utiliserons la répartition

14. La répartition définie ici est d'une forme similaire à celles observées expérimentalement, et du même ordre de grandeur.

15. Nous verrons plus loin (III.2.3.5) qu'en situation réelle, on est effectivement proche de l'hypothèse $\varphi_{latéral} = 0$.

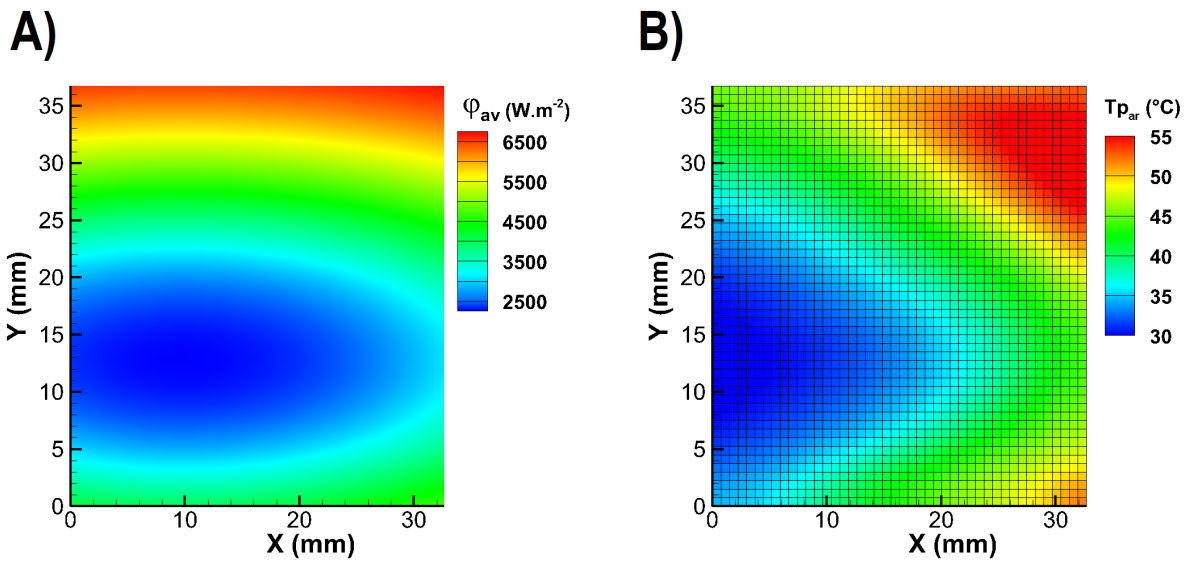

FIGURE III.2.13 – **A)** Densité de flux φ_{av} sur la surface avant du domaine **B)** Température Tp_{ar} calculée en face arrière

mesurée pour une vitesse de rotation égale à N_{ref}, telle que représentée sur la figure III.2.8. Toutes les conditions limites du problème sont alors connues. Il est donc possible de calculer la répartition de température en tout point du domaine, et notamment les températures sur la paroi arrière de la plaque Tp_{ar}, en résolvant le problème « direct ». Cette répartition de températures est discrétisée en $n_{mesures} = 45 \times 50$ valeurs (dans la situation réelle d'utilisation de la méthode, ces températures arrières sont obtenues par thermographie infrarouge. Les pixels de l'image forment le vecteur des températures mesurées Y^m). Cette répartition de température est illustrée sur la figure III.2.13 B.
Résoudre le problème inverse consiste alors, à partir de ces mesures simulées de température Tp_{ar}, à estimer la densité de flux φ_{av}, que l'on suppose désormais inconnue. Nous nous placerons ici dans le cas où ce flux inconnu est discrétisé en autant de points que le vecteur des données : $n_{inconnues} = n_{mesures}$.

Dans cette situation artificielle, un même modèle est utilisé à la fois pour fournir et pour inverser les données du problème, et aucun bruit synthétique n'est ajouté sur les températures simulées. La résolution du problème inverse est alors stable et ne nécessite aucune méthode de régularisation [16]. La densité de flux inconnue en face avant est parfaitement reconstituée, et l'écart quadratique moyen σ_y entre les températures mesurées Y^m et recalculées à partir de notre estimation $Y(\hat{U})$ (voir Eq. III.2.33) est extrêmement faible ($\sigma_y \sim 10^{-9}\ K$).
Ainsi, pour la suite, **nous allons simuler un bruit de mesure afin de perturber légèrement les données d'entrée du problème inverse** et ne pas se retrouver dans cette situation triviale. Nous ajouterons ainsi aux températures calculées par le modèle direct un bruit gaussien d'écart type $\sigma_b = 0{,}05$ K.

Cette fois, en cherchant à résoudre le problème inverse sans aucune régularisation, la solution trouvée pour le flux inconnu est aberrante (voir figure III.2.14). Pourtant, la température recalculée en face arrière est très proche de celle mesurée : on trouve un écart quadratique moyen σ_y inférieur à 0,1 K. Cela illustre bien que nous sommes dans le cas d'un problème « mal posé », nécessitant la mise en place de méthodes de régularisation de la solution. Pour information, le conditionnement de la matrice $(S^T\ S)$ intervenant lors de la résolution du problème inverse a dans le cas présent un conditionnement égal à $2{,}3.10^{22}$.

16. Certains auteurs parlent alors d'une situation de « crime inverse ».

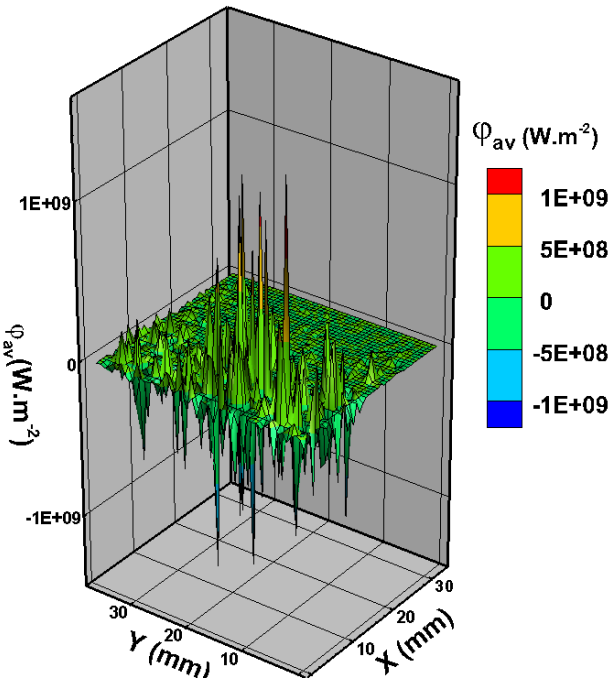

FIGURE III.2.14 – Estimation de la densité de flux φ_{av} calculée sans régularisation à partir de températures bruitées

Les trois méthodes décrites dans la section III.2.2.4 ont été implémentées et testées pour régulariser la solution. Elles sont présentées ci-dessous :

III.2.3.4.1 Régularisation de Tikhonov d'ordre 0

Le principe de cette méthode est de remplacer la matrice $(S^T S)$ mal conditionnée par une autre mieux conditionnée : $(S^T S + \mu I)$. I étant la matrice identité.
L'application d'une telle méthode nécessite de choisir avec soin le paramètre de régularisation μ. Comme illustré sur la figure III.2.15 A, une trop grande valeur de ce paramètre stabilise grandement le problème en faisant baisser le conditionnement de la matrice à inverser, mais dénature le problème (l'écart-type σ_y obtenu entre les valeurs mesurées et recalculées à partir de notre solution est important). Au contraire, en choisissant une trop petite valeur de ce paramètre de régularisation, la valeur de σ_y est certes faible, mais la solution n'est pas assez stabilisée et le conditionnement de la matrice est trop important. Il est donc nécessaire de trouver le bon compromis.

Comme proposé dans la section III.2.2.4, on peut chercher à obtenir une valeur de σ_y de l'ordre de celle du bruit de mesure σ_b, dans notre cas 0,05 °C (chercher à baisser d'avantage la valeur de σ_y reviendrait en effet à chercher à s'aligner avec un bruit de mesure, ce qui n'a physiquement pas de sens). Cela nous donne ici une valeur d'environ 5.10^{-9} pour le choix du paramètre μ.
Une autre méthode, présentée également dans la section III.2.2.4, consiste à tracer la norme de la solution régularisée en fonction de la norme du résidu entre $Y(\hat{U})$ et Y^m, comme réalisé sur la figure III.2.15 B. On obtient ainsi effectivement une courbe en L et la valeur optimale de μ est obtenue au niveau du « creux » de la courbe en L (correspondant au maximum de la courbure, voir Hansen (2000)). On obtient avec cette méthode $\mu = 4.10^{-7}$. On remarquera cependant que contrairement à la courbe théorique présentée précédemment (Fig. III.2.4), la courbure observée ici est beaucoup moins franche ce qui complique la détermination de μ.
Notre problème étant purement numérique, nous connaissons à l'avance la solution du problème inverse, donnée par l'équation III.2.38 (ce qui n'est généralement pas le cas en pratique). Nous pouvons donc tracer l'écart-type $\sigma_{solution}$ entre la solution estimée par notre problème

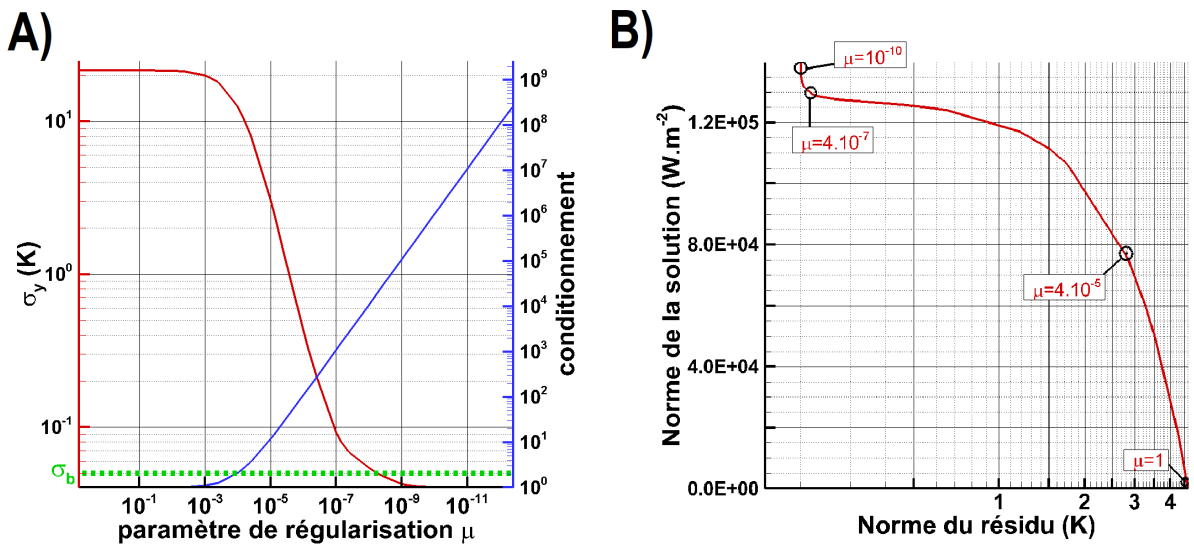

FIGURE III.2.15 – **A)** Évolution de l'écart type σ_y entre les valeurs mesurées Y^m et celles recalculées à partir de notre estimation $Y(\hat{U})$, ainsi que du conditionnement de la matrice $(S^T S + \mu I)$ en fonction du paramètre de régularisation μ (méthode de Tikhonov) **B)** « Courbe en L » obtenue en faisant varier le paramètre de régularisation μ (méthode de Tikhonov)

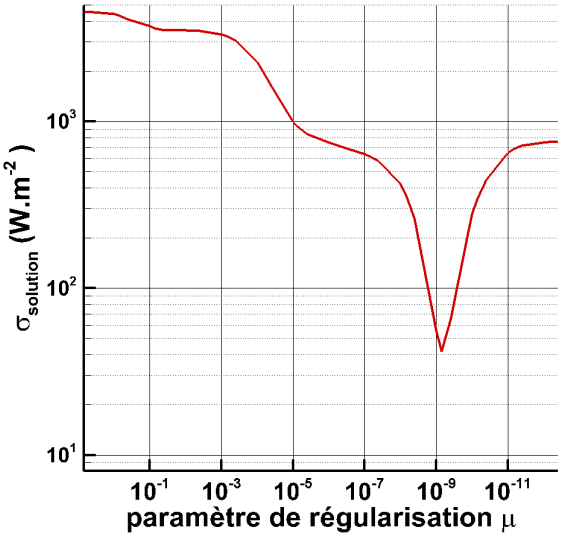

FIGURE III.2.16 – Évolution de l'écart quadratique moyen $\sigma_{solution}$ entre la solution estimée par notre problème inverse et la solution exacte, en fonction du paramètre de régularisation μ (méthode de Tikhonov)

inverse et la solution exacte, en fonction du choix du paramètre μ (figure III.2.16). On constate alors que la valeur optimale pour μ est en réalité de 7.10^{-10}.
Les valeurs estimées précédemment avec les graphes de la figure III.2.15, bien que fournissant tout de même des résultats corrects, sont un peu éloignées de la valeur optimale, ce qui montre bien la difficulté de régler le paramètre de régularisation lorsque l'on ne connait pas la véritable solution du problème.
De plus, on peut constater que la fenêtre optimale pour régler μ est finalement assez étroite : un creux assez étroit est observé entre $\mu = 10^{-8}$ et $\mu = 10^{-10}$ sur le graphe de la figure III.2.16. La détermination de μ est donc assez délicate car une faible erreur augmente considérablement l'erreur commise sur l'estimation de la solution du problème inverse.

III.2.3.4.2 Décomposition en valeurs singulières (SVD)

Cette méthode consiste à décomposer la matrice $(S^T S)$ sous la forme $S^T S = U W V^T$ avec W une matrice diagonale contenant les valeurs singulières de $(S^T S)$ et U et V deux matrices orthogonales. L'idée est alors de retirer les plus petites valeurs singulières, car elles sont responsables de la hausse du conditionnement de la matrice.
Dans notre cas, nous pouvons tracer le spectre de la matrice W (voir figure III.2.17), en triant par ordre décroissant ses valeurs singulières (numérotées avec l'indice i). On peut alors estimer graphiquement où effectuer la coupure pour éliminer les petites valeurs et améliorer le conditionnement de la matrice reconstituée en tronquant les matrice W, U et V. Dans notre cas, on constate une forte baisse des valeurs singulières située entre $i \simeq 500$ et $i \simeq 625$. Cela suggère donc a priori de tronquer le spectre à partir de ces valeurs, ce que nous allons vérifier.

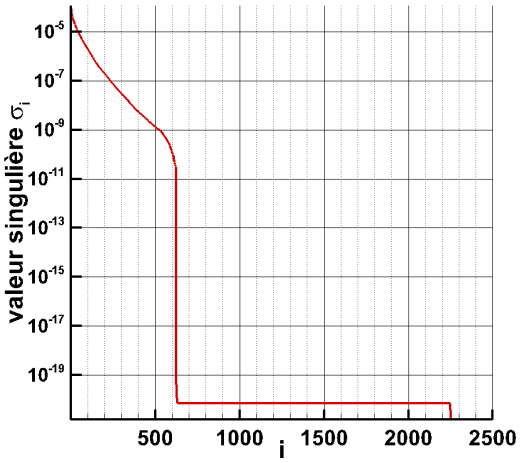

FIGURE III.2.17 – Spectre de la matrice W (2250 valeurs singulières)

De manière analogue avec ce qui a été fait dans le paragraphe précédent, nous pouvons tracer l'évolution de σ_y et du conditionnement de la matrice en fonction du nombre de valeurs singulières conservées (figure III.2.18 A), ou tracer la courbe en L (figure III.2.18 B) pour observer l'effet de la régularisation et choisir quelles valeurs propres conserver. On obtiendrait respectivement une coupure vers 425 et 500.

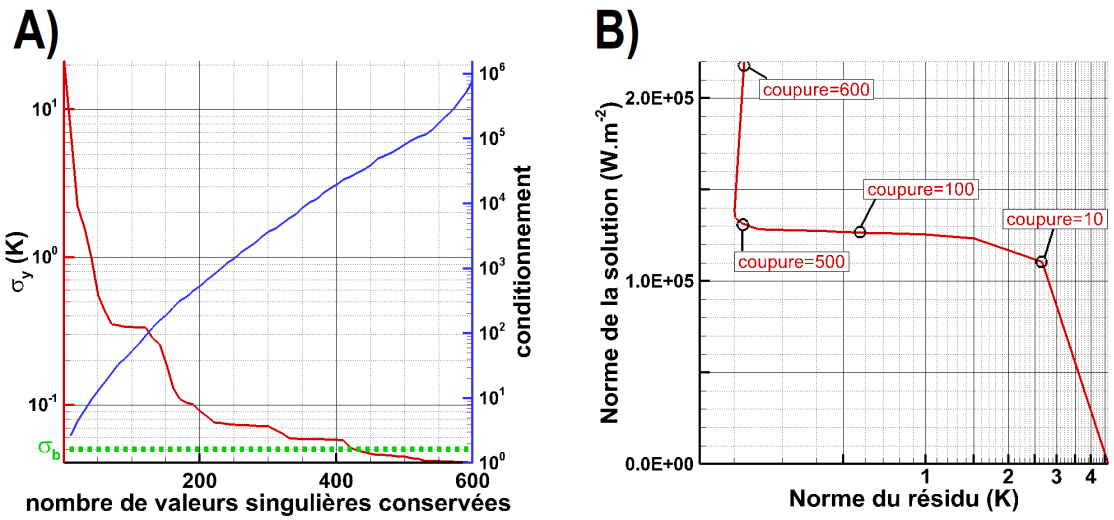

FIGURE III.2.18 – **A)** Évolution de l'écart type σ_y entre les valeurs mesurées Y^m et celles recalculées à partir de notre estimation $Y(\hat{U})$, ainsi que du conditionnement de la matrice $S^T S$ en fonction du nombre de valeurs singulières conservées **B)** « Courbe en L » obtenue en faisant varier le nombre de valeurs singulières conservées (position de la coupure)

Enfin, nous pouvons également tracer l'écart-type $\sigma_{solution}$ entre la solution estimée par notre problème inverse et la « vraie » solution (figure III.2.19). La valeur optimale est obtenue pour une coupure à 530.

Les différentes méthodes fournissent des résultats cohérents entre eux, même si la position de la coupure déterminée avec le graphe III.2.18 A est un peu trop précoce. Néanmoins, comme pour la mise en place de la méthode de Tikhonov, on constate encore une fois que la fenêtre de réglage du paramètre de régularisation optimal est très étroite (on constate sur la figure III.2.19 que le « creux » autour de la valeur optimale est très étroit). Il est ainsi assez difficile, sans connaître la solution recherchée, de déterminer assez précisément et assurément la valeur de ce paramètre de régularisation.

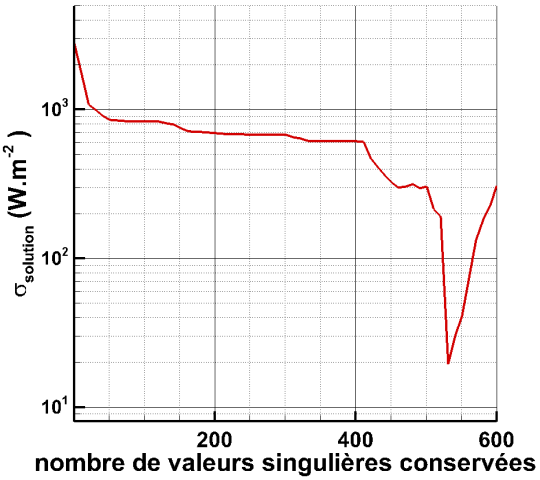

FIGURE III.2.19 – Évolution de l'écart type $\sigma_{solution}$ entre la solution estimée par notre problème inverse et la solution exacte en fonction du nombre de valeurs singulières conservées.

III.2.3.4.3 Réduction du nombre d'inconnues : approximation sur une base de fonctions

Enfin, la dernière méthode étudiée consiste à réduire le nombre d'inconnues recherchées $n_{inconnues}$. Pour cela, il est possible de simplement réduire la résolution de la discrétisation choisie pour représenter l'inconnue φ_{av}. Cependant, pour stabiliser suffisamment le problème, cela peut impliquer de perdre beaucoup d'information sur l'inconnue et obtenir seulement sa répartition grossière. La figure III.2.20 illustre un résultat obtenu en cherchant une inconnue de taille $n_{inconnues} = 10 \times 10$, en gardant le même nombre de mesures en face arrière ($n_{mesures} = 45 \times 50$). Le problème est stable et ne nécessite aucune autre méthode de régularisation (type Tikhonov ou SVD), mais la solution est alors discrétisée grossièrement.

Par conséquent, nous allons étudier ici une approche plus élégante pour réduire le nombre d'inconnues du problème : rechercher le flux inconnu φ_{av} sous la forme d'une combinaison linéaire de fonctions, plutôt que par une approche discrète. Rechercher l'inconnue du problème revient alors à rechercher les p coefficients de l'approximation de la distribution inconnue sur une base de fonctions connues.

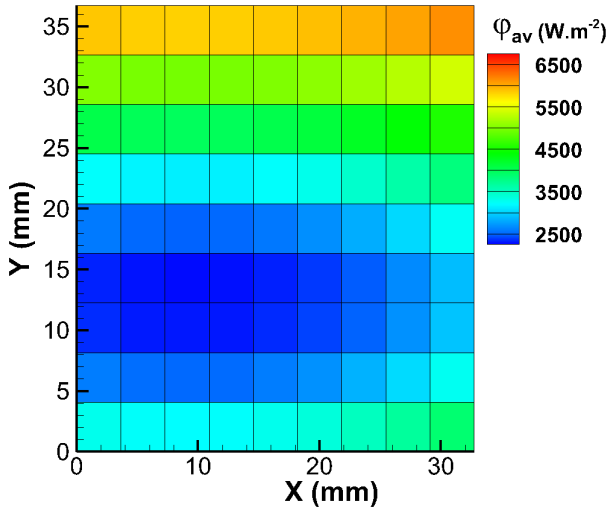

FIGURE III.2.20 – Estimation de la densité de flux φ_{av} recherchée sous la forme de $n_{inconnues} = 10 \times 10$ inconnues à partir de températures bruitées, sans utiliser d'autres méthodes de régularisation.

Afin de construire notre base de fonctions, nous avons utilisé les polynômes de Bernstein. Pour un degré $m \geqslant 0$, il y a $m+1$ polynômes de Bernstein $\mathcal{B}_0^m$,...,$\mathcal{B}_m^m$ définis sur l'intervalle [0 ;1] par :

$$\mathcal{B}_i^m(u) = \binom{m}{i} u^i (1-u)^{m-i} \quad , \quad i = 0 \text{ à } m \tag{III.2.39}$$

où les $\binom{m}{i}$ sont les coefficients binomiaux :

$$\binom{m}{i} = \frac{m!}{i!\,(m-i)!} \tag{III.2.40}$$

En guise d'exemple, les 4 polynômes de Bernstein de degré 3 sont disponibles sur la figure III.2.21.

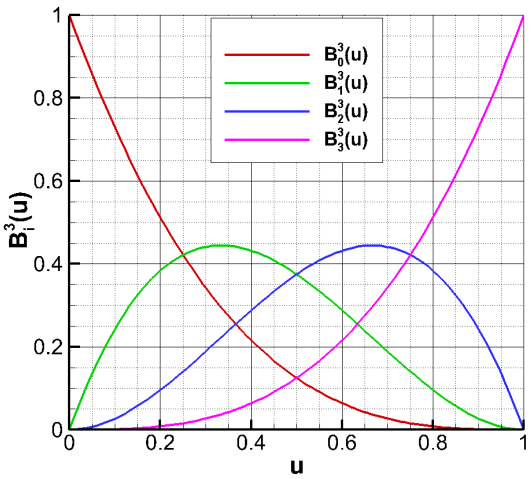

FIGURE III.2.21 – Polynômes de Bernstein de degré 3

Le choix de cette base, plutôt que la base canonique, nous a paru plus judicieux compte-tenu de la forme du flux inconnu recherché. En effet, les nombreuses études visant à déterminer des distributions de coefficients d'échanges en impact de jet, sur paroi fixe ou en rotation, indiquent une forme générale « en cloche » avec un maximum situé proche de point d'impact (mais pas forcément exactement en ce point), avec un éventuel ressaut. Le flux de chaleur correspondant à cette répartition présente une forme similaire. Une approximation sur une base de polynômes de Bernstein, qui sont des fonctions de forme semblable, apparaît donc appropriée.

Afin de réaliser une fonction 2D, on définit pour un degré (m_x+m_y), une famille de polynômes à deux variables obtenus en multipliant deux polynômes de Bernstein :

$$\mathcal{P}_{i,j}^{m_x+m_y}(x,y) = \binom{m_x}{i} x^i (1-x)^{m_x-i} \times \binom{m_y}{j} y^j (1-y)^{m_y-j} \tag{III.2.41}$$

avec $i \in [\![0; m_x]\!]$ et $j \in [\![0; m_y]\!]$, ainsi que $x \in [0;1]$ et $y \in [0;1]$.
On obtient donc $(m_x+1) \times (m_y+1)$ polynômes, et autant d'inconnues $\alpha_{i,j}$ à déterminer pour notre problème inverse, si on cherche φ_{av} sous la forme suivante (en replaçant le domaine physique de la distribution inconnue dans $[0;1] \times [0;1]$) :

$$\varphi_{av}(x,y) = \sum_i \sum_j \alpha_{i,j} \times \mathcal{P}_{i,j}^{m_x+m_y}(x,y) \tag{III.2.42}$$

Pour reprendre le formalisme introduit dans la section III.2.2, cela revient à transformer le terme BU dans l'équation III.2.11, à partir de la formulation III.2.42, en $B_{\mathcal{P}} U_\alpha$, où les composantes du vecteur U_α sont les coefficients $\alpha_{i,j}$. La matrice $B_{\mathcal{P}}$ est une nouvelle matrice associée au vecteur U_α, et contient les termes $\mathcal{P}_{i,j}^{m_x+m_y}(x,y)$, pour $i \in [\![0; m_x]\!]$ et $j \in [\![0; m_y]\!]$.

Dans cette situation, le paramètre de régularisation est donc le nombre de coefficients $\alpha_{i,j}$ à estimer (soit $(m_x+1) \times (m_y+1)$ inconnues). De manière similaire à ce qui a été fait pour les autres méthodes, on peut tracer en fonction de ce paramètre les évolutions du conditionnement de la matrice $(S^T S)$, de l'écart-type σ_y et tracer la courbe en L comme illustré sur la figure III.2.22 (pour assurer une meilleure visibilité sur la figure, on limitera le nombre de possibilités en ne considérant ici que les cas où $m_x = m_y$).

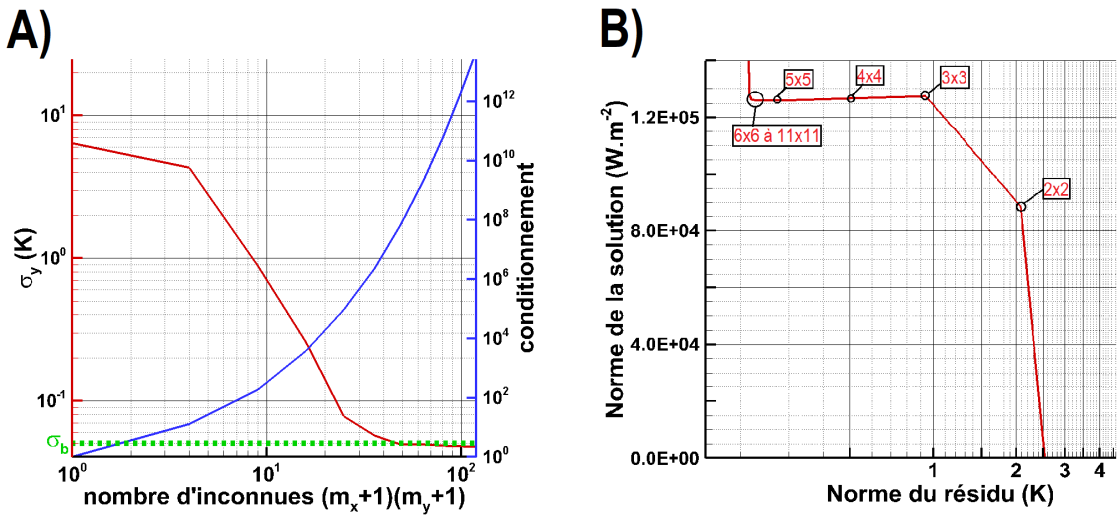

FIGURE III.2.22 – **A)** Évolution de l'écart type σ_y entre les valeurs mesurées Y^m et celles recalculées à partir de notre estimation $Y(\hat{U})$, ainsi que du conditionnement de la matrice $(S^T S)$ en fonction du nombre d'inconnues $\alpha_{i,j}$ à déterminer (soit $(m_x+1)\times(m_y+1)$ inconnues) **B)** « Courbe en L » obtenue en faisant varier le nombre d'inconnues $\alpha_{i,j}$ à déterminer.

En utilisant le graphe A la dernière valeur de σ_y au dessus de σ_b est obtenue pour 36 inconnues, soit $m_x = m_y = 5$. Cependant σ_y ne diminue que très lentement passé cette valeur. En utilisant la figure B, on constate que la courbe en L évolue effectivement peu au delà de 6×6 inconnues (soit $m_x = m_y = 5$). La solution finit tout de même par devenir instable au delà de 11×11 inconnues.

Enfin, la figure III.2.23 présente l'écart-type observé entre le flux estimé et la solution exacte, en conservant $m_x = m_y$ dans un premier temps (A), puis en observant toutes les combinaisons possibles (B). On constate que le réglage optimal est ($m_x = 4$; $m_y = 5$), et donc seulement 30 inconnues à estimer (ou 36 inconnues si on s'impose $m_x = m_y$).

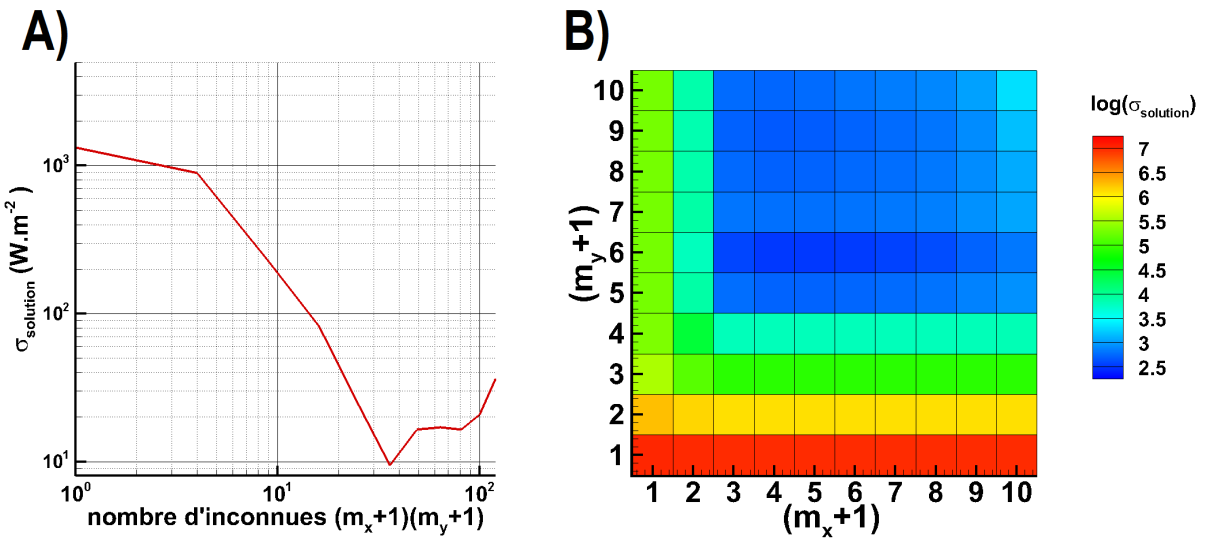

FIGURE III.2.23 – **A)** Évolution de l'écart type $\sigma_{solution}$ entre la solution estimée par notre problème inverse et la solution exacte en fonction du nombre d'inconnues $\alpha_{i,j}$ à déterminer (soit $(m_x + 1) \times (m_y + 1)$ inconnues, avec $m_x = m_y$). **B)** Idem, avec cette fois les cas où $m_x \neq m_y$.

Cette fois, toutes les méthodes ont abouti au même choix du paramètre de régularisation : $m_x = m_y = 5$, soit 36 inconnues. De plus, contrairement aux deux méthodes précédentes, une erreur sur le choix du paramètre de régularisation semble moins préjudiciable : la solution trouvée est ici très satisfaisante si l'on choisit des valeurs de m_x et m_y comprise entre 5 et 9, ce qui forme une fenêtre assez grande. Une recherche sous la forme de trop peu d'inconnues donne un résultat peu satisfaisant, mais il faut a contrario augmenter fortement le nombre de degrés de libertés pour commencer à retrouver une solution instable (dans notre cas, au delà d'une centaine d'inconnues, le problème commence à présenter de nouveau des signes d'instabilités et à dégrader la solution).

La figure III.2.24 illustre la solution estimée par ce modèle. La répartition inconnue (Fig. III.2.13 A) est effectivement correctement estimée. Ce type de régularisation semble être particulièrement adapté à notre problème, la répartition du flux inconnu à déterminer étant plutôt douce et facile à obtenir par régression polynomiale (c'est le cas dans cet exemple numérique, mais également pour les flux observés en pratique, comme nous allons le voir dans la section suivante).

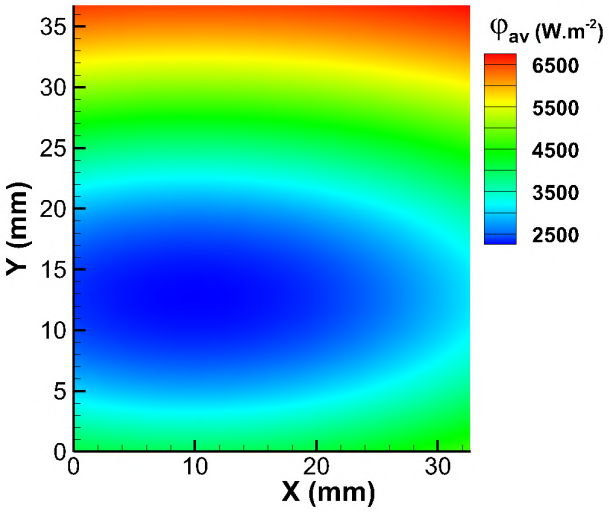

FIGURE III.2.24 – Estimation de la densité de flux φ_{av} recherchée sous la forme d'une somme de $5 \times 6 = 30$ fonctions (Eq. III.2.42 avec $m_x = 4$ et $m_y = 5$), à partir de températures bruitées.

III.2.3.4.4 Conclusion sur les méthodes de régularisation

La résolution d'un problème purement numérique, où une mesure de température de paroi à été simulée à partir d'un calcul direct, a permis de valider le bon fonctionnement de la méthode et de tester différentes stratégies de régularisation de la solution. L'avantage de ce mode opératoire est de connaître à l'avance la solution que l'on cherche à estimer, ce qui permet de la comparer à la solution fournie par la résolution du problème inverse. En pratique, cela n'est pas possible, ce qui complexifie le choix du paramètre de régularisation nécessaire à la stabilisation de la solution.
Parmi les trois méthodes de régularisation étudiées, la décomposition de l'inconnue sur une base de fonctions est la méthode la plus adaptée à notre situation. Le choix du paramètre de régularisation (degré du polynôme) est plus simple à déterminer (notamment, il s'agit d'un entier, contrairement à la méthode de Tikhonov par exemple) : en augmentant progressivement le degré du polynôme, on converge très rapidement vers un résultat satisfaisant. Le nombre de degrés de liberté sur la solution étant limité par le faible nombre d'inconnues à estimer, la répartition de flux obtenue est par définition assez « lisse », sans risque de présenter des discontinuités ou aberrations locales, comme observé typiquement avec les autres méthodes de régularisation pour peu que le paramètre soit légèrement mal réglé. Par conséquent, cette méthode semble plus facilement utilisable sur un grand nombre de données. La fenêtre de réglage du paramètre de régularisation est ici plus permissive, et nos répartitions de flux étant dans la pratique de formes assez similaires, le degré du polynôme nécessaire pour estimer la solution change également peu.
Par conséquent, c'est cette méthode de régularisation qui a été sélectionnée pour exploiter les données expérimentales [17].

III.2.3.5 Résolution à partir de données expérimentales

Appliquons désormais la méthode inverse dans un cas réel, en utilisant en entrée du problème inverse des données expérimentales. En guise d'exemple, nous présenterons ici les calculs effec-

17. On notera d'ailleurs que rien n'empêche, après avoir effectué la décomposition sur une base de fonctions, d'appliquer une régularisation additionnelle par la méthode de Tikhonov ou par SVD. Cependant, cela n'a pas été nécessaire ici.

tués dans les conditions expérimentales indiquées dans le tableau III.2.1. Ce cas particulier a été choisi car il constitue une situation représentative des différentes mesures effectuées, tout en présentant de forts gradients de température sur la plaque ainsi que des échanges thermiques avec l'air ambiant importants en face arrière du fait de la haute vitesse de rotation du disque (ce qui est à priori un critère défavorable, entraînant une plus grosse différence de température entre l'avant et l'arrière de la plaque, et favorisant les effets de conduction 3D dans l'épaisseur de la plaque).

Paramètre	Valeur
Vitesse de rotation	N_{ref}
Diamètre d'injection	2 mm
Reynolds d'injection	375
Température d'injection	18,0 °C
Température ambiante	21,0 °C
Flux surfacique moyen imposé par effet Joule	124 kW.m^{-2}

Tableau III.2.1 – Description des conditions expérimentales relatives à la mesure exploitée en guise d'exemple dans cette section.

À partir des mesures de température en face arrière du disque Tp_{ar}, il est donc possible en résolvant le problème inverse, d'estimer les flux inconnus du modèle φ_{av} et $\varphi_{latéral}$, puis de calculer h en appliquant la méthode présentée dans la section III.2.3.3. Pour cela, la thermographie infrarouge fournit $100 \times 89 = 8900$ points de mesure sur la face arrière du modèle (chacune de ces mesures correspondant à un pixel de l'image). Afin de régulariser la solution du problème inverse, le flux surfacique inconnu φ_{av} sera décomposé sur une base de fonctions (voir section III.2.3.4.3 et Eq. III.2.42).
La densité de flux sur les parois latérales du modèle $\varphi_{latéral}$, a quant à elle été cherchée dans un premier temps sous la forme de plusieurs inconnues discrètes (4 inconnues sur chacune des faces du modèle). Néanmoins, les premiers calculs effectués ont montré que la valeur de ce flux surfacique échangé avec l'extérieur du domaine modélisé était très faible comparé au flux φ_{av} (moins de 0,5 %). Le modèle a donc été simplifié par la suite en considérant ces parois adiabatiques, sans aucun changement notable sur la solution estimée pour φ_{av}, et par conséquent h.

De manière similaire à ce qui a été fait dans le cas « numérique » présenté dans la section III.2.3.4.3, le choix du paramètre de régularisation, en l'occurrence le degré du polynôme, peut être déterminé en traçant les graphes de la figure III.2.25. Le graphique B permet ainsi de constater que la solution devient instable au delà de 10×10 inconnues. De plus, la norme du résidu évolue peu au delà de 6×6 inconnues, suggérant que le degré du polynôme à rechercher est suffisant pour estimer correctement la solution en flux. Pour cet exemple, le réglage retenu est donc $m_x = 5$ et $m_y = 5$. Nous avons également considéré les cas où $m_x \neq m_y$, mais utiliser le même nombre d'inconnues dans les deux dimensions est plus simple : globalement, le résultat final change peu tant que m_x et m_y sont compris entre 5 et 9. Il est difficile, sans connaître à l'avance la solution recherchée (comme c'était le cas lors de l'étude d'un cas « numérique ») de déterminer avec précision le couple (m_x, m_y) optimal.
Il est également à noter que chercher à déterminer le couple (m_x, m_y) à l'aide du graphe de la figure III.2.25 A, en cherchant à maintenir σ_y le plus bas possible, mais au dessus de l'écart-type du bruit de mesure des température σ_b, n'est pas aisé en situation réelle : lors du problème purement numérique, la valeur de cet écart-type σ_b était connue avec certitude, mais son estimation dans le cas de véritables mesures est assez difficile à déterminer.
Après avoir obtenu la répartition du flux inconnue φ_{av}, il est alors possible de calculer le coefficient d'échange convectif h imposé par l'huile sur le disque en suivant la méthodologie présentée précédemment (voir figure III.2.12).

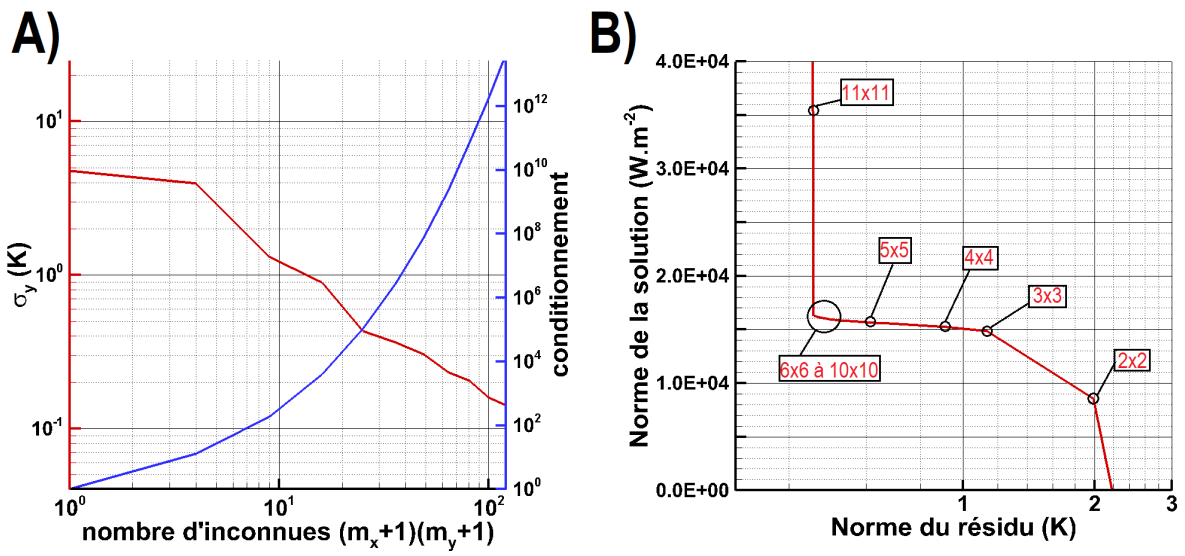

FIGURE III.2.25 – **A)** Évolution de l'écart type σ_y entre les valeurs mesurées Y^m et celles recalculées à partir de notre estimation $Y(\hat{U})$, ainsi que du conditionnement de la matrice $(S^T\,S)$ en fonction du nombre d'inconnues $\alpha_{i,j}$ à déterminer (soit $(m_x+1)\times(m_y+1)$ inconnues) **B)** « Courbe en L » obtenue en faisant varier le nombre d'inconnues $\alpha_{i,j}$ à déterminer.

III.2.4 Confrontation avec une méthode de résolution simplifiée et conclusion

Lors de l'exploitation du premier banc d'essais, où les conditions étaient à priori plus favorables à l'hypothèse d'une conduction monodimensionelle dans l'épaisseur de la plaque (plaque deux fois plus fine et flux conduits moins élevés), une méthode simplifiée a été mise en place pour déterminer h en effectuant un bilan de flux 1D : voir section II.2 pour plus de détails sur la méthode.
Nous avons appliqué cette méthode simplifiée aux données relevées sur le banc 2 afin de pouvoir les comparer aux résultats de la méthode inverse décrite au cours de ce chapitre. Une comparaison du coefficient d'échange h obtenu à l'aide des deux méthodes (dans le cadre des données expérimentales présenté au paragraphe précédent) est disponible sur la figure III.2.26. L'écart observé entre les deux résultats demeure assez faible : l'erreur relative maximale est de 4,5% (de façon très locale). L'écart moyen constaté est de seulement 1,5% sur l'ensemble du domaine. De plus, en étudiant le profil radial du coefficient d'échange h (sa répartition étant axisymétrique (voir section III.3.3.1), ces profils sont obtenus en effectuant la moyenne sur plusieurs rayons), tel que représenté sur le graphe B de la figure III.2.26, on constate que les résultats délivrés par les deux méthodes sont effectivement très proches.
Ainsi, cela montre que l'hypothèse d'une conduction monodimensionnelle au travers de la plaque était bel et bien applicable dans cette situation. En appliquant le même protocole à d'autres conditions expérimentales, le constat est le même (voir tableau III.2.2).

La mise en place de cette méthode inverse a donc permis de justifier la véracité de l'hypothèse de conduction monodimensionnelle au travers de la plaque, pour les situations rencontrées sur ce banc d'essais [18] (plaque de 1,6 mm d'épaisseur). La méthode simplifiée est cependant plus aisée à mettre en place pour l'exploitation d'un nombre élevé de mesures, car elle nécessite moins de temps de calcul et a l'avantage d'être applicable à n'importe quel cas de figure sans avoir à régler un paramètre de régularisation. **C'est donc finalement cette méthode simplifiée, utilisée sur le premier banc et décrite dans la section II.2 qui sera utilisée pour l'exploitation des données du banc 2.**

18. et à postériori pour les mesures effectuées sur le premier banc, où la situation est encore plus avantageuse.

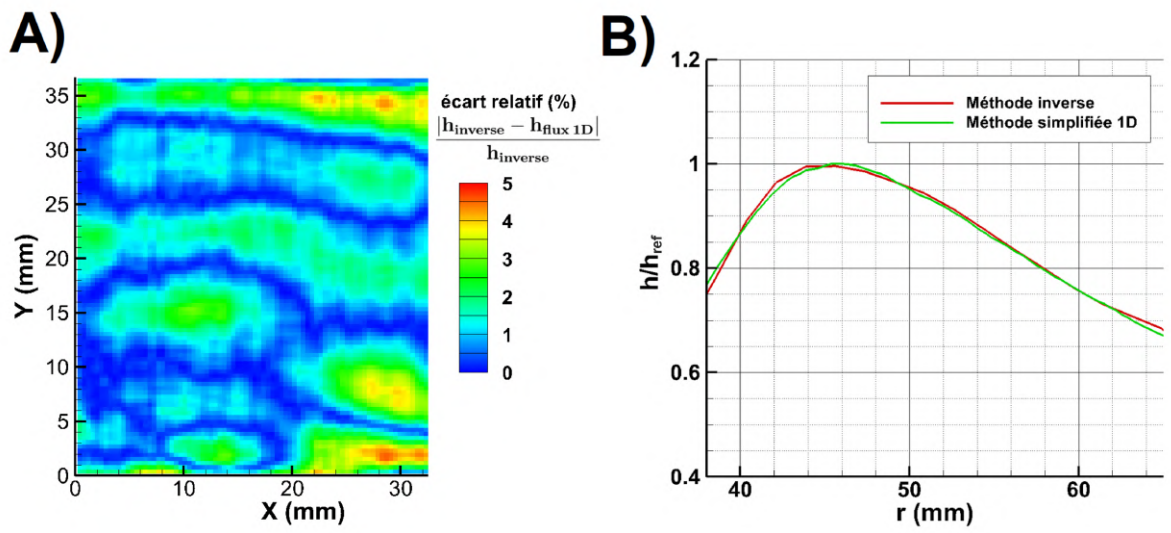

FIGURE III.2.26 – **A)** Écart relatif entre le coefficient d'échange $h_{inverse}$ obtenu avec la méthode inverse et $h_{flux\,1D}$ obtenu avec une méthode simplifiée (hypothèse d'une conduction monodimensionnelle) utilisée pour le banc 1. **B)** Comparaison des deux méthodes : coefficient d'échange h (adimensionné par une valeur de référence h_{ref}) en fonction du rayon r depuis l'axe de rotation du rotor (obtenu en effectuant la moyenne sur plusieurs rayons).

Temp. huile	Re_j	vitesse de rotation	écart max	écart moyen	(m_x, m_y)
18 °C	375	N_{ref}	4,5%	1,5%	(5,5)
18 °C	375	4/9 N_{ref}	4,6%	1,9%	(5,5)
18 °C	375	1/9 N_{ref}	6,1%	2,3%	(6,6)
18 °C	170	N_{ref}	3,8%	1,2%	(5,5)
18 °C	660	N_{ref}	6,5%	2,8%	(5,5)
73 °C	1025	N_{ref}	4,0%	1,8%	(5,5)
73 °C	1025	4/9 N_{ref}	5,3%	2,2%	(4,4)
73 °C	1025	1/9 N_{ref}	3,9%	1,2%	(6,6)
73 °C	2050	N_{ref}	5,8%	2,4%	(5,5)

TABLEAU III.2.2 – Comparatif des deux méthodes de détermination de h (méthode inverse complète et hypothèse d'une conduction 1D) pour divers cas expérimentaux représentatifs des essais menés durant la thèse. Pour chaque cas est indiqué la température d'injection de l'huile, le Reynolds d'injection de l'huile, la vitesse de rotation du disque, l'écart relatif maximal observé entre les deux méthodes, l'écart relatif moyen et le choix du paramètre de régularisation retenu.

Néanmoins, le développement de l'approche par problème inverse pourrait s'avérer utile pour l'exploitation de rotors aux géométries plus complexes, se rapprochant plus des véritables géométries rencontrées dans l'industrie (voir les perspectives de la thèse en conclusion). L'hypothèse d'une conduction 1D ne pourra alors plus être utilisée. Le principe de la méthode resterait alors le même, en utilisant un modèle géométrique plus complexe, toujours réalisé sous COMSOL Multiphysics® ou par un autre logiciel de modélisation permettant l'extraction des matrices A, B et C du modèle en représentation d'état.

III.2.5 Incertitudes

L'incertitude sur la détermination du coefficient d'échange h est calculée par propagation d'erreurs selon la même méthode que celle présentée dans la section II.2.6 pour l'exploitation du premier banc (voir détail des calculs en annexe A).
En considérant l'ensemble des configurations rencontrées, l'erreur maximale sur h a été estimée à ±20.5% (incertitude globale[19]). Cette valeur correspond à la situation la plus défavorable, avec une température de jet éloignée de celle de l'ambiante (T_{jet} = 73 °C) et une mesure située au niveau du point d'impact du jet, où l'écart entre la température de référence et celle de la plaque est minimale : l'erreur relative sur la différence de température que l'on y mesure est alors maximale. Il est cependant à noter que 50% des points de mesure présentent une erreur globale inférieure à ±11,9%.
De plus, l'erreur sur le calcul de h augmente également avec la vitesse de rotation car le flux de chaleur évacué à l'arrière du disque avec l'air ambiant prend plus d'importance, ce qui augmente la différence de température de part et d'autre de la plaque. Le tableau III.2.3 présente l'évolution de cette erreur avec la vitesse de rotation. On constate effectivement qu'à basse vitesse de rotation, on commet moins d'erreur sur l'estimation de h.

vitesse de rotation	Incertitude globale maximale sur h
1/30 N_{ref}	12,0%
1/9 N_{ref}	14,9%
4/9 N_{ref}	17,1%
7/9 N_{ref}	18,9%
N_{ref}	19,3%
4/3 N_{ref}	20,5%

Tableau III.2.3 – Incertitudes globales maximales estimées (incertitude relative sur h) en considérant l'ensemble des configurations étudiées pour une vitesse de rotation donnée

Les erreurs aléatoires entre nos mesures (répétabilité) sont quant à elles estimées sous les ±3,9%.
Le tableau III.2.4 récapitule les incertitudes maximales estimées lors de l'exploitation du banc et les principales sources d'erreurs identifiées.
La principale source d'erreur est l'estimation du terme ($Tp_{av} - T_{ref}$). Ainsi, lors des essais, nous avons veillé à imposer une puissance de chauffe (par effet Joule) au niveau de la plaque suffisamment grande pour obtenir un écart de température entre la plaque et l'huile supérieur à 20 K.

Sources d'erreur	Incertitude globale	Incertitude aléatoire
différence de température ($Tp_{av} - T_{ref}$)	12,3%	3,0%
flux de chauffe φ_{elec}	6,9%	0,6%
pertes à l'arrière de la plaque φ_{pertes}	1,3%	0,3%
total	20,5%	3,9%

Tableau III.2.4 – Récapitulatif des incertitudes maximales estimées (incertitude relative sur h). Mise en évidence de l'ordre de grandeur des principales sources d'erreurs

19. Incertitude globale = incertitude systématique + incertitude aléatoire

III.3 | Présentation des résultats

III.3.1 Introduction

Le but de cette section est de présenter les résultats (mesures thermiques et visualisations) obtenus lors de l'exploitation de ce second banc étudiant le refroidissement d'un jet d'huile impactant un disque en rotation. L'objectif est de comprendre et quantifier l'effet de différents paramètres sur les échanges convectifs : comme mentionné lors de l'étude bibliographique, très peu d'études se sont intéressées à cette configuration, où le jet d'huile n'impacte pas le disque en son centre. De plus, la méthode de mesure thermique mise en place permet d'observer la répartition radiale des échanges sur le disque.
Ce banc étant conçu de façon à être polyvalent, de nombreux paramètres identifiés lors de l'étude bibliographique ont pu être étudiés [1] : le nombre de Reynolds d'injection Re_j, le nombre de Prandtl d'injection Pr, le nombre de Reynolds de rotation [2] Re_ω, ainsi que le diamètre de l'injecteur d.
Cependant, notre configuration est particulière et se démarque des cas généralement considérés dans la littérature : l'injection de fluide ne se fait pas au centre du disque, mais à un certain rayon R. L'analyse des résultats, que nous développerons dans cette section, a ainsi mis en évidence la nécessité d'introduire deux autres nombres sans dimension pour décrire les résultats :

- le nombre de Weber de jet :

$$We = \frac{\rho U_j^2 d}{\sigma} \tag{III.3.1}$$

  Pour rappel, σ désigne la tension superficielle de l'huile [3], qui dans notre cas est estimée à partir d'huiles similaires (voir paragraphes II.1.2 et III.1.1) ;

- le rapport de vitesse $\mathcal{M}_\omega$ défini [4] comme suit :

$$\mathcal{M}_\omega = \frac{\omega R}{U_j} \tag{III.3.2}$$

  où ωR est la vitesse angulaire du disque au niveau du point d'impact du jet et U_j la vitesse d'injection du jet.

Ces deux nombres adimensionnés seront utilisés pour décrire les interactions entre le jet et le disque en rotation, qui se sont avérées avoir un impact sur les transferts de chaleur.

Le tableau III.3.1 récapitule les gammes étudiées pour chacun de ces paramètres.

1. Ces grandeurs sont évaluées à la température d'injection T_{jet}.
2. En utilisant pour distance caractéristique le rayon total du disque R_d.
3. Pour rappel, la tension superficielle baisse en augmentant la température de l'huile.
4. On remarquera que $\mathcal{M}_\omega$ correspond en fait au rapport entre Re_ω et Re_j, à une constante près.

Paramètres	Plage de variation
Nombre de Reynolds de jet Re_j	170 - 2050
Nombre de Prandtl d'injection Pr	140 - 925
Nombre de Reynolds de rotation Re_ω	2660 - 826 000
Diamètre d'injection d	1 - 3 mm
Nombre de Weber de jet We	560 - 23 800
Rapport de vitesses $\mathcal{M}_\omega$	0,062 - 16

Tableau III.3.1 – Récapitulatif des paramètres étudiés sur le banc 2 et leur plage de variation associée

Une liste répertoriant les différents cas étudiés lors de cette thèse est également disponible en annexe C. Au total, 94 cas différents ont été étudiés. Il est à noter que pour limiter le nombre de configurations, déjà très nombreuses, une seule position « de référence » pour l'injecteur a été considérée lors de cette étude :

- la distance adimensionnée entre le disque et l'injecteur est gardée constante [5] à $Z/d = 10$,
- la position de l'injecteur par rapport à l'axe central du disque est fixée à $R = 0{,}5\ R_d$. Cette position correspond à 1/2 du rayon total du disque et environ 1/3 de la largeur de la couronne visible du disque.

Il est également à noter que le diamètre d'injection $d = d_{ref} = 2$ mm a été utilisé dans la majeure partie des configurations, notamment pour l'étude des dépendances aux paramètres présentés ci-dessus.
Une photographie annotée de ce réglage d'injection est disponible dans le chapitre décrivant le dispositif expérimental (Fig. III.1.4).

Au cours de ce chapitre, nous décrirons tout d'abord l'interaction entre le jet et le disque ainsi que la formation du film d'huile à sa surface. Cela permettra de comprendre la répartition des échanges convectifs, ainsi que d'introduire les paramètres We et $\mathcal{M}_\omega$. Nous passerons ensuite à l'étude thermique, en présentant tout d'abord quelques discussions préliminaires : mise en évidence du caractère axisymétrique du problème, mesures de la température adiabatique de paroi et variation du flux de chauffe imposé. Puis, l'ensemble des résultats thermiques seront présentés, en étudiant l'influence des différents paramètres précédemment mentionnés. Quelques corrélations empiriques seront enfin proposées, avant de conclure sur cette étude.

III.3.2 Description d'un jet d'huile impactant un disque en rotation

Avant d'aborder l'étude thermique, intéressons nous tout d'abord à l'écoulement d'huile. Nous présenterons ici, à l'aide de différentes visualisations, l'impact du jet sur la paroi en rotation ainsi que la formation du film d'huile à la surface du disque. L'objectif est de comprendre comment l'écoulement d'huile se comporte lors de son impact sur une paroi en rotation, afin de mieux appréhender l'étude des échanges convectifs.
Comme nous allons le voir, les phénomènes en jeu sont très complexes et nous ne prétendons pas fournir ici une étude complète et quantitative des mécanismes. Une compréhension complète de cet écoulement nécessiterait une étude dédiée et la mise en place de méthodologies expérimentales spécifiques (voir les perspectives de la thèse en conclusion).

5. Le choix de ne pas étudier ce paramètre est notamment conforté par les résultats obtenus en impact sur paroi fixe (paragraphe II.3.3.3) ainsi que par les visualisations du jet avant son impact sur le disque (paragraphe III.3.2.1).

III.3.2.1 Description du jet avant son impact

La rotation d'un rotor à haute vitesse peut provoquer un brassage de l'air ambiant, susceptible de perturber le jet d'huile avant son impact. Plusieurs observations du jet d'huile avant son impact ont alors été réalisées sous plusieurs angles de vue, en faisant varier les paramètres d'injection (débit et température de l'huile) ainsi que la vitesse de rotation du disque. Les figures III.3.1 et III.3.2 présentent une sélection d'observations, notamment dans une situation d'injection critique ($\mathcal{M}_\omega = 9{,}8$ i.e. faible vitesse d'injection et haute vitesse de rotation). Dans cette situation, mais également dans toutes les configurations observées, le jet n'est pas perturbé avant son impact sur le disque : la surface du jet n'est pas atomisée avant impact et aucune déviation n'est observée. **Cela permet de confirmer que l'impact du jet sur le disque est situé en face de l'injecteur pour toutes les configurations étudiées**.
Notre rotor étant un simple disque plan, l'entraînement de l'air ambiant par le disque est donc limité, et dès lors, les perturbations de l'air ambiant ne sont pas suffisantes pour interagir de façon notable sur la phase liquide : la quantité de mouvement du jet est trop importante, même pour le plus faible débit étudié. De plus, la distance séparant le disque et l'injecteur est trop faible pour observer une déviation sous l'effet de la gravité.

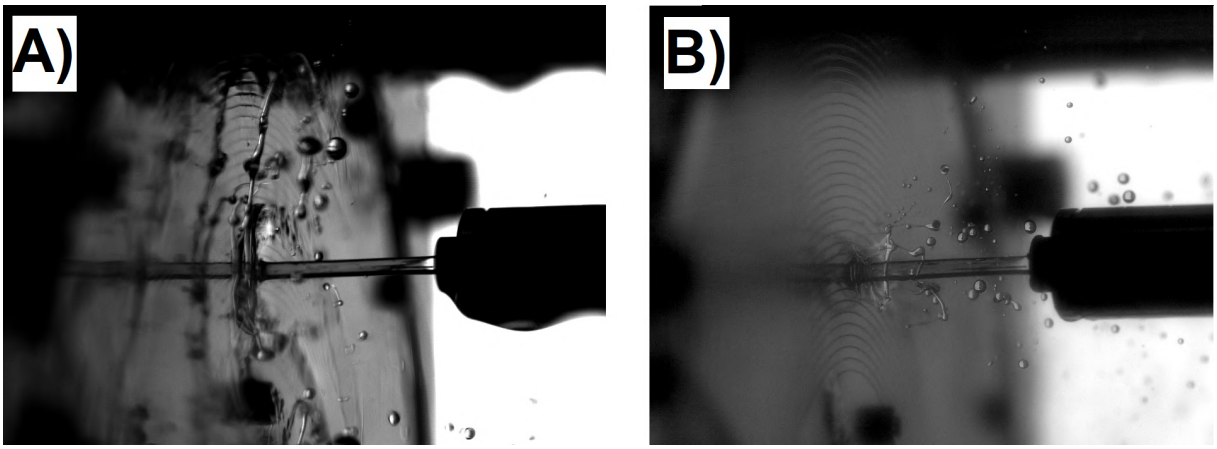

FIGURE III.3.1 – Visualisations du jet et de son impact sur le disque. Conditions d'injection constantes ($Re_j = 170$, $Pr = 737$, $d = 2\,\text{mm}$) et variation de la vitesse de rotation pour avoir : **A)** $\mathcal{M}_\omega = 0{,}82$ **B)** $\mathcal{M}_\omega = 9{,}8$.

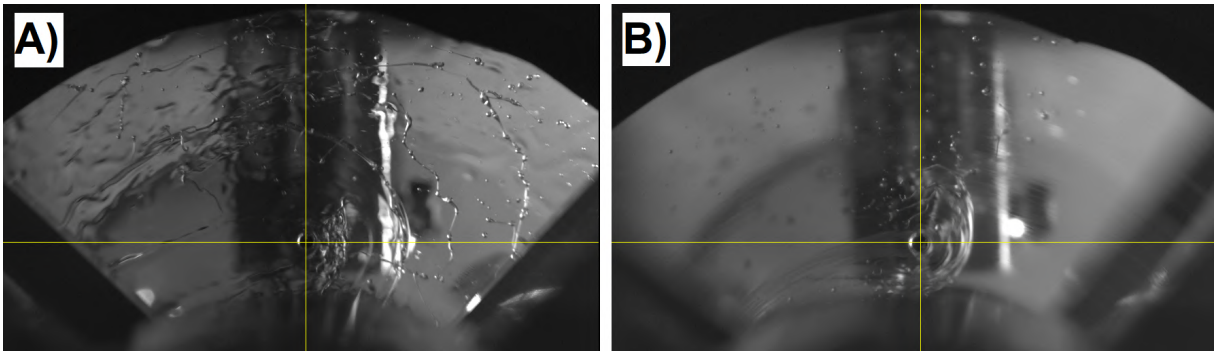

FIGURE III.3.2 – Visualisations de l'impact du jet sur un disque transparent. La position centrale de l'injecteur est indiquée en jaune. Conditions d'injection constantes ($Re_j = 170$, $Pr = 737$, $d = 2\,\text{mm}$) et variation de la vitesse de rotation pour avoir : **A)** $\mathcal{M}_\omega = 0{,}82$ **B)** $\mathcal{M}_\omega = 9{,}8$.

Ces observations, ainsi que les résultats thermiques obtenues sur le premier banc (voir section II.3.3.3), permettent de supposer que la distance Z entre l'injecteur et le disque n'est pas

un paramètre prépondérant sur les échanges convectifs, tant que l'injecteur reste à distance raisonnable du disque.

Il est à noter que dans un véritable moteur électrique, la géométrie complexe du rotor peut provoquer lors de sa rotation des circulations d'air plus importantes dans l'encoche entre le rotor et le flasque, susceptibles de dévier le jet. Ce phénomène a pu être modélisé et observé lors de l'étude complémentaire menée sur le premier banc d'essais (voir paragraphe II.3.5).

III.3.2.2 Description des interactions au niveau du point d'impact

L'interaction entre le jet et le disque au niveau du point d'impact est un phénomène complexe. Une partie de l'huile reste au contact du disque et forme un film à sa surface (voir section suivante III.3.2.3). Cependant, une autre partie de l'huile est éjectée du disque à la suite de cet impact, et ne contribue ainsi pas (ou peu) au refroidissement du rotor. Nous pouvons identifier **deux mécanismes principaux** causant ces éclaboussures :

- dans la situation retenue pour cette étude, le jet d'huile impacte le disque, non pas en son centre, mais à une certaine position radiale donnée. Ainsi, la vitesse de la paroi au niveau du point d'impact du jet peut s'avérer très importante : pour une vitesse de rotation de 4/3 N_{ref} [6], cela donne une vitesse de paroi de 51,5 m.s^{-1} en se plaçant au niveau de l'impact. Dès son impact, **le jet est alors cisaillé par cette paroi, ce qui provoque son atomisation partielle et l'éjection de fines gouttelettes** ;
- au fur et à mesure des rotations successives, un film d'huile (plus ou moins épais selon les conditions) se dépose et s'accumule à la surface du disque (voir section suivante III.3.2.3). **Cette épaisseur d'huile interagit avec le jet et forme une nappe et des gouttelettes en amont du point d'impact**.

Par la suite, nous ferons référence à ces deux modes en les nommant respectivement **mode d'atomisation** et **mode de nappe**. Selon les conditions d'injection et de rotation du disque, l'un ou l'autre de ces deux modes est observé, ou une transition entre les deux : le nombre de Weber du jet ainsi que le rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$ semblent être les deux paramètres influençant l'écoulement, comme nous allons le voir. Avant de détailler les conditions permettant la transition d'un mode à l'autre, décrivons plus en détail ces deux mécanismes.

La figure III.3.3 illustre le premier mécanisme (mode d'atomisation). Dans cette situation, le jet est partiellement atomisé dès son premier contact avec le disque, et une masse relativement importante est éjectée du disque. Ces gouttes sont éjectées dans la direction de la rotation en formant un cône. Deux zones sont identifiables : une zone d'atomisation primaire, située juste après l'impact, où le jet est atomisé sous la forme de fins filaments d'huile, suivie par une zone d'atomisation secondaire, ou ces filaments se brisent en fines gouttelettes. La photographie A de la figure III.3.3 correspond à un cas où l'atomisation secondaire du jet est encore limitée : les gouttes formées sont relativement grosses et avec une faible dispersion. En augmentant le nombre de Weber du jet (i.e. en augmentant la vitesse du jet ou en baissant la tension superficielle en augmentant la température de l'huile), les gouttelettes formées deviennent alors de plus en plus nombreuses et petites, et la masse d'huile éjectée du disque semble plus importante (voir photographie B de la Fig. III.3.3). La dispersion des gouttes se fait également selon un cône plus large.
On note également qu'augmenter la valeur du rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$, en augmentant la vitesse de rotation à conditions d'injection fixées, implique également une atomisation plus marquée, en formant des gouttelettes plus fines et en quantité plus importante (voir la photographie C de la Fig. III.3.3).

6. Il s'agit de la vitesse de rotation maximale étudiée lors de cette étude.

L'analogie avec le cas d'un jet liquide cisaillé par un écoulement d'air, présenté lors de l'étude bibliographique (voir chapitre I.3), parait alors pertinente : la description du phénomène d'atomisation était alors pilotée à la fois par le nombre de Weber du jet liquide We_l, par celui de l'écoulement d'air (gaz) We_g, ainsi que par leur rapport $We_l/We_g = q$ (rapport de quantité de mouvement). Dans le cas d'un jet cisaillé par une paroi solide, la définition de ce rapport q est cependant plus délicate. Le rapport $\mathcal{M}_\omega$ de la vitesse angulaire du disque au point d'impact et de la vitesse d'injection [7], introduit plus haut, apparait alors comme un paramètre analogue à ce rapport q.

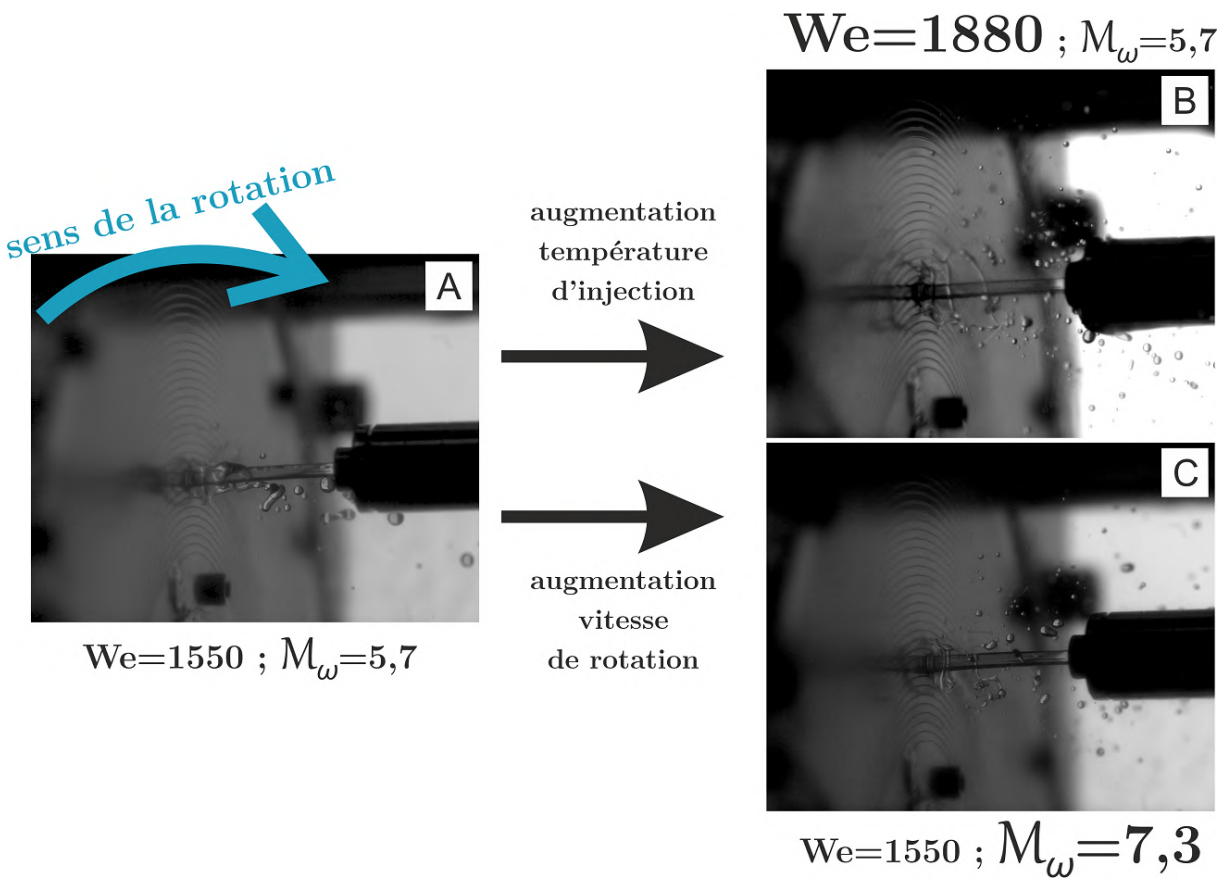

FIGURE III.3.3 – Visualisations du jet et de son impact sur le disque (mode d'atomisation), pour diverses conditions d'injection et de vitesse de rotation du disque. $d = 2$ mm.

La figure III.3.4 illustre quant à elle le second mécanisme (mode de nappe) observé lorsqu'un film d'huile épais se forme sur le disque (voir paragraphe III.3.2.3). Dans cette situation, l'huile n'est pas (ou très marginalement) atomisée sous forme de filaments ou de gouttelettes au niveau de l'impact. Le jet pénètre le film d'huile déposé lors des précédentes rotations du disque et interagit fortement avec l'huile en amont de l'impact sur le disque. Il s'y forme alors une nappe d'huile, atomisant une partie de l'huile de la surface du disque. La configuration présentée sur la photographie A de la Fig. III.3.4 présente une configuration typique où la nappe formée est globalement stable. De légères instabilités se propagent cependant sous forme de vaguelettes à la surface de cette nappe, menant à sa dislocation et atomisation en fine gouttelettes de l'huile à sa périphérie. En abaissant le nombre de Weber du jet (i.e. en augmentant la tension superficielle en baissant la température de l'huile, ou en baissant la vitesse d'injection), la nappe devient plus épaisse et subit les effets de la gravité (voir la photographie B de la Fig. III.3.4). L'huile n'est alors plus atomisée : les éclaboussures proviennent de la chute de cette nappe sur le disque ou sur l'arbre du rotor. Enfin, dans certaines configurations observées à plus haut nombre de Weber et/ou à plus haute vitesse de rotation, les instabilités à la surface

7. A priori, nous pouvons supposer que la vitesse du jet au moment de son impact avec le disque est sensiblement égale à la vitesse d'injection U_j, d'après les discussions menées dans la section III.3.2.1.

de la nappe gagnent en intensité du fait des fortes interactions avec le film en amont de l'impact, et la nappe devient instable (photographie C). Une masse plus importante d'huile est alors éjectée du disque par éclaboussures, et on tend alors à se rapprocher du premier mode identifié (mode d'atomisation).
Néanmoins, dans ce mode d'interaction, une partie importante des éclaboussures générées finissent par retomber par gravité sur le disque et contribuent ainsi tout de même au refroidissement du rotor. La perte de masse d'huile « utile » au refroidissement du rotor est ainsi plus faible, comparé a ce qui est observé dans le cas du « mode d'atomisation » précédemment décrit.

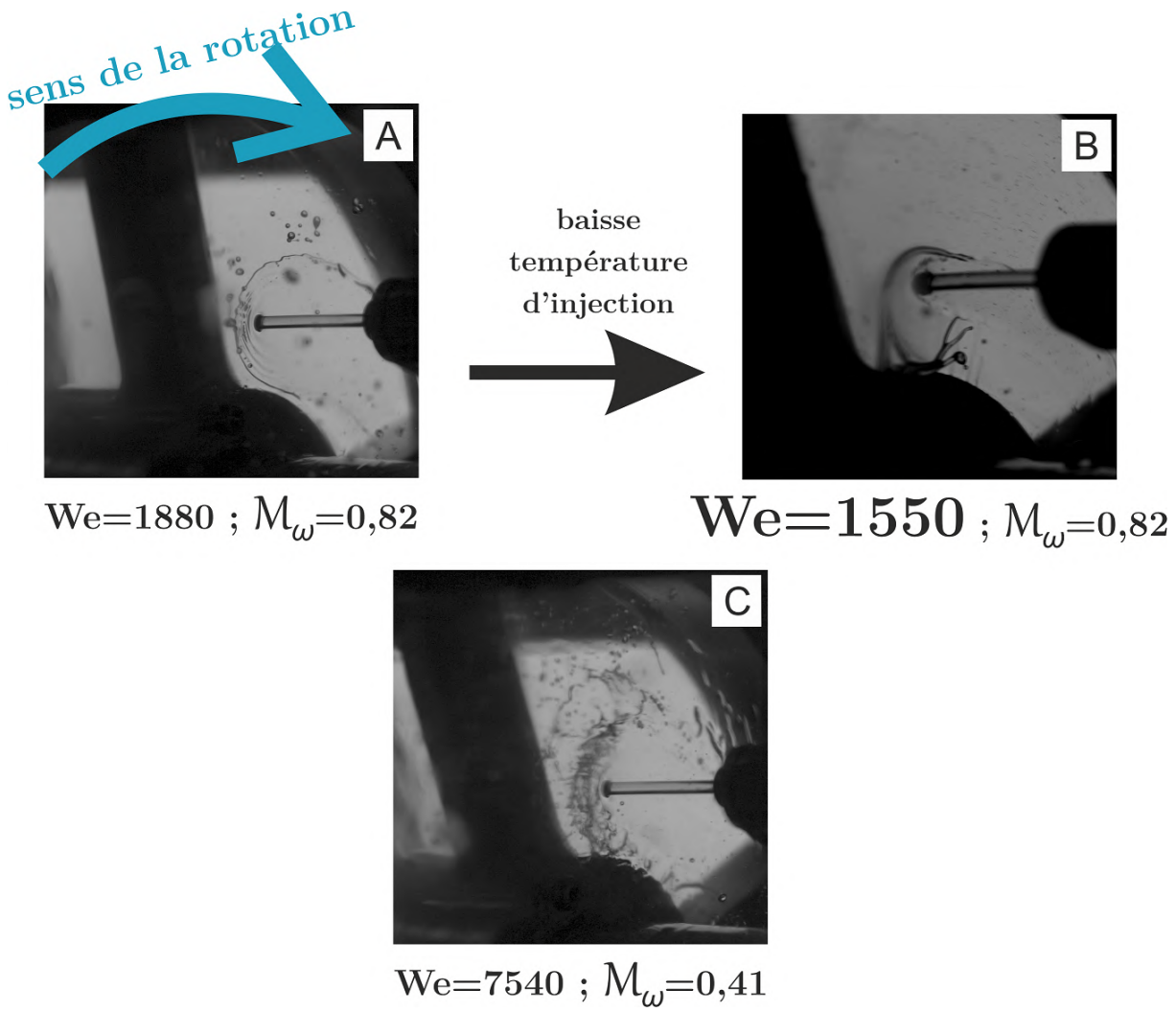

FIGURE III.3.4 – Visualisations du jet et de son impact sur le disque (mode de nappe), pour diverses conditions d'injection et de vitesse de rotation du disque. $d = 2$ mm.

Comme nous l'avons vu, plusieurs paramètres semblent contrôler les interactions entre le jet et le disque générant des éclaboussures : la vitesse d'injection, la tension superficielle de l'huile, ainsi que la vitesse de rotation du disque. Deux paramètres sans dimension, le nombre de Weber du jet We et le rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$ semblent ainsi permettre la description de ces phénomènes, en raisonnant de façon analogue au cas d'un jet liquide cisaillé par un écoulement d'air.

La figure III.3.5 synthétise l'ensemble des visualisations réalisées durant cette étude (18 cas), en associant à chaque condition testée un des modes précédemment identifiés. Afin de prendre en compte les modes transitoires, on distinguera 4 configurations :

- mode de nappe stable (exemples : Fig. III.3.4 A et B),
- mode de nappe instable (exemple : Fig. III.3.4 C),
- mode d'atomisation, avec formation de grosses gouttes peu dispersées (exemple : Fig. III.3.3 A),
- mode d'atomisation, avec formation de fines gouttes dispersées selon un large cône (exemples : Fig. III.3.3 B et C).

On peut alors constater que placer ces points sur un graphe (We-$\mathcal{M}_\omega$) permet de bien identifier les différents régimes d'interaction, ce qui montre bien que ces deux paramètres adimensionnés pilotent a priori ce phénomène : augmenter le rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$ permet de passer d'un mode de nappe à un mode d'atomisation (le cisaillement par le disque devient plus important, et le film formé à sa surface est également plus fin (voir section suivante III.3.2.3)). La transition est cependant plus précoce pour les hauts nombres de Weber, car cela favorise l'atomisation du jet en fines gouttelettes.

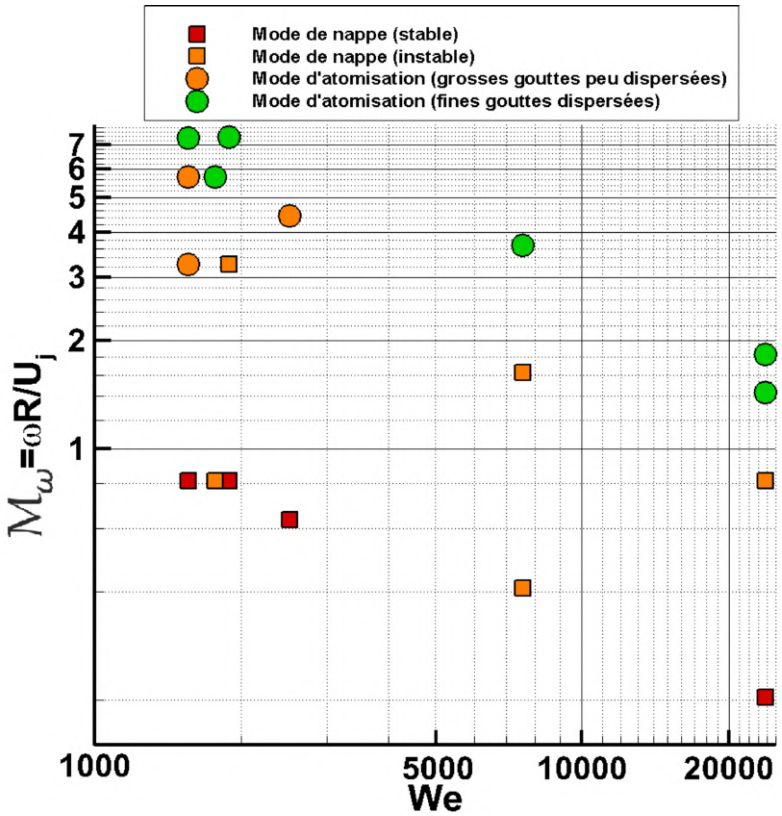

FIGURE III.3.5 – Modes d'interaction entre le jet et le disque observés, en fonction du nombre de Weber du jet We et du rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$. Les points en orange correspondent à des modes de transition entre le mode de nappe et le mode d'atomisation. $d = 2$ mm.

Une étude plus quantitative de ces mécanismes, et notamment une étude plus fine de la taille des gouttes, formerait un axe d'étude intéressant permettant d'estimer plus correctement la proportion d'huile perdue par éclaboussure et ne contribuant pas au refroidissement du rotor [8]. Néanmoins, les observations présentées ici seront d'un grand intérêt pour expliquer les résultats thermiques.

8. L'huile éjectée à l'impact pouvant notamment servir à refroidir d'autres composants du moteur.

III.3.2.3 Description de l'étalement de l'huile sur le disque

Après son impact sur le disque, la majeure partie de l'huile s'étale sur ce dernier pour former un film d'huile. La figure III.3.6 présente un exemple de visualisation [9] illustrant la formation de ce film depuis les premières rotations du disque jusqu'à l'établissement d'un régime permanent. Lors de la première rotation du disque, seule une étroite bande est recouverte d'huile. Sous l'effet des forces centrifuges, le film est progressivement décalé vers l'extérieur du disque. Ainsi, la zone située entre la position de l'injecteur et le centre du disque est, du moins dans un premier temps, pas (ou peu) au contact de l'huile. En périphérie du film, des structures en « doigts » sont observables lors de cette phase transitoire, comme indiqué sur l'image A (Fig. III.3.6). Ces structures sont semblables à celles identifiées par Ylitalo *et al.* (2019) dans le cas d'un disque impacté en son centre par un jet d'eau. Elles sont dues à des instabilités en périphérie de la zone de film, causant localement de légères différences d'épaisseur. Les zones de sur-épaisseur subissent alors une résistance visqueuse plus faible que dans les régions plus fines, ce qui entraîne une force nette plus importante dans la direction de l'étalement, créant ainsi un « doigt » où le liquide s'écoule préférentiellement.

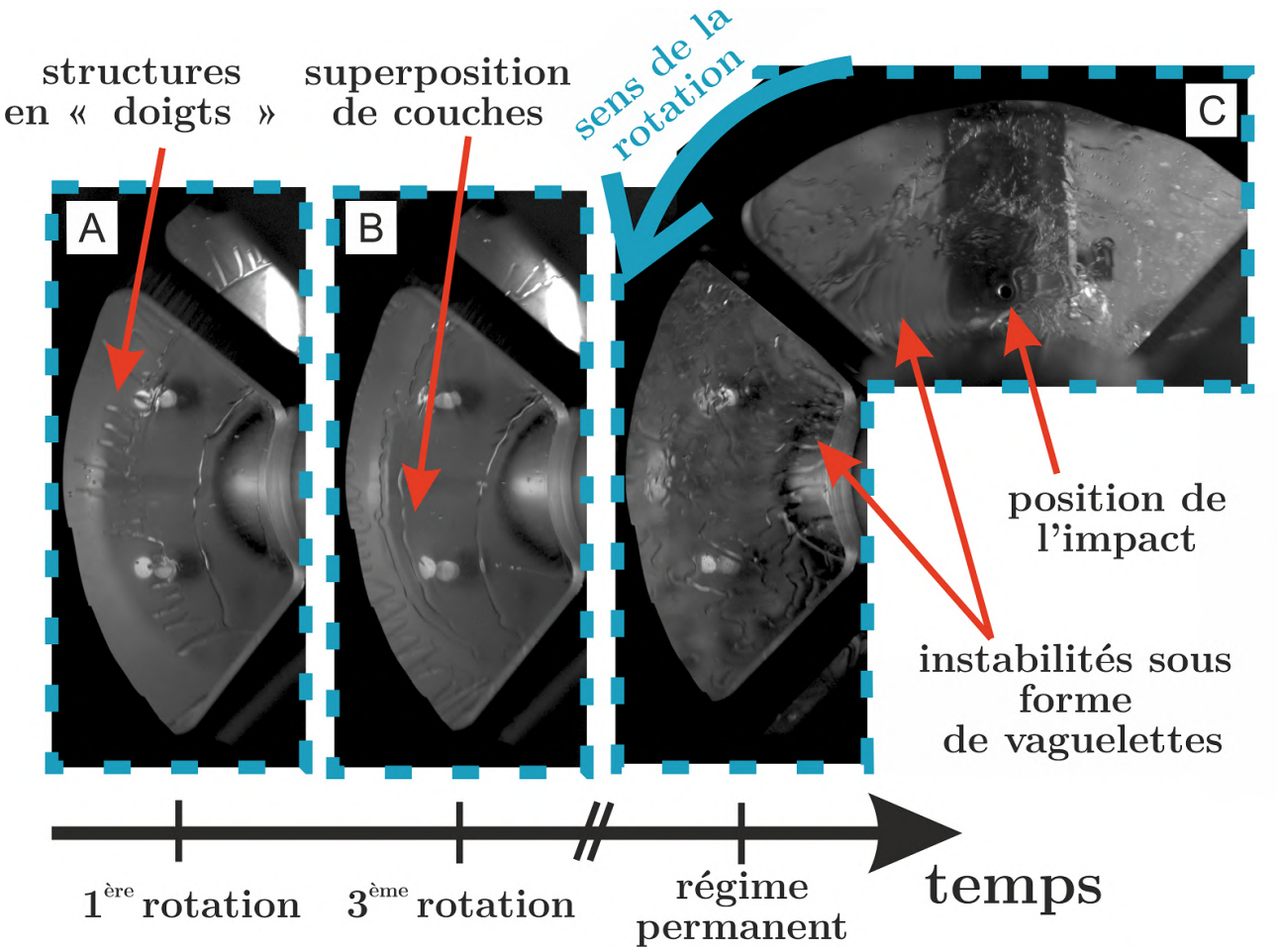

FIGURE III.3.6 – Visualisations du film d'huile au travers d'un disque transparent à différents instants. $N_{rot} = 1/9\, N_{ref}$, $Re_j = 2050$, $Pr = 140$, $d = 2$ mm.

Au fil des rotations, le film progresse radialement et les couches successives s'accumulent à la surface du disque, comme mis en évidence sur l'image B. Enfin, au bout de plusieurs dizaines de rotations, l'épaisseur de l'huile atteint son maximum et l'huile est présente sur toute la surface du disque (image C). En particulier, la zone intérieure du disque (située entre l'injecteur

9. Cette configuration a été sélectionnée car le film formé y est relativement épais et donc facilement observable.

et l'axe de rotation), finit tout de même par être recouverte par de l'huile, notamment grâce aux interactions qui se forment au niveau de l'impact du jet et éclaboussent cette partie du disque (voir section précédente).
Après établissement, un sillage situé sur le disque en aval de l'impact est identifiable, et correspond à l'ajout d'une nappe fluide supplémentaire par le jet. On peut alors supposer que la composante orthoradiale de la vitesse de fluide à cet endroit est dominante. Sous l'effet des forces centrifuges, ce sillage disparait progressivement et la composante principale de la vitesse du fluide devient radiale.
Enfin, la surface du film d'huile est également sujette à des perturbations, se caractérisant par l'apparition de vaguelettes. Nous attribuons ces perturbations, d'une part aux interactions entre le jet et le film au niveau du point d'impact, et d'autre part au cisaillement du film d'huile avec l'air au repos à l'intérieur de l'enceinte. Dans les configurations où le film d'huile formé sur le disque est épais (de l'ordre du millimètre, comme dans le cas présenté sur la figure III.3.6), il semble également que les forces d'inerties soient suffisantes pour provoquer un léger cisaillement entre le film et le disque. En conséquence, les vaguelettes semblent s'organiser selon une direction privilégiée, parallèlement aux rayons du disque.

Le paramètre principal pilotant la répartition et la formation de ce film semble être la vitesse de rotation du rotor. La figure III.3.7 illustre la répartition finale du film d'huile obtenue pour des conditions d'injections identiques, en faisant varier la vitesse de rotation.

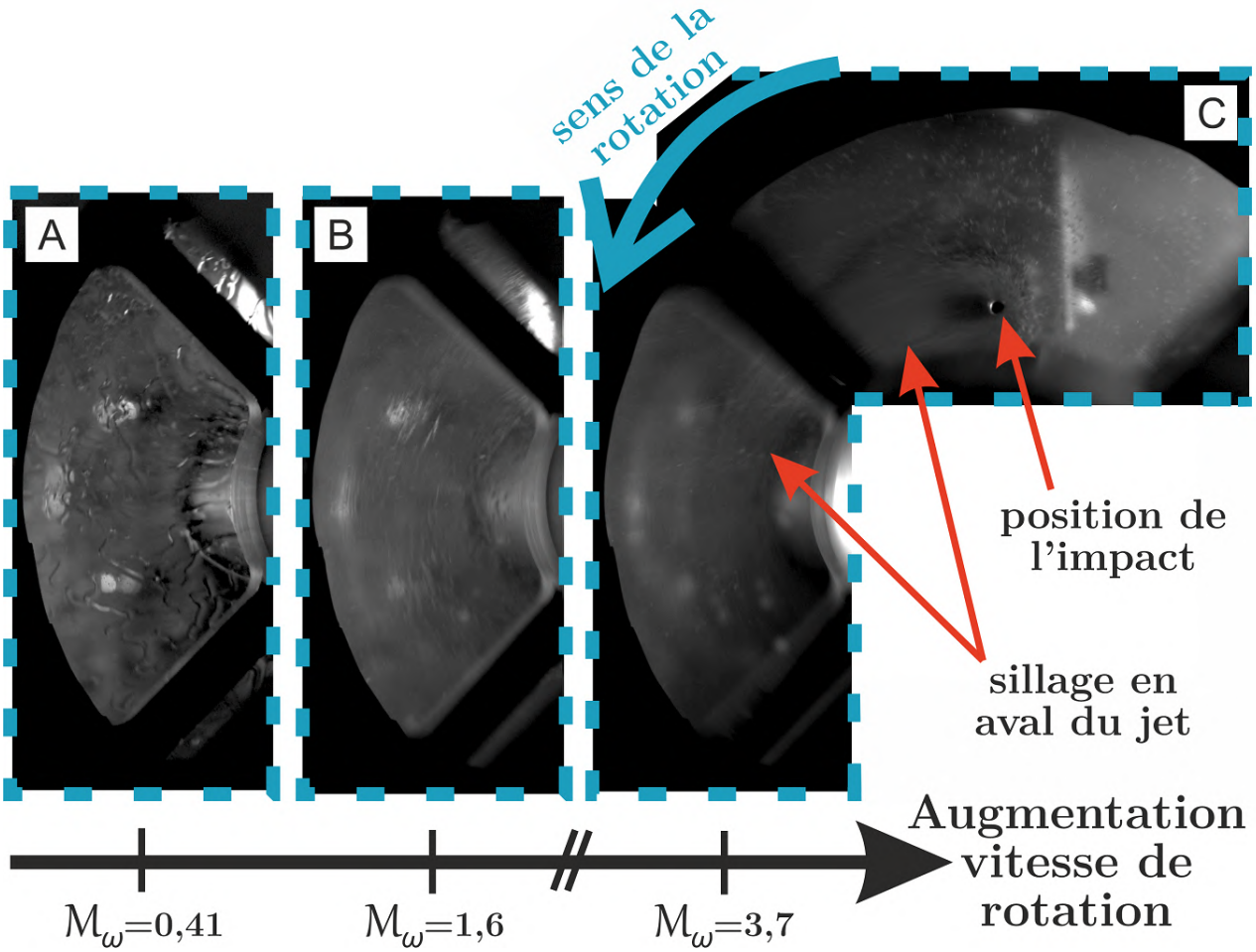

FIGURE III.3.7 – Visualisations du film d'huile au travers d'un disque transparent pour différentes vitesses de rotation (une fois l'écoulement pleinement établi). $Re_j = 2050$, $Pr = 140$, $d = 2$ mm.

Au fur et à mesure de l'augmentation de vitesse, le film d'huile s'amincit de plus en plus et les structures à sa surface deviennent de moins en moins visibles. On notera toutefois que le sillage situé en aval de l'impact du jet sur le disque, témoignant d'une légère fluctuation d'épaisseur causée par l'ajout d'huile supplémentaire, est tout de même identifiable.

Modifier les paramètres d'injection a également un certain rôle sur la formation de ce film et son épaisseur. Globalement, augmenter le débit d'injection de l'huile, ce qui revient à augmenter la vitesse d'injection à diamètre de buse constant, augmente l'épaisseur du film formé sur le disque. Dans le cas de l'injecteur utilisé pour la majorité de nos observations ($d = d_{ref} = 2$ mm), on constate que globalement, lorsque $\mathcal{M}_\omega < 1$, le film à la surface du disque est « épais » (de l'ordre du millimètre, comme sur la photographie A de la Fig. III.3.7). Au contraire, le film est plutôt « fin » et difficilement observable (comme sur la photographie C de la Fig. III.3.7) lorsque $\mathcal{M}_\omega > 1$.
La température de l'huile semble également jouer un rôle secondaire sur la formation de ce film. Lorsque $\mathcal{M}_\omega < 1$, à conditions de débit constantes, une huile chaude semble mieux s'étaler sur la surface du disque : elle forme un sillage en aval du jet plus large et l'épaisseur du film semble s'affiner. Pour $\mathcal{M}_\omega > 1$, l'épaisseur du film est généralement trop mince pour observer expérimentalement des différences significatives en modifiant les conditions d'injection.

III.3.3 Étude thermique : discussions préliminaires

III.3.3.1 Axisymétrie du problème

Comme précédemment mentionné lors de la présentation du problème et de nos hypothèses (voir paragraphe III.2.3.1), les champs de température mesurés par thermographie infrarouge en face arrière du disque résultent des échanges « moyens » imposées par l'huile lors d'une rotation complète du disque (cela est dû principalement aux hautes vitesses de rotation considérées, impliquant une fréquence de passage élevée devant l'injecteur).

Par conséquent, en exploitant les mesures infrarouges, nous nous attendions à obtenir une répartition axisymétrique du nombre de Nusselt correspondant au refroidissement imposé par l'huile sur le disque. La figure III.3.8 représente un exemple de champ 2D obtenu pour une configuration typique et la répartition radiale du nombre de Nusselt obtenue en traçant sa valeur sur trois rayons différents. Nous pouvons constater que la répartition du nombre de Nusselt est effectivement axisymétrique, les différences observées étant principalement dues aux erreurs de mesure. Quelques variations légèrement plus importantes sont cependant identifiables dans la région la plus proche de l'axe de symétrie du disque. Nous attribuons ces différences aux erreurs de mesure lors de la détermination du coefficient d'échange convectif imposé par le brassage de l'air derrière le disque. Cette condition limite, nécessaire au calcul des échanges coté huile, a été déterminée expérimentalement comme mentionné dans la section III.2.3.2.2. Comme le montre la figure III.2.8, la répartition du coefficient d'échange avec l'air mesuré dans cette zone, du fait de sa proximité avec l'arbre du rotor, est assez complexe : de fortes variations locales sont observées et semblent être à l'origine des légères perturbations obtenues lors du calcul du coefficient d'échange.

Cette répartition radiale des échanges a été observée pour chaque configuration étudiée, confirmant ainsi notre hypothèse. Par conséquent, **les résultats thermiques seront exprimés radialement**, en moyennant la valeur du nombre de Nusselt mesurée sur 3 rayons différents.

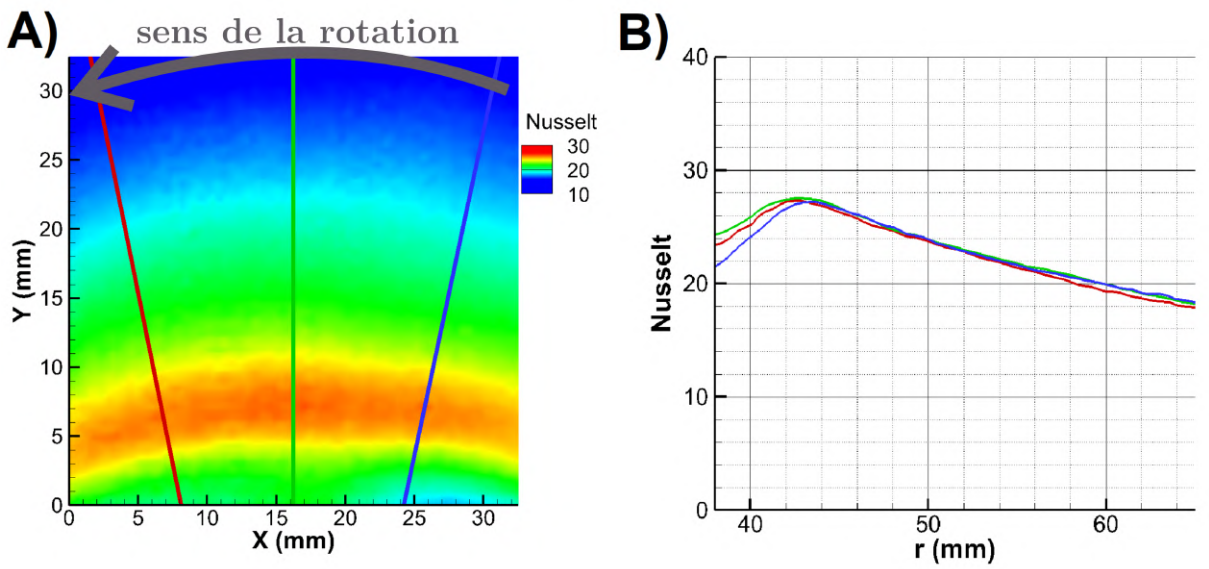

FIGURE III.3.8 – **A)** Exemple de cartographie 2D du nombre de Nusselt **B)** Répartition radiale du nombre de Nusselt (depuis l'axe de rotation du disque) pour 3 rayons différents.

III.3.3.2 Discussions sur la température adiabatique de paroi

Comme mentionné précédemment lors de la description de la méthode (voir paragraphe III.2.3.1), la température de référence intervenant dans la définition du coefficient d'échange h imposé par l'huile a été choisie comme étant égale à la température d'injection de l'huile T_{jet} (contrairement à l'exploitation du premier banc, où c'est la température adiabatique de paroi T_{adiab} qui été utilisée). Ce choix de référence a notamment été motivé par des contraintes expérimentales : les échanges convectifs avec l'air ambiant à l'arrière du disque sont trop importants pour pouvoir considérer le disque comme adiabatique (voir paragraphe II.2.4).

De plus, il s'est avéré lors de l'exploitation du premier banc d'essais (voir discussions dans la section II.3.2.1) que le choix de cette température de référence n'avait finalement que très peu d'impact sur le résultat final pour la majorité des cas étudiés : on a généralement $T_{adiab} \simeq T_{jet}$, sauf dans certaines situations où l'huile est fortement visqueuse et injectée à haute vitesse (les dissipations visqueuses sont alors plus importantes).
Afin de pouvoir estimer l'ordre de grandeur de la différence $(T_{adiab} - T_{jet})$ dans la situation d'un jet impactant un disque en rotation, une étude complémentaire a tout de même été effectuée en sélectionnant quelques configurations. Afin de se rapprocher le plus possible d'une situation où le disque est adiabatique, nous n'avons étudié que des cas où la température d'injection de l'huile était égale à la température ambiante (environ 17 °C pour l'ensemble des configurations). Les mesures ont été effectuées selon le protocole suivant, similaire à ce qui avait été mis en place pour le premier banc (voir paragraphe II.2.4) :

- on s'assure que l'ensemble du dispositif (banc d'essais, huile, air ambiant) soit à température stable (ce qui implique d'attendre plusieurs heures entre chaque mesure),
- on met en route le rotor à la vitesse voulue et on injecte l'huile sur le disque. Aucun flux de chauffe n'est imposé avec la résistance chauffante,
- une fois l'équilibre thermique atteint, on effectue la mesure de la température adiabatique de paroi (mesure par caméra infrarouge).

Les résultats obtenus pour les quatre configurations étudiées sont disponibles dans le tableau III.3.2. La différence entre la température adiabatique de paroi et la température d'injection de l'huile (mesurée par une sonde Pt100) reste globalement assez faible (inférieure à 0,6 K). Cette

différence de température peut en grande partie s'expliquer par nos incertitudes de mesure (estimées de l'ordre de 0,3 °C), ainsi que par le poids de nos hypothèses (plaque adiabatique, températures de l'ambiante et de l'huile constantes tout au long de la mesure). Il semblerait toutefois qu'augmenter la vitesse de rotation du rotor, ainsi que la vitesse d'injection de l'huile, augmente l'intensité des dissipations visqueuses, dans une moindre mesure que ce qui avait pu être observé lors de l'exploitation du premier banc.
Il est de plus important de constater que ces mesures sont réalisées avec $T_{jet} \simeq 17$ °C et donc une huile plutôt visqueuse (notre plage d'étude est comprise entre 13 °C et 73 °C). Si l'on se réfère aux résultats obtenus avec le premier banc, cet effet devrait être encore moins important pour des huiles plus chaudes (et donc moins visqueuses).

U_j (m.s^{-1})	Vitesse de rotation	$(T_{adiab} - T_{jet})_{moyen}$ (K)
5,3	1/9 N_{ref}	0,3
5,3	N_{ref}	0,5
20,8	1/9 N_{ref}	0,4
20,8	N_{ref}	0,6

Tableau III.3.2 – Différence de température moyenne $(T_{adiab} - T_{jet})_{moyen}$ obtenue sur la zone de mesure pour différentes vitesses de jet et vitesses de rotation du rotor. $d = 2$ mm, $T_{jet} \simeq 17$ °C

Ainsi, ces mesures complémentaires ont permis de confirmer que la température adiabatique de paroi était très proche de la température d'injection du jet. Le cisaillement du jet par le disque n'induit pas des dissipations de chaleurs excessives, mais au contraire plutôt négligeables. Utiliser la température d'injection comme référence pour calculer le coefficient d'échange h est donc justifié.

III.3.3.3 Discussions sur l'effet du flux de chauffe imposé

Lors de notre étude menée sur un jet d'huile impactant une surface fixe, une attention particulière a été portée quant à la puissance de chauffe évacuée par l'huile (voir les discussions menées dans la section II.3.2.2). Il s'est en effet avéré que plus le flux de chaleur à évacuer était important et plus le refroidissement était efficace, à conditions d'injection de l'huile constantes. Cet effet a été attribué aux changements de propriétés de l'huile dûs à son réchauffement en proche paroi.
Bien que n'étant pas un paramètre de premier ordre pour estimer le coefficient d'échange imposé par le jet (les nombres de Reynolds et de Prandtl jouent notamment un rôle beaucoup plus important), il s'est avéré que cette influence du flux de chauffe n'était pour autant pas négligeable : en utilisant une vaste gamme pour ce flux de chauffe (de 32 à 344 kW.m^{-2}), des différences allant jusqu'à 30% ont été constatées sur le nombre de Nusselt mesuré à 1 cm du point d'injection.
Une méthode empirique a été mise en place afin de pouvoir prendre en compte ce phénomène, qui s'est avéré également dépendre du nombre de Reynolds d'injection, du diamètre d'injection, ainsi que de la distance depuis le point d'impact (voir notamment les équations II.3.4 et II.3.5). Cette étude a nécessité de nombreuses mesures, car pour chaque condition d'injection, six flux de chauffe différents étaient successivement imposés, afin de pouvoir quantifier avec précision l'influence des différents paramètres.
L'exploitation du présent banc d'essais est plus complexe du fait de la rotation de la plaque d'impact, ajoutant de ce fait un paramètre supplémentaire à étudier et impliquant un protocole de mesure plus long que dans le cas du banc 1 : il nous parut alors impossible de réaliser une étude aussi poussée pour étudier l'effet de ce flux à évacuer, sans compromettre l'étude des autres paramètres d'influence (Re_j, We, Pr, d, Re_ω, $\mathcal{M}_\omega$).

Ainsi, **nous nous sommes assurés que la densité de puissance évacuée par l'huile soit la plus homogène possible entre les différents cas d'études**, afin de limiter le plus possible l'éventuel effet de ce paramètre sur les résultats et permettre une meilleure comparaison entre eux. Le coefficient d'échange imposé sur le disque pouvant être très différent selon les conditions étudiées, il ne fut pas possible d'imposer des conditions en flux rigoureusement identiques. La plaque doit rester suffisamment chaude pour permettre une mesure de qualité (au moins 20 K de différence avec la température de l'huile), mais également rester en dessous du point de fusion du PTFE composant la plaque (environ 200 °C). Ainsi, les densités de puissances évacuées par l'huile lors de l'étude de ce banc sont toutes comprises entre 40 et 130 kW.m^{-2} (la majorité des configurations permettent dans les faits de conserver une puissance entre 50 et 90 kW.m^{-2}).

III.3.4 Étude thermique d'un jet d'huile impactant un disque en rotation

Comme nous l'avons vu, de nombreux paramètres régissent les interactions entre le jet et le disque et la formation d'un film à sa surface. Étudions maintenant les échanges convectifs résultants.

III.3.4.1 Répartition des échanges thermiques imposés sur le disque par l'huile

Intéressons nous désormais à la répartition des échanges convectifs imposés par l'huile à la surface du disque, conséquence directe des phénomènes décrits dans les paragraphes précédents. Comme discuté dans le paragraphe III.3.3.1, nous présenterons ici des répartitions radiales moyennes du nombre de Nusselt, résultant du refroidissement du disque lors d'une rotation complète, en régime établi. Le rayon r depuis l'axe de symétrie du rotor sera par la suite adimensionné par le rayon total du disque R_d. On notera également r^* la distance radiale depuis le point d'impact, que l'on adimensionnera par le diamètre d'injection d de l'injecteur. Par conséquent, on remarquera que comme le jet vient impacter le disque en $r/R_d = 0{,}5$ (et $r^*/d = 0$).

Le principal paramètre identifié comme influant sur la répartition radiale des échanges convectifs est le rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$, ce qui est cohérent étant donné les observations du jet et du film d'huile décrites dans les paragraphes précédents, où ce paramètre s'est également avéré comme étant prépondérant. La figure III.3.9 présente plusieurs exemples typiques de répartitions du nombre de Nusselt, obtenues pour une condition d'injection fixée et plusieurs vitesses de rotation du disque (et ainsi plusieurs valeurs de $\mathcal{M}_\omega$).

On observe alors trois types de répartition des échanges bien distincts :

un mode dominé par l'impact du jet : Dans cette configuration, la répartition des échanges prend une forme typique « en cloche », assez semblable à ce qui peut être observé lors d'un impact sur une plaque fixe (voir section II.3.3.1). Les échanges sont maximum au niveau de la zone où a lieu l'impact du jet ($r/R_d = 0{,}5$; $r^*/d = 0$), puis diminuent progressivement en s'éloignant de part et d'autre du point d'impact ;

un mode dominé par la rotation du disque : Le maximum des échanges n'est plus observé au niveau du point d'impact, mais décalé vers l'extérieur du disque (en $r/R_d \simeq 0{,}55$; $r^*/d \simeq 2$). Dans la zone intérieure du disque ($r/R_d < 0{,}55$), une chute brutale des échanges est observée ;

un mode de transition : Le passage d'un mode à l'autre se fait avec un décalage progressif de la position du maximum et l'apparition d'un gradient radial de plus en plus marqué (visible sur la figure III.3.9 sur la courbe à $\mathcal{M}_\omega = 0{,}82$).

Ce changement de mode se caractérise également par une variation globale de l'intensité des échanges, mais nous reviendrons sur ce point lors de l'étude paramétrique (voir section III.3.4.2).

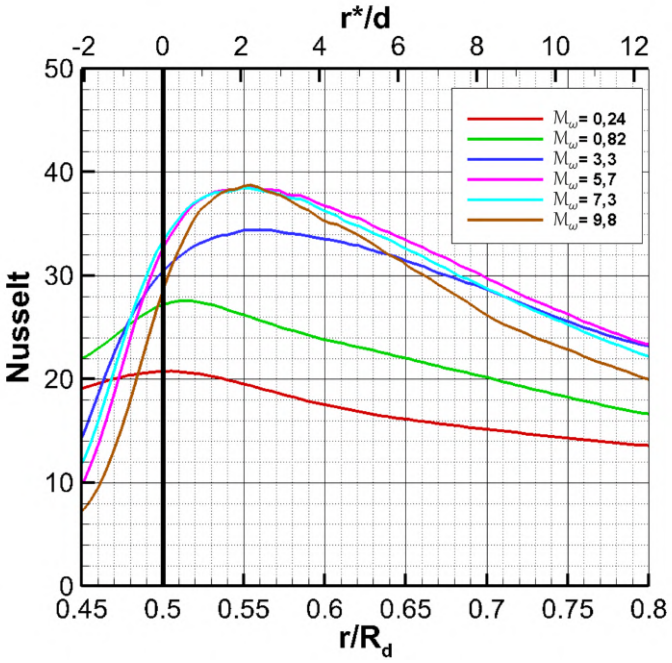

FIGURE III.3.9 – Répartition du nombre de Nusselt imposée par l'huile sur le disque en fonction de r/R_d (rayon depuis l'axe de symétrie adimensionné par le rayon total du disque) et r^*/d (distance radiale depuis l'impact adimensionnée par le diamètre de l'injecteur), pour 6 différentes vitesses de rotations du rotor. La position de l'impact (en $r/R_d = 0{,}5$; $r^*/d = 0$) est indiquée par une barre verticale. Injection fixée à $Re_j = 170$, $Pr = 737$, $d = 2$ mm.

En synthétisant l'ensemble des mesures réalisées, et en prenant comme critère la position radiale du maximum du nombre de Nusselt, il apparait que la transition d'un mode à l'autre semble dépendre seulement du paramètre $\mathcal{M}_\omega$ (voir Fig. III.3.10). La transition est située aux alentours de $\mathcal{M}_\omega = 1$ (dans la pratique, des formes transitoires sont généralement observées pour $0{,}8 < \mathcal{M}_\omega < 3$). Cette constatation semble cohérente avec les observations présentées dans les précédentes sections (III.3.2.2 et III.3.2.3) : le mode « dominé par l'impact de jet » correspondrait au cas d'un film d'huile épais sur le disque et à la formation d'éclaboussures sous forme d'une nappe à l'impact, et le mode « dominé par la rotation du disque » correspondrait aux situations où le film est très fin et le jet atomisé dès son impact du fait de fortes contraintes de cisaillement avec le disque.

Décrivons désormais plus en détail ces différents cas de répartition des échanges :

- Dans le cas du mode « dominé par l'impact du jet », **les échanges sont principalement dûs à l'impact du jet sur le disque**, comme en témoigne la position du maximum des échanges. Néanmoins, la répartition du coefficient d'échange est plutôt homogène sur la surface du disque : dans l'exemple présenté sur la figure III.3.9 ($\mathcal{M}_\omega = 0{,}24$), la valeur de Nu ne baisse que de 34% entre le point d'impact et $r^*/d = 12$. Des résultats similaires sont obtenus avec d'autres conditions d'injection (Fig. III.3.11 A), et sont bien

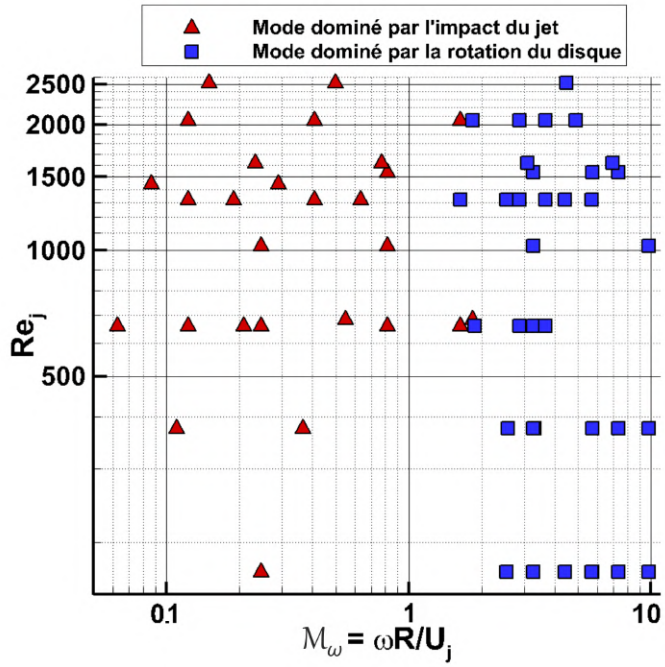

FIGURE III.3.10 – Types de répartition des échanges observés sur le disque, en fonction du rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$ et du nombre de Reynolds de jet Re_j. Critère utilisé : « Mode dominé par l'impact du jet » : maximum du Nusselt observé à $r^*/d < 0{,}25$; « Mode dominé par la rotation du disque » : maximum du Nusselt observé à $r^*/d > 1{,}75$. $d = 2$ mm.

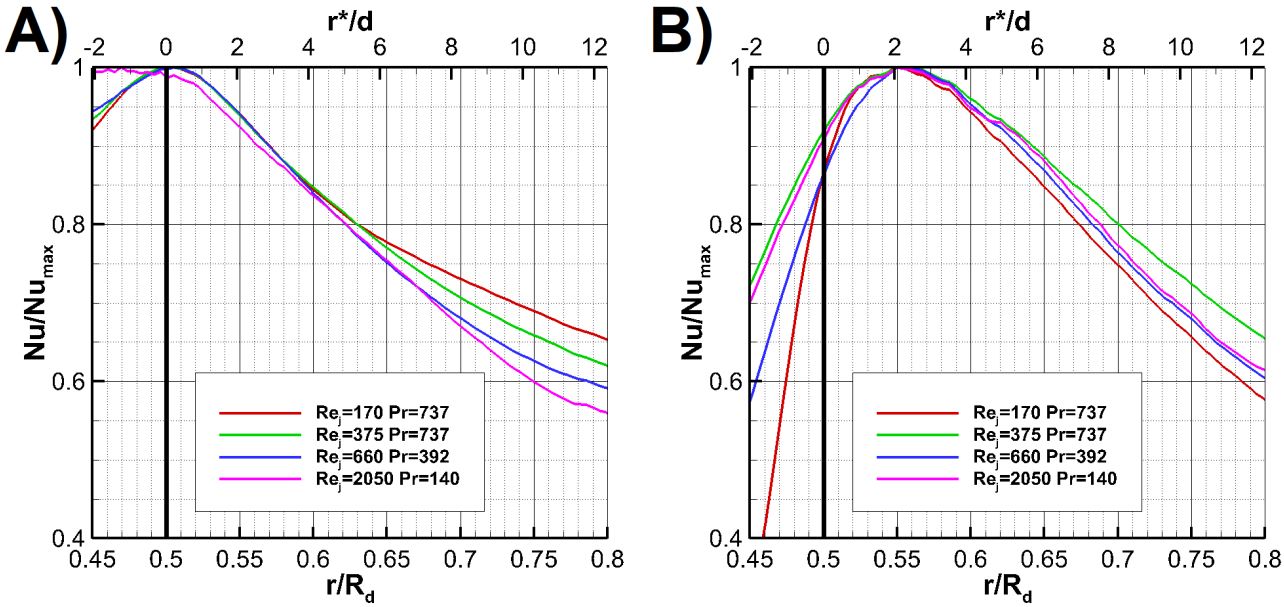

FIGURE III.3.11 – Répartitions radiales du nombre de Nusselt divisé par sa valeur maximale, pour 4 conditions d'injection représentatives des essais menés durant l'étude. La position de l'impact (en $r/R_d = 0{,}5$; $r^*/d = 0$) est indiquée par une barre verticale. **A)** $N_{rot} = 1/30\, N_{ref}$, $\mathcal{M}_\omega < 0{,}25$ - **B)** $N_{rot} = N_{ref}$, $\mathcal{M}_\omega > 3$ - $d = 2$ mm.

loin des variations observées sur paroi fixe, où une baisse de près de 80% des échanges est observée à une distance de seulement $4\,d$ de l'injection (voir figure II.3.9), pour des conditions d'injection identiques. Cette répartition plus homogène est sans doute due aux forces centrifuges qui agissent sur le film d'huile et permettent de maintenir une vitesse suffisante, en compensant partiellement la perte de vitesse due à l'étalement de

l'huile sur une surface de plus en plus grande.
Cependant, sur la portion intérieure du disque ($r/R_d < 0{,}5$), l'effet des forces centrifuges tend au contraire à diminuer la vitesse du film l'huile juste après son impact, voire à limiter la quantité d'huile pouvant s'écouler vers cette zone. Toutefois, les interactions identifiées au niveau de la zone d'impact (formation d'une nappe générant des éclaboussures, voir Figs. III.3.4 et III.3.5) permettent tout de même à l'huile d'atteindre une large zone autour du point d'impact, ce qui permet par conséquent le refroidissement de cette portion proche de l'axe, malgré les forces centrifuges. Dans les configurations les plus favorables à la formation de ces éclaboussures (haut nombre de Weber, i.e. haute vitesse d'injection et haute température d'injection), un plateau est observé dans cette zone, comme visible sur la figure III.3.11 A pour le cas ($Re_j = 2050$; $Pr = 140$) ;

- Dans le cas du mode « dominé par la rotation du disque », la répartition des échanges est moins homogène, avec un maximum bien identifiable et décalé par rapport à la position d'impact du jet. La position de ce maximum n'évolue plus à partir d'une certaine vitesse de rotation, et ne dépend pas non plus des conditions d'injection, comme illustré sur la figure III.3.11 B. Il est systématiquement positionné aux alentours de $r/R_d \simeq 0{,}55$ ($r^*/d \simeq 2$).
  Ce décalage traduit le fait qu'à partir d'une certaine vitesse de rotation, **les échanges sont principalement dûs à l'étalement du film sur le disque**, dont l'huile est renouvelée à chaque rotation par un ajout d'une nappe par le jet. Les forces centrifuges sont telles que le film est particulièrement fin (et difficilement observable, voir Fig. III.3.3). Après l'impact, les forces centrifuges accélèrent le fluide sans doute suffisamment pour surpasser la réduction de vitesse due à son étalement sur le disque. Ainsi, la vitesse radiale du film d'huile augmente dans un premier temps, et avec elle les échanges convectifs, jusqu'à observer un maximum, au delà duquel la perte de vitesse due à l'étalement semble trop importante pour être complètement compensée par les forces centrifuges. Par conséquent, le nombre de Nusselt commence alors à baisser. La position radiale de ce maximum est plutôt stable entre les cas ($r/R_d \simeq 0{,}55$; $r^*/d \simeq 2$), et n'évolue plus une fois cette valeur atteinte, même en continuant à augmenter la vitesse de rotation du disque (et donc $\mathcal{M}_\omega$). Cela est sans doute dû à une augmentation des pertes d'huiles par atomisation au niveau du point d'impact lorsque la vitesse de rotation du disque augmente. Cela diminue la quantité d'huile renouvelant le film à chaque passage du jet et baisse donc à priori légèrement la vitesse du film, compensant en partie l'effet bénéfique de l'augmentation des forces centrifuges (voir les paragraphes III.3.2.2 ainsi que III.3.4.2).
  Dans cette configuration, la portion du disque située entre l'arbre et le point d'injection ($r/R_d < 0{,}5$) est peu refroidie, car l'huile n'atteint que très peu cette zone du disque. L'huile provient alors principalement des éclaboussures générées lors de l'impact (parfois indirectement : une partie de l'huile atteint l'arbre du rotor, puis est centrifugée à nouveau vers le disque). Dans cette configuration, l'huile est plutôt atomisée et éjectée du disque dès son contact avec celui-ci (voir Figs. III.3.3 et III.3.5). L'effet est alors bien moindre que pour le mode d'éclaboussures « en nappe » où l'huile retombe sur le disque autour du point d'impact. Un fort gradient apparait alors dans cette zone. L'effet est d'autant plus marqué pour des conditions à bas nombre de Weber (i.e. basse vitesse d'injection et basse température d'injection), comme visible sur la figure III.3.11 B.

III.3.4.2 Étude des échanges convectifs moyens à la surface du disque : influence de Re_ω, $\mathcal{M}_\omega$, Re_j et We

Intéressons nous désormais plus en détail à l'étude des différents paramètres d'influence exposés en introduction et à leur impact sur l'intensité des échanges moyens.
Définissons pour cela Nu_{moy}, le nombre de Nusselt moyen correspondant à l'intégration du

nombre de Nusselt local sur l'ensemble de la couronne étudiée (c'est à dire entre $\frac{r}{R_d} = 0{,}45$ et $\frac{r}{R_d} = 0{,}8$), soit :

$$Nu_{moy} = \frac{2\int_{r=0,45.R_d}^{r=0,8.R_d} Nu(r)\, r\, \mathrm{d}r}{(0{,}8^2 - 0{,}45^2)\, R_d^2} \tag{III.3.3}$$

Les discussions menées dans les précédents paragraphes ont souligné l'important lien entre la vitesse de rotation du disque et les conditions d'injection pour décrire les différents phénomènes à la surface du disque. En outre, la vitesse de rotation du rotor est un paramètre prépondérant influant sur l'écoulement d'huile et donc sur la répartition des échanges convectifs à la surface du disque, en faisant apparaitre des modes biens distincts.
Deux nombres adimensionnés sont disponibles pour rendre compte de la variation de la vitesse de rotation : **le nombre de Reynolds de rotation** Re_ω et **le rapport des vitesses** $\mathcal{M}_\omega$ introduit plus haut. Classiquement, c'est plutôt Re_ω qui est utilisé dans la littérature pour caractériser le refroidissement de parois en rotation. Cependant, notre configuration particulière semble privilégier l'utilisation de $\mathcal{M}_\omega$ pour décrire les interactions entre le jet et le disque et la formation d'un film à sa surface, comme discuté tout au long des sections III.3.2 et III.3.4.1. En effet, notre jet liquide impacte le disque, non pas en son centre, mais à un certain rayon R. Dès lors, le rapport des vitesses a une influence directe sur la zone d'impact.

Quoi qu'il en soit, en considérant les échanges moyens sur la surface d'étude, on observe une forte dépendance à la vitesse de rotation. La figure III.3.12 illustre quelques exemples d'évolution du nombre de Nusselt moyen Nu_{moy} pour diverses conditions d'injection (variation du Reynolds d'injection, à nombre de Prandtl fixé) en fonction du rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$.

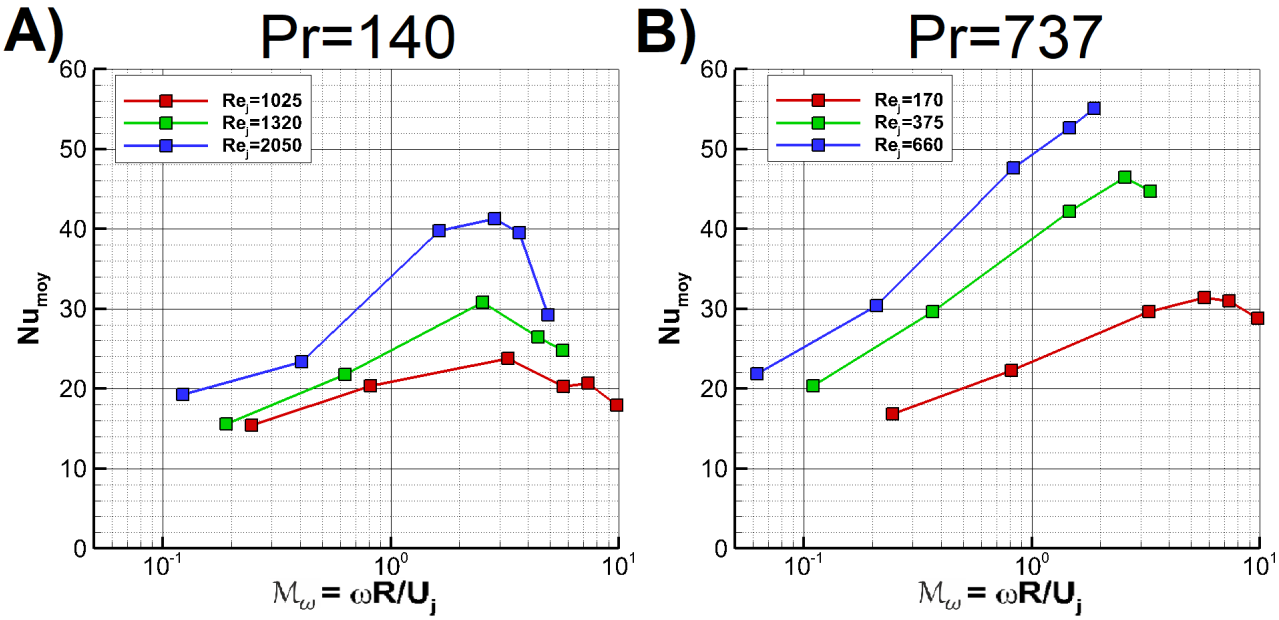

FIGURE III.3.12 – Évolution du nombre de Nusselt moyen Nu_{moy} en fonction du rapport $\mathcal{M}_\omega$ de la vitesse angulaire au point d'impact et de la vitesse d'injection, pour diverses conditions d'injection. **A)** $Pr = 140$ - **B)** $Pr = 737$. $d = 2$ mm

À conditions d'injection fixées, augmenter la vitesse de rotation du rotor (et par conséquent $\mathcal{M}_\omega$) augmente la valeur du nombre de Nusselt moyen jusqu'à une certaine valeur critique où est observé un maximum. Au delà de cette valeur, les échanges convectifs moyens sur le disque baissent en intensité.

Lorsque la vitesse de rotation augmente, le film d'huile s'amincit et voit sa vitesse augmenter sous l'action des forces centrifuges croissantes, comme l'ont montré nos observations du disque (section III.3.2.3). Cela implique une hausse des forces de friction pariétales, et augmente par conséquent l'intensité des échanges convectifs moyens sur le disque. Cela est particulièrement visible sur les profils locaux du nombre de Nusselt (voir l'exemple de la Fig. III.3.9) où les échanges augmentent sensiblement dans toute la zone située à l'extérieur du point d'impact ($r^*/d > 0$) en augmentant la vitesse de rotation, jusqu'à $\mathcal{M}_\omega = 5{,}7$.

Cependant, deux autres phénomènes liés à l'augmentation de la vitesse de rotation viennent contrebalancer cet effet bénéfique pour les échanges, jusqu'à inverser la tendance lorsqu'une certaine vitesse de rotation critique est dépassée :

- comme mentionné dans la section III.3.4.1, l'augmentation des forces centrifuges baisse l'intensité des échanges sur la zone intérieure du disque ($r^*/d < 0$), car cette zone reçoit moins d'huile. Cependant, si la baisse du Nusselt peut s'avérer importante à échelle locale, son poids sur les échanges moyens sur le disque reste toutefois limité : cette zone ne constitue en effet qu'une petite portion de la surface considérée pour calculer Nu_{moy} ;
- les observations présentées dans la section III.3.2.2 ont mis en évidence l'augmentation des projections d'huile avec la vitesse de rotation du disque (et par conséquent avec l'augmentation de $\mathcal{M}_\omega$), avec l'apparition d'un « mode d'atomisation », provoqué par le cisaillement à haute vitesse du disque. Une portion non négligeable de l'huile injectée est alors « perdue » dès l'impact et ne contribue pas à l'alimentation du film, et donc aux échanges convectifs.

C'est ce second phénomène qui semble expliquer majoritairement la baisse constatée de Nu_{moy} sur la figure III.3.12. Les pertes d'huile au niveau du point d'impact deviennent trop importantes, au point de baisser l'intensité des échanges moyens malgré l'augmentation des forces centrifuges.
Localement (voir l'exemple de la Fig. III.3.9), cela se traduit d'abord par une convergence du profil de Nusselt vers une répartition « optimale » correspondant au maximum des échanges moyens sur le disque. On constatera d'ailleurs qu'à ce stade, on se situe dans le mode « dominé par la rotation disque » identifié dans la section III.3.4.1, avec un maximum local situé en $r^*/d \simeq 2$. Puis, passé une certaine vitesse de rotation, on observe une baisse globale des échanges, visible notamment sur la Fig. III.3.9 pour la courbe à $\mathcal{M}_\omega = 9{,}8$.

Lors de l'analyse de la formation de ces éclaboussures au point d'impact (paragraphe III.3.2.2), nous avons constaté que la tension de surface de l'huile, et plus globalement le nombre de Weber du jet, avait également une influence sur la quantité d'huile éjectée : un haut nombre de Weber de jet implique une transition plus précoce vers le « mode d'atomisation » lorsque $\mathcal{M}_\omega$ augmente, impliquant plus de pertes d'huiles (voir Fig. III.3.5).
Les graphes de la figure III.3.13 représentent le nombre de Nusselt moyen pour diverses conditions d'injection, mais cette fois pour des nombres de Weber de jet proches [10]. On constate alors qu'un graphe ($\mathcal{M}_\omega$-We) parvient plutôt bien à regrouper les courbes, et notamment la position du maximum des échanges moyens, contrairement à un graphe (Re_ω-We) [11]. Cette observation est cohérente avec nos observations, où le couple ($\mathcal{M}_\omega$-We) semblait plutôt bien décrire les interactions entre l'huile et le disque, et semble confirmer qu'utiliser $\mathcal{M}_\omega$ plutôt que Re_ω pour décrire les échanges convectifs sur le disque a un intérêt particulier.

On constate ainsi sur le graphe B de la figure III.3.13 que pour un nombre de Weber d'injection fixé, un rapport des vitesses optimal $\mathcal{M}_\omega^{opti}$, correspondant au maximum du nombre de Nusselt

10. Ces cas ne sont pas rigoureusement à iso-Weber, car le plan d'expérience suivi durant la campagne d'essais cherchait plutôt des conditions à iso-Reynolds de jet ou iso-débit.
11. Le constat est le même pour un graphe (Re_ω-Re_j)

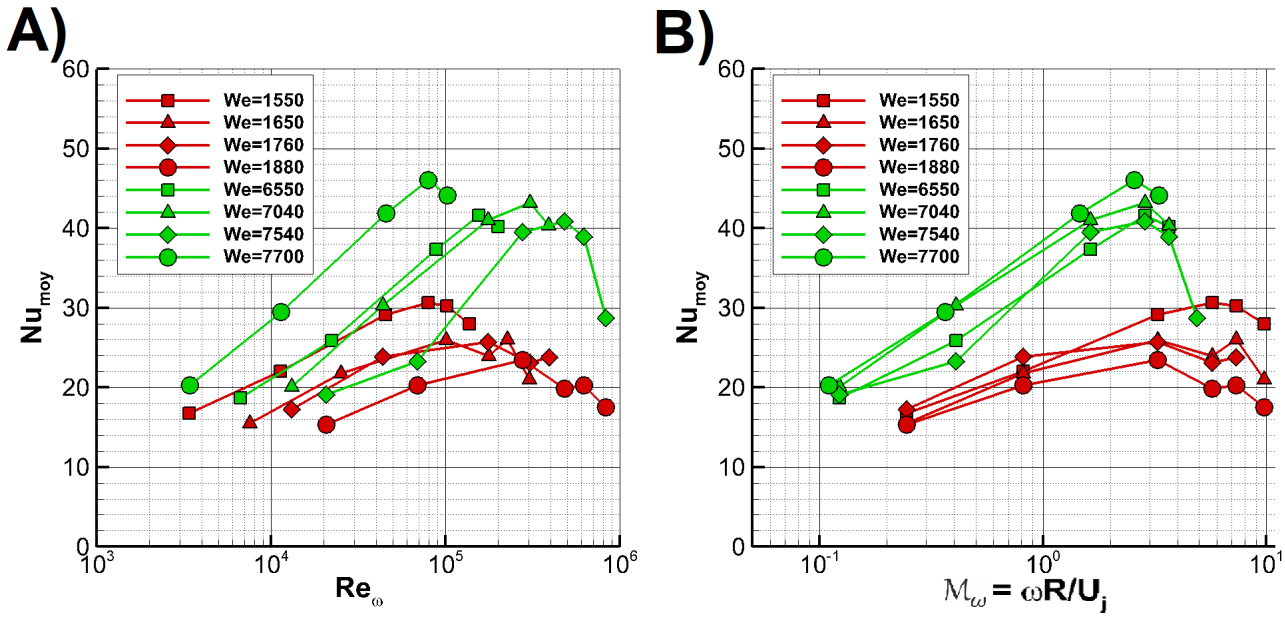

FIGURE III.3.13 – Évolution du nombre de Nusselt moyen Nu_{moy} pour différents Weber de jet ($We = 1550 \backsim 1880$ et $We = 6550 \backsim 7700$), en fonction du Reynolds de rotation (**A**) et du rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$ (**B**). $Pr = 140 - 737$, $Re_j = 170 - 2050$, $d = 2$ mm.

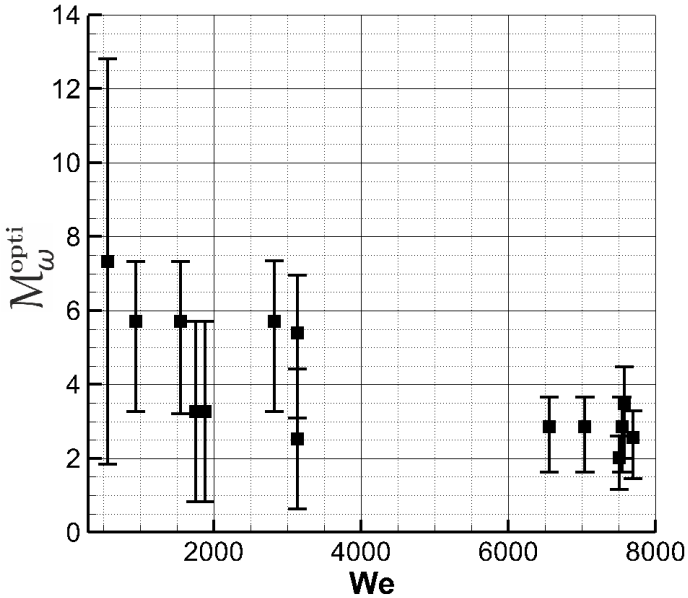

FIGURE III.3.14 – Valeur estimée de $\mathcal{M}_\omega^{opti}$ pour laquelle est observé le maximum de Nu_{moy}, en fonction du nombre de Weber d'injection.

moyen sur le disque, semble être observé. Le graphe III.3.14 synthétise nos résultats, avec pour chaque condition de Weber d'injection testée, la valeur de $\mathcal{M}_\omega^{opti}$ correspondant au maximum de Nu_{moy} mesuré. La détermination du maximum de la courbe, et donc de $\mathcal{M}_\omega^{opti}$, n'est pas précise et aurait nécessité plus de points de mesure. De plus, sur certaines configurations, la valeur maximale de Nu_{moy} n'a vraisemblablement pas été atteinte et n'a pas pu être déterminée, comme visible par exemple sur la figure III.3.12 B. Néanmoins, on peut constater qu'il semblerait effectivement que cette valeur de $\mathcal{M}_\omega^{opti}$ dépende du nombre de Weber d'injection : à haut nombre de Weber, $\mathcal{M}_\omega^{opti}$ serait plus petit, ce qui est cohérent avec nos observations

(Fig. III.3.5), car la transition vers le « mode d'atomisation » par cisaillement du disque est également plus précoce (obtenue à plus bas $\mathcal{M}_\omega$ pour un haut We), ce qui aurait tendance à provoquer plus de pertes d'huiles, et donc à obtenir un optimum pour une valeur plus faible de $\mathcal{M}_\omega$.

Des mesures complémentaires seraient néanmoins nécessaires pour valider ces observations, les marges d'erreur étant trop importantes pour véritablement statuer sur la question. Cependant, nous pouvons tout de même remarquer que l'on a globalement $2 < \mathcal{M}_\omega^{opti} < 8$: ainsi, le maximum de Nu_{moy} est systématiquement obtenu une fois le mode « dominé par la rotation du disque » atteint (voir Fig. III.3.10), et jamais lors du mode « dominé par l'impact de jet ».

La vitesse de rotation du rotor est donc un paramètre prépondérant sur les échanges moyens imposés par l'huile sur le disque. Cependant, comme l'a montré l'analyse des observations du jet, **l'effet de la vitesse de rotation est indissociable des conditions d'injection**, et il en va de même pour Nu_{moy}. Cela explique pourquoi $\mathcal{M}_\omega$ **semble plus cohérent que** Re_ω **pour décrire les échanges** lorsque l'on étudie plusieurs conditions d'injection.

Enfin, une réflexion similaire est à envisager quant au choix entre le nombre de Reynolds d'injection (Re_j) et le nombre de Weber (We) pour rendre compte des modifications des conditions d'injection. Les discussions menées lors des paragraphes précédents suggèrent de plutôt utiliser **le nombre de Weber du jet**, car ce nombre pilote en grande partie les phénomènes d'éclaboussures et permet une explication cohérente des résultats obtenus, en complément du rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$ (Fig. III.3.13 B).

Pour résumer, le choix des nombres adimensionnés à utiliser pour décrire les échanges moyens à la surface du disque laisse donc apparaître deux choix :

- le couple ($\mathcal{M}_\omega$-We), permettant une meilleure compréhension des phénomènes en jeu, en établissant un lien avec nos observations du jet et du film à la surface du disque,
- le couple (Re_ω-Re_j), qui correspond à une modélisation plus classique.

Quoi qu'il en soit, le graphe de la figure III.3.12 montre qu'à température d'injection fixée (i.e. pour un même nombre de Prandtl et une même tension superficielle), augmenter la valeur du nombre de Reynolds de jet, mais également, par extension, du nombre de Weber de jet, améliore les échanges moyens quelle que soit la vitesse de rotation considérée.

III.3.4.3 Influence du nombre de Prandtl d'injection

L'influence d'un dernier nombre sans dimension reste à analyser : le nombre de Prandtl.
La figure III.3.15 illustre l'effet de la variation du nombre de Prandtl, en raisonnant soit en terme de couple (Re_ω-Re_j), c'est à dire en fixant le nombre de Reynolds de jet en en faisant varier le nombre de Reynolds de rotation (A), ou en utilisant l'approche ($\mathcal{M}_\omega$-We), en fixant le nombre de Weber du jet [12] et en faisant varier le rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$ (B).

Quelle que soit la représentation, augmenter le nombre de Prandtl en fixant les autres conditions augmente la valeur du nombre de Nusselt moyen sur le disque. Cette observation est cohérente, car comme constaté dans le cas du refroidissement d'une plaque fixe (voir paragraphe II.3.3.1), augmenter le nombre de Prandtl implique une couche limite thermique plus fine, ce qui favorise les transferts convectifs.
Cela est particulièrement visible sur la figure A. Le résultat est moins net sur la figure B où

12. Il s'agit en fait des mêmes données que celles présentées sur la figure III.3.13 B. On rappellera que les conditions ne sont pas rigoureusement à iso-We.

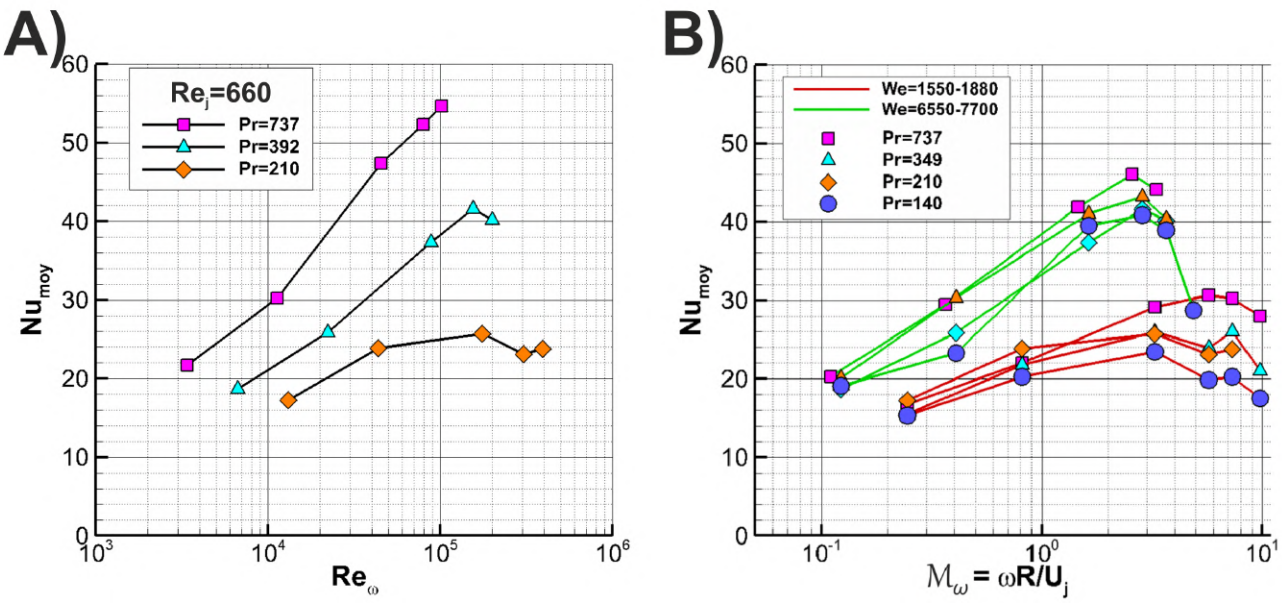

FIGURE III.3.15 – Évolution du nombre de Nusselt moyen Nu_{moy} pour différentes valeurs de nombre de Prandtl Pr, selon une représentation (Re_ω-Re_j) (**A**) ou une représentation ($\mathcal{M}_\omega$-We) (**B**). $d = 2$ mm.

les courbes sont assez proches, et la dépendance au nombre de Prandtl semble moins marquée. Cela s'explique sans doute par le fait que le nombre de Weber n'est pas rigoureusement constant entre chaque courbe. De plus, il est important de rappeler que ce nombre de Weber est calculé à partir d'une valeur de la tension superficielle approchée, estimée à partir d'huiles similaires (la donnée n'étant pas disponible pour cette huile, voir discussion en II.1.2). Une erreur sur la connaissance de la dépendance de la tension superficielle à la température de l'huile compense donc peut être en partie les effets du changement de Prandtl.

III.3.4.4 Influence du diamètre de l'injecteur

Les résultats présentés dans les paragraphes précédents ont été obtenus en conservant le même diamètre d'injection $d = d_{ref} = 2$ mm. Étudions désormais l'effet de la variation de ce diamètre sur les échanges convectifs.

La figure III.3.16 représente quelques exemples de répartitions radiales du nombre de Nusselt obtenues pour différents diamètres d'injection et vitesses de rotation. Le graphe A montre des cas à Reynolds d'injection et de rotation constants et la figure B montre des cas à nombre de Weber et rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$ constants.
Globalement, la répartition du nombre de Nusselt à la surface du disque est semblable a ce qui a pu être observé pour un diamètre de 2 mm (paragraphe III.3.4.1) : un mode « dominé par l'impact de jet » est observé lorsque $\mathcal{M}_\omega < 1$ et un mode « dominé par la rotation du disque » est observé lorsque $\mathcal{M}_\omega > 1$. On peut alors constater que la position du maximum local du nombre de Nusselt est également située aux alentours de $r/R_d = 0{,}55$, ce qui semble montrer que la position de ce maximum ne dépend pas du diamètre d'injection.
Globalement, à conditions iso-(Re_ω-Re_j) ou iso-($\mathcal{M}_\omega$-We), la forme de la distribution des échanges sur le disque est plutôt comparable pour différents diamètres d'injection. Cependant, cela n'est valable qu'en raisonnant sur une portion identique du disque : raisonner en terme de distance adimensionnée depuis le point d'impact (abscisse en r^*/d) donne des répartitions du nombre de Nusselt radicalement différentes.
Tout cela semble donc indiquer que la répartition des échanges à la surface du disque est

indépendante du diamètre d'injection : elle est dominée par la géométrie du disque.

Néanmoins, et de façon similaire à ce qui a été observé lors de l'exploitation du premier banc (voir paragraphe II.3.3.2), le diamètre d'injection semble avoir un effet sur l'intensité des échanges : augmenter le diamètre d'injection à conditions d'injection (Pr et We ou Re_j) et de rotation ($\mathcal{M}_\omega$ ou Re_ω) fixées, augmente le nombre de Nusselt.
Cette différence est peut être due à un changement du profil de vitesse au niveau de la sortie de l'injecteur, d'autant plus que comme mentionné dans le paragraphe III.1.1, les proportions internes de l'injecteur ne sont pas rigoureusement identiques entre les différents injecteurs (le diamètre de sortie est modifié, mais pas la longueur de l'injection). Nous renvoyons le lecteur au paragraphe II.3.3.2 relatif aux discussions menées lors de l'exploitation du premier banc.

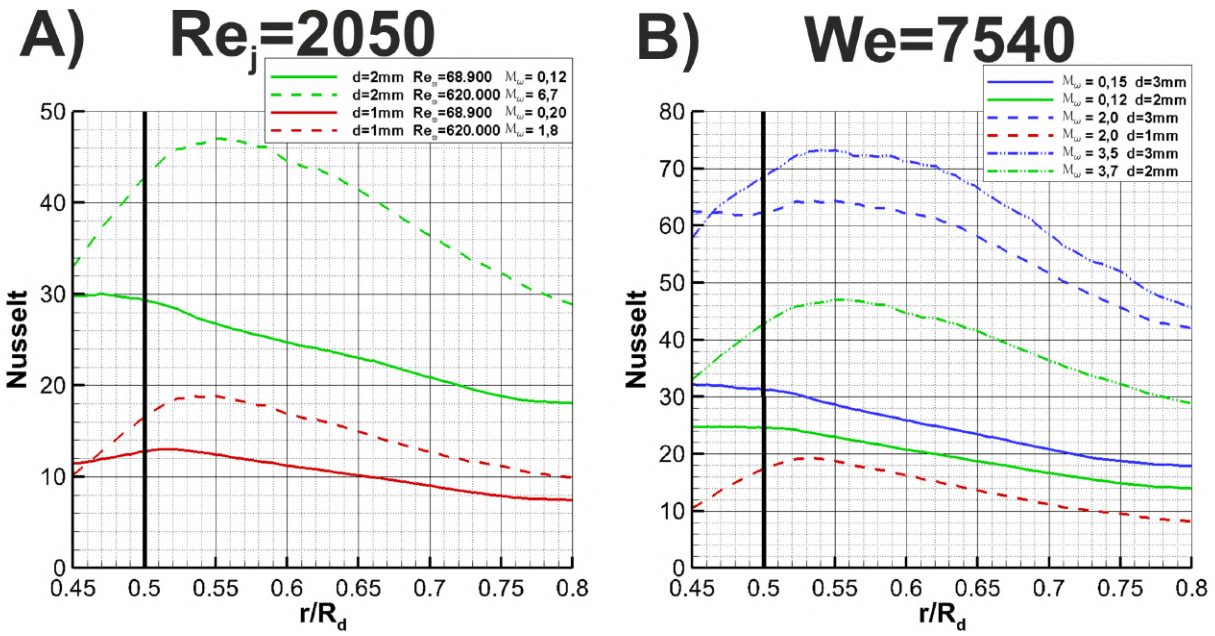

FIGURE III.3.16 – Répartitions radiales du nombre de Nusselt, pour 3 diamètres d'injection différents et plusieurs vitesses de rotation, en fixant **A)** Re_j et Re_ω **B)** We et $\mathcal{M}_\omega$. $Pr = 140$.

III.3.4.5 Proposition de corrélations empiriques

Plusieurs paramètres ont été introduits afin de décrire la répartition et l'intensité des échanges convectifs résultant de l'impact d'un jet d'huile sur un disque en rotation. Les phénomènes en jeu sont complexes, et le choix même de paramètres adimensionnés pour les décrire n'est pas aisé. Nous avons proposé, pour décrire la répartition des échanges convectifs, l'utilisation du rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$, qui, associé au nombre de Weber du jet et au nombre de Prandtl, semble permettre de caractériser le refroidissement moyen du disque.

Nous proposerons ici quelques corrélations obtenues en synthétisant les différents cas étudiés avec un diamètre d'injecteur de 2 mm (59 configurations). Ces corrélations sont données à titre indicatif, afin de permettre de quantifier les dépendances du Nusselt envers chacun des paramètres. Il doit être pris en considération que, du fait de la complexité des phénomènes en jeu et de la spécificité de notre cas d'étude (type d'huile utilisé, géométrie du rotor (axe ; disque ; fixations), taille de la zone d'étude observée et utilisée pour déterminer Nu_{moy}(entre $\frac{r}{R_d} = 0{,}45$ et $\frac{r}{R_d} = 0{,}8$)), ces corrélations ne sont a priori pas applicables telles quelles pour n'importe quelle configuration de disque impacté par un jet d'huile.

L'analyse du nombre de Nusselt moyen, défini selon l'équation III.3.3, a notamment mis en évidence l'existence d'une dépendance non monotone à la vitesse de rotation du disque : les échanges augmentent d'abord avec la vitesse de rotation, jusqu'à une valeur optimale, puis baissent, notamment à causes des pertes d'huile au niveau du point d'impact. La détermination de cette configuration « optimale » semble a priori dépendre d'une relation entre $\mathcal{M}_\omega$ et We, comme suggéré par nos observations (section III.3.2.2) et nos mesures thermiques (Fig. III.3.14). La détermination de cet optimum est cependant peu précise et aurait nécessité d'avantage de mesures pour affiner nos résultats. Cependant nous avons observé que ce dernier correspondait toujours à $\mathcal{M}_\omega > 2$ pour les cas traités dans cette étude. Nous pouvons néanmoins proposer une corrélation permettant de lier $\mathcal{M}_\omega^{opti}$ et We en prenant en compte l'ensemble de nos résultats (14 configurations exploitables) :

$$\mathcal{M}_\omega^{opti} \simeq 68{,}8\, We^{-0{,}36} \tag{III.3.4}$$

Cette équation permet d'approcher les données mesurées avec une erreur moyenne de 20%.

Afin de déterminer une corrélation pour Nu_{moy}, nous proposons ainsi de scinder les mesures en deux groupes : d'une part, les configurations où le nombre de Nusselt moyen augmente avec la vitesse de rotation, c'est à dire pour $\mathcal{M}_\omega < \mathcal{M}_\omega^{opti}$ et d'autre part celles où $\mathcal{M}_\omega > \mathcal{M}_\omega^{opti}$. On obtient alors les équations suivantes, en considérant les variations de $\mathcal{M}_\omega$, We et Pr :

Pour $\mathcal{M}_\omega < \mathcal{M}_\omega^{opti}$:

$$Nu_{moy} \simeq 1{,}68\, \mathcal{M}_\omega^{0{,}22}\, We^{0{,}32}\, Pr^{0{,}023} \tag{III.3.5}$$

Pour $\mathcal{M}_\omega > \mathcal{M}_\omega^{opti}$:

$$Nu_{moy} \simeq 3{,}09\, \mathcal{M}_\omega^{-0{,}23}\, We^{0{,}23}\, Pr^{0{,}14} \tag{III.3.6}$$

Ces deux équations, valables pour ($d = 3$ mm, $\mathcal{M}_\omega = 0{,}062 - 16$, $We = 560 - 23\,800$, $Pr = 140 - 925$), permettent d'approcher 90% des résultats expérimentaux avec une erreur respectivement inférieure à 17% et 25%, pour une erreur moyenne respective de 7,4% et 11,9% (voir figure III.3.17 A).

Il est intéressant de constater que la dépendance à $\mathcal{M}_\omega$ semble s'inverser une fois le maximum des échanges atteint (la valeur absolue est presque identique). La dépendance au nombre de Weber semble elle légèrement baisser. Cependant, la dépendance au nombre de Prandtl obtenue par ces équations semble trop faible : nous aurions plutôt attendu une dépendance en $Pr^{1/3}$, obtenue classiquement pour le développement d'un film. Les corrélations proposées dans la littérature proposent d'ailleurs des dépendances en $Pr^{0{,}27\sim0{,}45}$, avec certes des configurations plus simples que la nôtre (voir section I.2.3.2).
Comme mentionné dans la section précédente (III.3.4.3), cette très faible dépendance peut sans doute en partie s'expliquer par une erreur sur l'estimation du nombre de Weber, dont nous avons estimé la tension de surface à partir d'huiles similaires, faute de mesures disponibles. Cette erreur compense peut être une dépendance normalement due au nombre de Prandtl.

Afin d'effectuer plus aisément des comparaisons avec d'autres études, considérons cette fois une approche plus classique, en utilisant Re_ω, Re_j et Pr pour déterminer nos corrélations. On obtient alors :

Pour $\mathcal{M}_\omega < \mathcal{M}_\omega^{opti}$:

$$Nu_{moy} \simeq 0{,}00313\, Re_\omega^{0{,}23}\, Re_j^{0{,}41}\, Pr^{0{,}68} \tag{III.3.7}$$

Pour $\mathcal{M}_\omega > \mathcal{M}_\omega^{opti}$:

$$Nu_{moy} \simeq 0{,}184\, Re_\omega^{-0{,}23}\, Re_j^{0{,}69}\, Pr^{0{,}62} \tag{III.3.8}$$

Ces deux équations permettent d'approcher 90% des résultats expérimentaux avec une erreur respectivement inférieure à 17% et 11%, pour une erreur moyenne respective de 7,2% et 7,5% (voir figure III.3.17 B).

En procédant ainsi, on constate à nouveau que la dépendance à Re_ω semble s'inverser une fois le maximum des échanges atteint. La dépendance est d'ailleurs la même qu'observée pour $\mathcal{M}_\omega$ dans les deux équations III.3.5 et III.3.6.
La dépendance au nombre de Reynolds d'injection semble quant à elle être plus élevée pour $\mathcal{M}_\omega > \mathcal{M}_\omega^{opti}$, ce qui est cohérent avec les résultats de Carper *et al.* (1986), qui ont étudié la configuration la plus semblable à la nôtre, avec un jet impactant un disque, non pas en son centre, mais à un certain rayon. Ces derniers ont observé une dépendance à Re_j plus importante lorsque Re_ω augmente (voir section I.2.3.2), ce qui est le cas en passant de l'équation III.3.7 à l'équation III.3.8. Les dépendances aux deux nombres de Reynolds sont d'ailleurs très proches de celles estimées par ces derniers (Eq. I.2.34 : $Re_\omega^{0,272}$ et $Re_j^{0,442}$).
La dépendance au nombre de Prandtl semble cette fois un peu trop élevée (aux alentours de $Pr^{2/3}$), peut être car cette formulation ne prend pas bien en compte les effets de l'atomisation du jet lors de son interaction avec le disque, et ne dépend notamment pas de la tension de surface de l'huile. Néanmoins, il est à noter que les dépendances au nombre de Prandtl proposées par Carper *et al.* (1986), sont également supérieures à 1/3 (Eq. I.2.32 : $Pr^{0,448}$; Eq. I.2.34 : $Pr^{0,381}$).

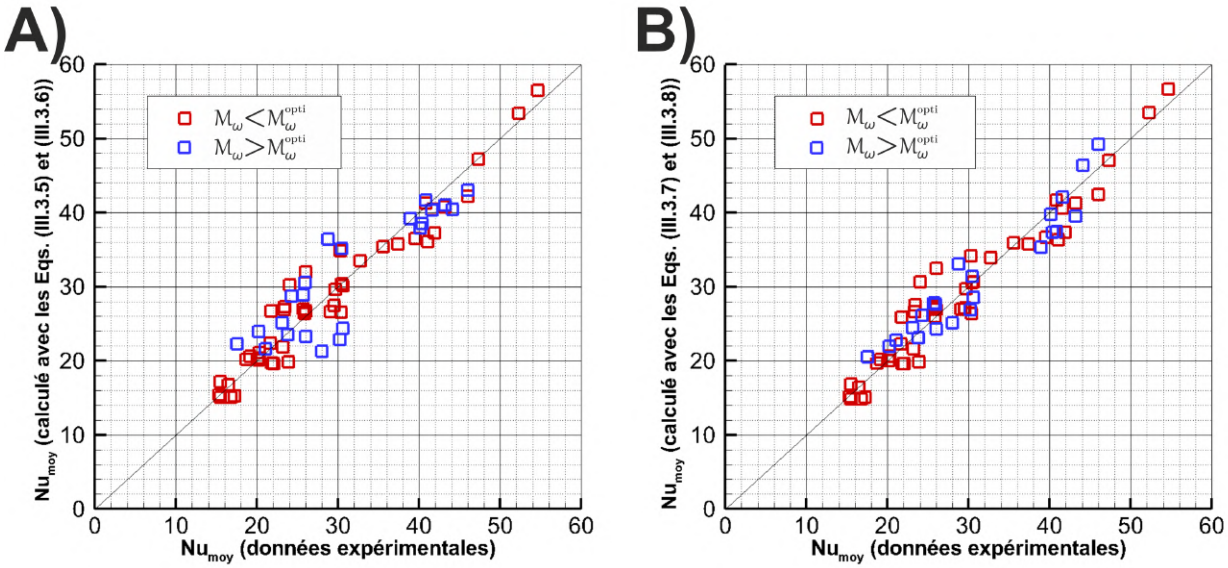

FIGURE III.3.17 – Comparaison des données expérimentales (abscisse) et des corrélations (ordonnée) définies par les équations : **A)** III.3.5 et III.3.6 - **B)** III.3.7 et III.3.8. $d = 2$ mm.

III.3.5 Conclusion et discussions

Cette étude expérimentale a permis d'évaluer les échanges de chaleur convectifs imposés par un jet d'huile impactant un disque vertical en rotation, dans une configuration très peu documentée dans la littérature scientifique. Cette étude thermique a été complétée par plusieurs observations de l'écoulement d'huile, qui ont permis une meilleure compréhension des phénomènes à l'origine de la répartition des échanges sur le disque.

Les conditions d'injection de l'huile et de rotation du disque se sont avérées avoir un effet important sur les échanges convectifs, en contrôlant notamment la répartition de l'huile à la

surface du disque et les interactions complexes entre le jet et la paroi en mouvement. Les différents paramètres sont liés les uns aux autres, et le choix de nombres sans dimension caractérisant les échanges convectifs s'est avéré complexe. Deux approches différentes ont été identifiées :

- l'utilisation, plus classique, du nombre de Reynolds d'injection, du nombre de Reynolds de rotation ainsi que du nombre de Prandtl,
- l'utilisation du nombre de Weber du jet, du rapport $\mathcal{M}_\omega$ de la vitesse angulaire du disque au point d'impact et de la vitesse du jet, ainsi que du nombre de Prandtl.

La seconde approche semble à privilégier car elle fournit des résultats cohérents avec nos observations de l'écoulement.
Deux modes caractérisant la répartition des échanges ont ainsi été identifiés : un mode « dominé par l'impact du jet », correspondant plutôt à de basses vitesses de rotation et hautes vitesses d'injection de l'huile, et un mode « dominé par la rotation du disque » correspondant à la situation contraire, où le jet semble seulement alimenter un film d'huile s'étalant à la surface du disque.
Augmenter le nombre de Weber du jet, le nombre de Reynolds du jet ou le nombre de Prandtl augmente les échanges moyens sur le disque. Une dépendance non monotone du nombre de Nusselt moyen sur le disque à Re_ω et $\mathcal{M}_\omega$ a été observée, avec l'apparition d'une configuration maximisant les échanges pour une condition d'injection fixée : les forces centrifuges augmentent la vitesse du film d'huile sur le disque ce qui profite aux échanges de chaleur, mais continuer d'augmenter la vitesse provoque d'avantage de pertes d'huile lors de l'impact du jet sur le disque.

Les interactions entre le jet et le disque au point d'impact se sont avérées très complexes, et semblent expliquer une partie des phénomènes thermiques observés. Une analyse plus poussée et quantitative des mécanismes constituerait un axe de recherche intéressant pour mieux comprendre les phénomènes en jeu (étude de la formation des éclaboussures et estimation de la masse d'huile éjectée du disque à l'impact ; mesure de l'épaisseur du film d'huile et estimation des vitesses pariétales).

Enfin, quelques corrélations empiriques ont été proposées, et permettent de caractériser la dépendance des échanges moyens sur le disque aux différents paramètres adimensionnés.

Pour finir, attardons-nous sur quelques résultats remarquables, qui pourraient s'avérer utiles dans le cadre d'une approche plus industrielle du refroidissement par impact de jet :

- Contrairement à la configuration d'un jet impactant une paroi fixe, étudiée au cours de la partie II, où les échanges étaient très localisés, la rotation du disque et la formation d'un film à sa surface rendent la réparation des échanges globalement plus homogène (voir discussions dans la section III.3.4.1). Ainsi, même en utilisant des petits diamètres d'injection, une large zone du disque est correctement refroidie (voir Fig. III.3.16). Seule la partie intérieure du disque, située entre le point d'impact du jet et l'arbre de rotation est parfois peu refroidie car peu atteinte par l'huile de refroidissement ;
- Les coefficients d'échange moyens observés à la surface du disque sont généralement supérieurs à $1000\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$, soit bien plus que dans la situation où le disque tourne à l'air libre, pour laquelle le coefficient d'échange convectif est de l'ordre de $100\ \mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$. Cela est également valable pour les zones identifiées comme peu refroidies par l'huile (cf commentaire précédent). Enfin, à titre de comparaison, les coefficients d'échanges obtenus pour une paroi fixe avec des conditions d'injections similaires (voir partie II) étaient de l'ordre de 5000 à $20000\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$. Cependant, la zone refroidie était beaucoup plus restreinte ;

- Baisser la température de l'huile (et ainsi augmenter sa viscosité et sa tension superficielle), à débit d'injection et vitesse de rotation du rotor constants, augmente globalement la valeur du coefficient d'échange h, comme visible sur la figure III.3.18. Le phénomène inverse était observé dans le cas du refroidissement d'une plaque fixe, où augmenter la viscosité de l'huile, à iso-débit, baissait la valeur de h (voir Fig. II.3.20). Cela s'explique sans doute ici par le rôle de la tension de surface, dont l'augmentation avec la baisse de la température implique moins de pertes d'huile par atomisation au moment de l'impact sur le disque. La hausse de viscosité, quant à elle, a peut être également un rôle bénéfique, en permettant une meilleure adhérence de l'huile à la paroi en mouvement ;
- Comme mentionné dans la section III.3.4.4, à nombre de Reynolds ou de Weber d'injection fixé, le nombre de Nusselt mesuré augmente avec le diamètre d'injection en fixant respectivement Re_ω et $\mathcal{M}_\omega$ (Fig. III.3.16). Cependant, en considérant cette fois le coefficient d'échange h, et en comparant des cas à iso-débit d'injection, iso-température d'injection et iso-vitesse de rotation, on constate qu'un petit diamètre d'injection refroidit mieux le disque, comme illustré par la figure III.3.19. Cette constatation est similaire à ce qui avait été observé lors du refroidissement d'une paroi fixe (voir figure II.3.22). Cette différence s'explique sans doute par la variation de la vitesse d'injection : la vitesse d'injection est plus élevée pour un jet de petit diamètre à iso-débit, ce qui implique des vitesses pariétales plus élevées et un meilleur refroidissement.

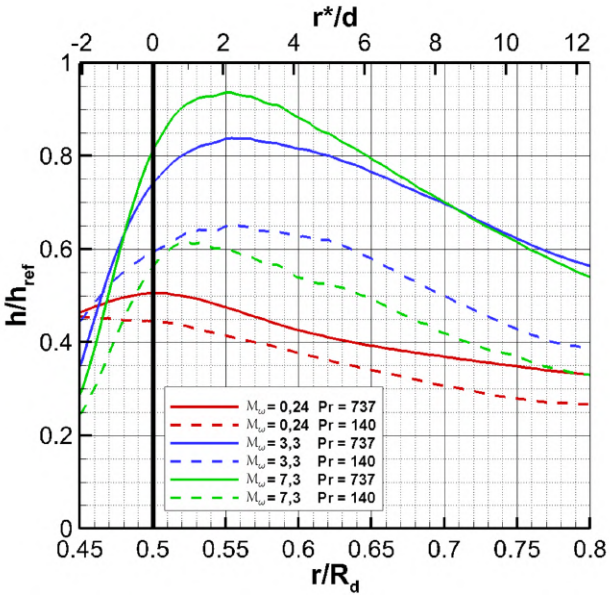

FIGURE III.3.18 – Coefficient d'échange obtenu pour deux températures d'huile (i.e. nombre de Prandtl) à iso-débit d'injection et 3 vitesses de rotation différentes (le coefficient d'échange a été adimensionné par une valeur de référence h_{ref} arbitraire). $d = 2$ mm

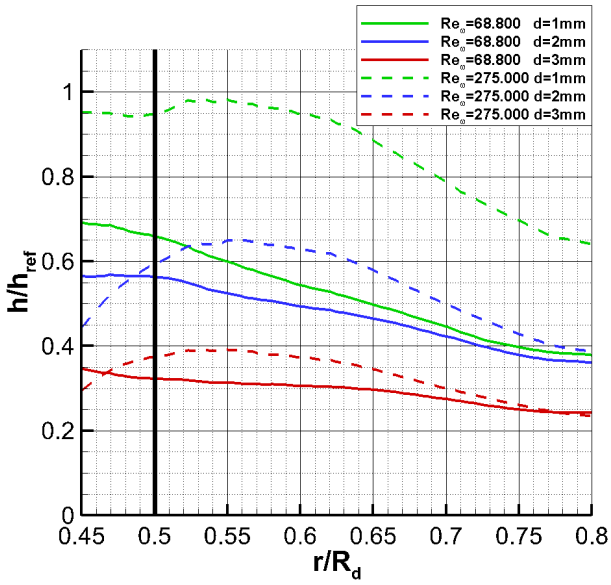

FIGURE III.3.19 – Illustration de la dépendance du coefficient d'échange au diamètre d'injection, pour deux vitesses de rotation différentes (le coefficient d'échange a été adimensionné par une valeur de référence h_{ref} arbitraire). Injection à iso-débit et iso-température.

Conclusion générale et perspectives

1 Conclusion

Les travaux menés dans le cadre de cette thèse ont permis de caractériser le refroidissement par impact de jet d'huile à très haut nombre de Prandtl (jusqu'à $Pr = 925$) dans diverses configurations, avec pour application directe le refroidissement des zones les plus critiques d'un moteur électrique, aussi bien au niveau du stator (paroi fixe) que du rotor (paroi en rotation). De telles configurations ont rarement fait l'objet d'études précises, notamment pour les cas à très haut nombre de Prandtl, ou avec une paroi d'impact en mouvement.
Deux bancs d'essais ont alors été conçus afin d'étudier respectivement le refroidissement par impact de jet d'huile d'une paroi fixe (représentant le stator d'un moteur) et d'un disque en rotation (représentant la face latérale d'un rotor). Une méthode de mesure thermique par thermographie infrarouge, couplée à une méthode inverse, a été mise au point afin de déterminer la distribution des échanges convectifs dans chacune des configurations. Ces mesures ont été complétées par des visualisations par caméra rapide afin de caractériser la nature de l'écoulement et permettre de mieux appréhender les mécanismes des transferts thermiques.

Refroidissement d'une paroi fixe

Un premier banc d'essais a permis l'étude d'un jet d'huile impactant une paroi horizontale fixe, et a abouti à la proposition de plusieurs corrélations empiriques pour estimer le coefficient d'échange résultant.
Les mesures ont dans un premier temps confirmé l'importance du choix de la température de référence dans des situations où le liquide est injecté à haute vitesse et haute viscosité, augmentant par conséquent la température adiabatique de paroi après impact. Mais finalement, c'est l'influence du flux de chauffe à évacuer qui s'est avérée être un aspect prépondérant. Une méthodologie a été proposée pour prendre en compte cet effet et corriger les résultats en fonction de cette condition.
Nos résultats montrent que la variation du nombre de Nusselt reste en $Pr^{1/3}$ même pour les plus fortes valeurs de ce nombre. Deux régimes différents ont été identifiés quant à la dépendance au nombre de Reynolds, avec une transition située aux alentours de $Re_j = 500 \sim 700$. La distance séparant l'injecteur de la plaque n'a pas affecté l'intensité des échanges pour les configurations considérées.
La géométrie de l'injecteur s'est avérée être un paramètre majeur, dont l'influence n'est pas complètement prise en compte par les nombres adimensionnés tels que le Nu et le Re_j : augmenter le diamètre augmente le nombre de Nusselt dans la zone proche de l'impact dans une configuration à iso-Reynolds d'injection. Notamment, la forme interne de l'injecteur est susceptible d'avoir un effet non négligeable sur ce profil et les échanges qui en résultent.
Enfin, quelques visualisations du jet ont permis de déterminer la position et la forme du ressaut hydraulique dont le film est sujet peu après l'impact. La mise en parallèle de ces visualisations avec les résultats thermiques ont montré que ce ressaut n'a pas ou peu de conséquences ther-

miques.

Une étude complémentaire a également permis d'observer la déviation d'un jet d'huile par un écoulement d'air cisaillant, situation succeptible de se produire au sein d'un véritable moteur électrique, à cause du brassage de l'air provoqué par le rotor. Des observations similaires à celles identifiées dans la littérature ont été constatées concernant l'atomisation et la déviation du jet. Des mesures thermiques ont également été présentées.

Refroidissement d'un disque en rotation

Un second banc d'essais a permis d'évaluer les échanges de chaleur convectifs imposés par un jet d'huile impactant un disque vertical en rotation. Cette étude thermique a été complétée par plusieurs observations de l'écoulement d'huile, qui ont permis une meilleure compréhension des phénomènes à l'origine de la répartition des échanges sur le disque.

Les conditions d'injection de l'huile et de rotation du disque se sont avérées avoir un effet important sur les échanges convectifs, en contrôlant notamment la répartition de l'huile à la surface du disque et les interactions complexes entre le jet et la paroi en mouvement. Les différents paramètres sont liés les uns aux autres, et le choix de nombres sans dimension caractérisant les échanges convectifs s'est avéré complexe. L'utilisation du nombre de Weber du jet, de $\mathcal{M}_\omega$ (rapport de la vitesse angulaire du disque au point d'impact et de la vitesse du jet), ainsi que du nombre de Prandtl semble à privilégier, et fournit des résultats cohérents avec nos observations de l'écoulement.
Deux modes caractérisant la répartition des échanges ont ainsi été identifiés : un mode « dominé par l'impact du jet », correspondant plutôt à de basses vitesses de rotation et hautes vitesses d'injection de l'huile, et un mode « dominé par la rotation du disque » correspondant à la situation contraire, où le jet semble seulement alimenter un film d'huile s'étalant à la surface du disque.
Augmenter le nombre de Weber du jet, le nombre de Reynolds du jet ou le nombre de Prandtl augmente les échanges moyens sur le disque. Une dépendance non monotone du nombre de Nusselt moyen sur le disque à $\mathcal{M}_\omega$ (et Re_ω) a été observée, avec l'apparition d'une configuration maximisant les échanges pour une condition d'injection fixée : les forces centrifuges augmentent la vitesse du film d'huile sur le disque ce qui profite aux échanges de chaleur, mais continuer d'augmenter la vitesse provoque d'avantage de pertes d'huile lors de l'impact du jet sur le disque.
Enfin, quelques corrélations empiriques ont été proposées, et permettent de caractériser la dépendance des échanges moyens sur le disque aux différents paramètres adimensionnés.

2 Perspectives

L'ensemble des résultats et analyses obtenus tout au long de cette thèse constituent une solide base pour mener des comparaisons avec des simulations numériques. L'objectif principal de cette étude est en effet de permettre l'amélioration de ces codes de calculs, et fournir ainsi une meilleure modélisation du refroidissement des machines électriques, afin de guider la conception des futurs moteurs.

Néanmoins, ces travaux ont également montré que les phénomènes en jeu sont très complexes, particulièrement dans le cas du refroidissement d'un rotor. Ainsi, plusieurs pistes pourraient également s'avérer intéressantes à approfondir, en apportant quelques modifications au présent banc ou en développant d'autres méthodes de mesures :

- l'influence de la géométrie interne de l'injecteur sur les échanges, influant sur le profil de vitesse en sortie d'injection, semble avoir une influence assez marquée sur les échanges convectifs. Cependant, les causes restent encore mal comprises, et une étude spécifique semblerait pertinente. Des mesures PIV en sortie d'injection, ou une étude numérique, pourraient ainsi s'avérer utiles pour mieux comprendre l'influence de ce paramètre ;

- mesurer l'épaisseur du film formé à la surface de la paroi d'impact et estimer la vitesse de l'écoulement permettrait une explication plus quantitative de la répartition des échanges convectifs. Cependant, une instrumentation complexe est sans doute à prévoir pour obtenir de tels résultats expérimentaux, particulièrement dans le cas d'une paroi en rotation ;

- une étude plus quantitative de l'atomisation du jet d'huile lors de son impact sur une paroi en rotation constituerait un axe d'étude intéressant pour estimer la masse d'huile perdue lors de cet impact et ne contribuant pas, de fait, au refroidissement du rotor ;

- complexifier la géométrie de la surface d'impact, pour se rapprocher d'avantage de celle d'un véritable moteur (têtes de bobines) serait également intéressant. Cela rendrait la mesure thermique par caméra infrarouge plus difficile à réaliser, mais la méthode inverse mise au point et présentée au long du chapitre III.2 serait applicable ;

- enfin, il serait envisageable d'étudier l'effet d'autres paramètres, mis de côté lors de cette étude lors de l'exploitation du banc rotatif, notamment en faisant varier la position de l'injecteur (distance avec le disque, position radiale, angle d'injection, etc.), voire de rajouter un second injecteur.

Annexe A : Calcul des incertitudes

Par propagation d'incertitudes, il est possible d'exprimer les incertitudes composées (incertitudes maximales) en utilisant la formule suivante pour une fonction $Y = f(X_1,X_2,...X_n)$:

$$\Delta Y = \sum_{i=1}^{n} |\frac{\partial f}{\partial X_i}| \, \Delta X_i \tag{9}$$

On obtient alors les expressions suivantes :

$$\Delta\varphi_{conv\,ar} = (Tp_{ar} - T_{amb})\Delta h_{conv\,ar} + h_{conv\,ar}(\Delta Tp_{ar} + \Delta T_{amb}) \tag{10}$$

$$\Delta\varphi_{rad\,ar} = \sigma(Tp_{ar}^4 - T_{amb}^4)\Delta\varepsilon + 4\,\varepsilon\,\sigma(\Delta Tp_{ar}\,Tp_{ar}^3 + \Delta T_{amb}\,T_{amb}^3) \tag{11}$$

$$\Delta\varphi_{pertes} = \Delta\varphi_{conv\,ar} + \Delta\varphi_{rad\,ar} \tag{12}$$

$$\Delta\varphi_{elec} = I^2\,\Delta R + 2\,R\,I\,\Delta I \tag{13}$$

$$\Delta\varphi_{conv\,av} = \Delta\varphi_{elec} + \Delta\varphi_{pertes} \tag{14}$$

$$\Delta h = \frac{\Delta\varphi_{conv\,av}}{(Tp_{av} - T_{ref})} + \frac{\varphi_{conv\,av}}{(Tp_{av} - T_{ref})^2}\,\Delta(Tp_{av} - T_{ref}) \tag{15}$$

Il reste alors à déterminer $\Delta(Tp_{av} - T_{ref})$:

$$\Delta(Tp_{av} - T_{ref}) = \Delta(Tp_{ar} - T_{ref}) + \frac{\varphi_{pertes}}{\lambda_{PTFE}}\Delta e + \frac{e\,\varphi_{pertes}}{\lambda_{PTFE}^2}\Delta\lambda_{PTFE} + \frac{e}{\lambda_{PTFE}}\Delta\varphi_{pertes} \tag{16}$$

La valeur de $\Delta(Tp_{ar} - T_{ref})$ dépend alors de la définition choisie pour T_{ref} :

- Si $T_{ref} = T_{adiab}$, mesurée à l'aide de la même caméra infrarouge que Tp_{ar} [13], l'incertitude sur la différence de température $\Delta(Tp_{ar} - T_{adiab})$ est alors égale à deux fois l'incertitude aléatoire d'une mesure de température à l'arrière de la plaque : $\Delta(Tp_{ar} - T_{adiab}) = 2 \times 0{,}0012\,\mathrm{K}$.
- Si $T_{ref} = T_{jet}$, mesurée à l'aide de la sonde Pt100, on considèrera que l'erreur est égale à la précision de la Pt100 : $\Delta(Tp_{ar} - T_{jet}) \sim \Delta T_{jet}$. En effet, les deux instruments sont préalablement calibrés de façon à minimiser cette erreur, mais la sonde platine est moins précise que la caméra et un biais subsiste sur la mesure [14].

13. Dans la pratique, lors de chaque essai, on effectue d'abord la mesure de la température adiabatique de paroi. Puis, on active la résistance chauffante et on réalise une deuxième mesure une fois l'équilibre thermique atteint.

14. On commet alors un peu plus d'erreur qu'en choisissant la définition précédente, où les mesures sont réalisées avec le même instrument (caméra infrarouge), disposant qui plus est d'une très bonne fidélité.

Annexe B : Liste des cas étudiés sur le banc 1 (paroi fixe)

Pr	Re_j	Z/d	$\bar{\varphi_{elec}}$ (kW.m^{-2})
148	1340	5 - 10 - 20	60 à 168
148	1620	10	60 à 188
148	2225	10	86 à 234
210	660	10	37 à 99
210	1340	5 - 10 - 20	57 à 204
210	1620	10	83 à 225
328	550	5 - 10 - 20	35 à 140
328	660	10	56 à 207
328	910	10	55 à 251
328	1340	10	79 à 327
533	230	10	36 à 93
533	550	10	33 à 193
533	660	10	52 à 240
737	170	10	35 à 109
737	230	10	34 à 123
737	375	10	52 à 194
737	550	10	41 à 319
737	660	10	74 à 344
925	170	5 - 10 - 20	34 à 114
925	230	10	33 à 134
925	375	10 - 20	51 à 238

Tableau 1 – Liste des cas étudiés avec un injecteur de diamètre $d = 2$ mm : nombre de Prandtl, Reynolds d'injection, distance d'impact adimensionnée et densité de flux de chauffe moyenne min et max.

Pr	Re_j	d (mm)	$\bar{\varphi_{elec}}$ (kW.m^{-2})
148	2225	1	60 à 134
328	660	1	37 à 72
328	910	1	57 à 98
737	375	1	45 à 97
148	1340	4	59 à 162
328	550	4	34 à 130
328	660	4	54 à 193
328	910	4	79 à 237
737	170	4	33 à 94
737	375	4	50 à 190
925	170	4	32 à 99

Tableau 2 – Liste des cas étudiés avec un injecteur de diamètre $d = 1$ mm et $d = 4$ mm, avec $Z/d = 10$: nombre de Prandtl, Reynolds d'injection, diamètre d'injection et densité de flux de chauffe moyenne min et max.

Annexe C : Liste des cas étudiés sur le banc 2 (paroi en rotation)

Pr	Re_j	We	Re_ω	$\mathcal{M}_\omega$
140	1025	1890	20.600 à 826.000	0,24 à 9,8
140	1320	3140	20.600 à 618.000	0,19 à 5,7
140	2050	7540	20.600 à 826.000	0,12 à 4,9
210	660	1760	13.100 à 393.000	0,24 à 7,3
210	1320	7050	13.100 à 393.000	0,12 à 3,7
349	375	1660	7.560 à 302.000	0,24 à 9,8
392	660	6560	6.640 à 199.000	0,12 à 3,7
737	170	1550	3.400 à 136.000	0,24 à 9,8
737	375	7700	3.400 à 103.000	0,11 à 3,3
737	660	23800	3.400 à 103.000	0,062 à 1,9
925	170	2540	2.660 à 80.000	0,19 à 5,7

Tableau 3 – Liste des cas étudiés avec un injecteur de diamètre $d = 2$ mm : nombre de Prandtl, Reynolds d'injection, Weber, Reynolds de rotation, rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$. Pour chaque cas d'injection, 5 ou 6 vitesses de rotation différentes ont été étudiées, dans les plages annoncées.

d (mm)	Pr	Re_j	We	Re_ω	$\mathcal{M}_\omega$
1	140	513	940	20.600 à 618.000	0,24 à 7,3
1	140	1445	7540	20.600 à 618.000	0,087 à 2,6
1	140	2050	15100	20.600 à 618.000	0,062 à 1,8
3	140	684	560	20.600 à 618.000	0,55 à 16
3	140	1540	2830	20.600 à 618.000	0,24 à 7,3
3	140	1620	3140	20.600 à 618.000	0,23 à 7,0
3	140	2520	7540	20.600 à 618.000	0,15 à 4,5

Tableau 4 – Liste des cas étudiés avec des injecteurs de diamètre $d = 1$ mm et $d = 3$ mm : nombre de Prandtl, Reynolds d'injection, Weber, Reynolds de rotation, rapport des vitesses $\mathcal{M}_\omega$. Pour chaque cas d'injection, 5 vitesses de rotation différentes ont été étudiées, dans les plages annoncées.

Références

Abdul-Majeed, G. H. et Abu Al-Soof, N. B. (2000). Estimation of gas–oil surface tension. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 27(3):197–200. (page 53)

Aouad, W., Landel, J. R., Dalziel, S. B., Davidson, J. F. et Wilson, D. I. (2016). Particle image velocimetry and modelling of horizontal coherent liquid jets impinging on and draining down a vertical wall. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 74:429–443. (page 21, 22)

Askarizadeh, H., Ahmadikia, H., Ehrenpreis, C., Kneer, R., Pishevar, A. et Rohlfs, W. (2020). Heat transfer in the hydraulic jump region of circular free-surface liquid jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 146:118823. (page 82)

Assaad, B., Mikati, K., Tran, T. V. et Negre, E. (2018). Experimental Study of Oil Cooled Induction Motor for Hybrid and Electric Vehicles. *In 2018 XIII International Conference on Electrical Machines (ICEM)*, pages 1195–1200. (page 6)

Azuma, T. et Hoshino, T. (1984a). The Radial Flow of a Thin Liquid Film : 1st Report, Laminar-Turbulent Transition. *Bulletin of JSME*, 27(234):2739–2746. (page 18)

Azuma, T. et Hoshino, T. (1984b). The Radial Flow of a Thin Liquid Film : 2nd Report, Liquid Film Thickness. *Bulletin of JSME*, 27(234):2747–2754. (page 18)

Azuma, T. et Hoshino, T. (1984c). The Radial Flow of a Thin Liquid Film : 3rd Report, Velocity Profile. *Bulletin of JSME*, 27(234):2755–2762. (page 18)

Azuma, T. et Hoshino, T. (1984d). The Radial Flow of a Thin Liquid Film : 4th Report, Stability of Liquid Film and Wall Pressure Fluctuation. *Bulletin of JSME*, 27(234):2763–2770. (page 18)

Baonga, J., Louahlia-Gualous, H. et Imbert, M. (2005). Experimental study of the hydrodynamic and heat transfer of free liquid jet impinging a flat circular heated disk - ScienceDirect. *Applied Thermal Engineering*, 26:1125–1138. (page 18, 19, 20, 26, 27, 28, 29, 31, 78, 79)

Basu, S. et Cetegen, B. M. (2005). Analysis of Hydrodynamics and Heat Transfer in a Thin Liquid Film Flowing Over a Rotating Disk by the Integral Method. *Journal of Heat Transfer*, 128(3):217–225. (page 35, 36, 37)

Bazán, F. S. V. (2008). Fixed-point iterations in determining the Tikhonov regularization parameter. 24(3):035001. Publisher : IOP Publishing. (page 118)

Bennion, K. et Moreno, G. (2015). Convective Heat Transfer Coefficients of Automatic Transmission Fluid Jets With Implications for Electric Machine Thermal Management. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page 25)

Bhunia, S. K. et Lienhard, J. H. (1994a). Splattering During Turbulent Liquid Jet Impingement on Solid Targets. *Journal of Fluids Engineering*, 116(2):338–344. (page 17)

Bhunia, S. K. et Lienhard, J. H. (1994b). Surface Disturbance Evolution and the Splattering of Turbulent Liquid Jets. *Journal of Fluids Engineering*, 116(4):721–727. (page 17)

Birouk, M., Iyogun, C. O. et Popplewell, N. (2007). ROLE OF VISCOSITY ON TRAJECTORY OF LIQUID JETS IN A CROSS-AIRFLOW. *Atomization and Sprays*, 17(3). Publisher : Begel House Inc. (page 43, 44)

Birouk, M., Stäbler, T. et Azzopardi, B. J. (2003). An Experimental Study of Liquid Jets Interacting with Cross Airflows. *Particle & Particle Systems Characterization*, 20(1):39–46. (page 42, 43, 89, 90)

Blumm, J., Lindemann, A., Meyer, M. et Strasser, C. (2010). Characterization of PTFE Using Advanced Thermal Analysis Techniques. *International Journal of Thermophysics*, 31(10):1919–1927. (page 62, 121)

Bozzoli, F., Cattani, L., Mocerino, A., Rainieri, S. et Bazán, F. S. V. (2019). A novel method for estimating the distribution of convective heat flux in ducts : Gaussian filtered singular value decomposition. *Inverse Problems in Science and Engineering*, 27(11):1595–1607. Publisher : Taylor & Francis _eprint : https ://doi.org/10.1080/17415977.2018.1540615. (page 118)

Broumand, M. et Birouk, M. (2016). Liquid jet in a subsonic gaseous crossflow : Recent progress and remaining challenges. *Progress in Energy and Combustion Science*, 57:1–29. (page 41, 42)

Bush, J. W. M., Aristoff, J. M. et Hosoi, A. E. (2006). An experimental investigation of the stability of the circular hydraulic jump. *Journal of Fluid Mechanics*, 558:33. (page 20, 81)

Carper, H. J. (1989). Impingement cooling by liquid jet. *In ASME Winter Annual Meeting, San Francisco, CA*. (page 17, 39)

Carper, H. J. et Deffenbaugh, D. M. (1978). Heat transfer from a rotating disk with liquid jet impingement. *Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference, Toronto*, 4:113–118. (page 38)

Carper, H. J., Saavedra, J. J. et Suwanprateep, T. (1986). Liquid Jet Impingement Cooling of a Rotating Disk. *Journal of Heat Transfer*, 108(3):540–546. (page 38, 166)

Chaudhury, Z. H. (1964). Heat transfer in a radial liquid jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 20(03):501. (page 17)

Chen, K., Masrur, A., Ahmed, S. et Garg, V. K. (2003). Jet impingement cooling of electric motor end-windings. (page 6)

Chen, Y., Ma, C., Qin, M. et Li, Y. (2005). Theoretical study on impingement heat transfer with single-phase free-surface slot jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(16):3381–3386. (page 17)

Chen, Y.-M., Lee, W.-T. et Wu, S.-J. (1998). Heat (mass) transfer between an impinging jet and a rotating disk. *Heat and Mass Transfer*, 34(2):195–201. (page 32, 34)

Choo, K. et Kim, S. J. (2016). The influence of nozzle diameter on the circular hydraulic jump of liquid jet impingement. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 72:12–17. (page 20)

Ciarlet, P. G. (2007). *Introduction à l'analyse numérique matricielle et à l'optimisation*. DUNOD. (page 116, 117)

Conseil Européen (2022). Pacte vert pour l'Europe. https://www.consilium.europa.eu/fr/policies/green-deal/. Consulté le : 01/06/2022. (page 6)

Courrier international (2022). Économie. En Europe, les ventes de voitures électriques dépassent celles de véhicules diesel. https://www.courrierinternational.com/articl

e/economie-en-europe-les-ventes-de-voitures-electriques-depassent-celles-de-vehicules-diesel/. Consulté le : 01/06/2022. (page 6)

Davin, T. (2014). *Refroidissement des moteurs électriques : exploration des solutions à huile de lubrification*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis. (page 6)

Easter, J., Jarrett, C., Pespisa, C., Liu, Y. C., Alkidas, A. C., Guessous, L. et Sangeorzan, B. P. (2014). An Area-Average Correlation for Oil-Jet Cooling of Automotive Pistons. *Journal of Heat Transfer*, 136(12). Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page 29, 84)

Eckert, E. R. G. et Drake, R. M. J. (1987). Analysis of heat and mass transfer. (page 24)

Elison, B. et Webb, B. (1994). Local heat transfer to impinging liquid jets in the initially laminar, transitional, and turbulent regimes - ScienceDirect. *Int. J. Heat Mass Transfert*, 37(8):1207–1216. (page 25, 26, 29, 83, 84)

Errico, M. (1986). *Errico, M. (1986). A study of the interaction of liquid jets with solid surfaces*. Thèse de doctorat, University of California, San Diego, CA, USA. (page 17)

Fakult, J. P., Pengov, W. A. et Dissauer, G. A. (2002). Fluid-cooled, high power switched reluctance motor. (page 7)

Farvardin, E., Johnson, M., Alaee, H., Martinez, A. et Dolatabadi, A. (2013). Comparative Study of Biodiesel and Diesel Jets in Gaseous Crossflow. *Journal of Propulsion and Power*, 29(6):1292–1302. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics _eprint : https ://doi.org/10.2514/1.B34743. (page 44)

Fasquelle, A. (2007). Contribution à la modélisation multi-physique : électro-vibro-acoustique et aérothermique de machines de traction. (page 6)

Feng, X., Cousineau, E., Bennion, K., Moreno, G., Kekelia, B. et Narumanchi, S. (2021). Experimental and numerical study of heat transfer characteristics of single-phase free-surface fan jet impingement with automatic transmission fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 166:120731. (page 6, 24)

Fujimoto, H., Suzuki, Y., Hama, T. et Takuda, H. (2011). Flow Characteristics of Circular Liquid Jet Impinging on a Moving Surface Covered with a Water Film. *ISIJ International*, 51(9):1497–1505. (page 37, 38)

Fénot, M., Trinh, X. T. et Dorignac, E. (2019). Flow and heat transfer of a compressible impinging jet. *International Journal of Thermal Sciences*, 136:357–369. (page 57)

Gabour, L. A. (1991). *Heat transfer to turbulent and splattering impinging liquid jets*. Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology. (page 18, 27)

Gardon, R. et Cobonpue, J. (1962). Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it. pages 454–460, university of Colorado, Co, U.S.A. (page 23)

Garimella, S. V. et Nenaydykh, B. (1996). Nozzle-geometry effects in liquid jet impingement heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(14):2915–2923. (page 31)

Gauntner, J. W., Livingood, J. N. B. et Hrycak, P. (1970). Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate. page 46. (page 16)

Girault, M., Petit, D. et Videcoq, E. (2003). The Use of Model Reduction and Function Decomposition for Identifying Boundary Conditions of A Linear Thermal System. *Inverse Problems in Engineering*, 11(5):425–455. Publisher : Taylor & Francis _eprint : https ://doi.org/10.1080/1068276031000118961. (page 118)

Gradeck, M., Kouachi, A., Dani, A., Arnoult, D. et Boréan, J. L. (2006). Experimental and numerical study of the hydraulic jump of an impinging jet on a moving surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30(3):193–201. (page 37)

Guerra, D. R., Su, J. et Silva Freire, A. P. (2005). The near wall behavior of an impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(14):2829–2840. (page 16)

Hansen, P. C. (2000). The L-Curve and its Use in the Numerical Treatment of Inverse Problems. *In in Computational Inverse Problems in Electrocardiology, ed. P. Johnston, Advances in Computational Bioengineering*, pages 119–142. WIT Press. (page 119, 130)

Hosain, M. L., Bel Fdhila, R. et Daneryd, A. (2016). Heat transfer by liquid jets impinging on a hot flat surface. *Applied Energy*, 164:934–943. (page 19, 27, 29)

Incropera, F. P. et Ramadhyani, S. (1994). Single-Phase, Liquid Jet Impingement Cooling of High-Performance Chips. *In* Kakaç, S., Yüncü, H. et Hijikata, K., éditeurs : *Cooling of Electronic Systems*, NATO ASI Series, pages 457–506. Springer Netherlands, Dordrecht. (page 17)

Jiang, L., Lyu, Y., Zhu, P., Gao, W. et Liu, Z. (2021). Numerical investigation of conjugate heat transfer on a rotating disk under round liquid jet impingement. *International Journal of Thermal Sciences*, 170:107097. (page 39)

Kasimov, A. R. (2008). A stationary circular hydraulic jump, the limits of its existence and its gasdynamic analogue. *Journal of Fluid Mechanics*, 601:189–198. Publisher : Cambridge University Press. (page 20, 81)

Kays, W. M. et Crawford, M. E. (1993). *Convective Heat and Mass Transfert*. McGraw-Hill. (page 24)

Kekelia, B., Bennion, K., Feng, X., Moreno, G., Cousineau, J. E., Narumanchi, S. et Tomerlin, J. (2019). Surface Temperature Effect on Convective Heat Transfer Coefficients for Jet Impingement Cooling of Electric Machines With Automatic Transmission Fluid. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page 24, 74)

Kemp, S. P. et Linden, J. L. (1990). Physical and Chemical Properties of a Typical Automatic Transmission Fluid. SAE Technical Paper 902148, SAE International, Warrendale, PA. ISSN : 0148-7191, 2688-3627. (page 53)

Landel, J. R., McEvoy, H. et Dalziel, S. B. (2015). Cleaning of viscous drops on a flat inclined surface using gravity-driven film flows. *Food and Bioproducts Processing*, 93:310–317. (page 21)

Leland, J. E. et Pais, M. R. (1999). Free Jet Impingement Heat Transfer of a High Prandtl Number Fluid Under Conditions of Highly Varying Properties. *Journal of Heat Transfer*, 121(3):592–597. (page 24, 29, 72, 74, 79, 83, 84, 85, 86)

Les Echos (2022). Voiture électrique : les ventes ont bondi en Europe en 2021. https://www.lesechos.fr/industrie-services/automobile/voiture-electrique-les-ventes-ont-bondi-de-64-en-europe-en-2021-1378134/. Consulté le : 01/06/2022. (page 6)

Li, D., Guo, Z. et Ma, C. F. (1997). Relationship between the recovery factor and the viscous dissipation in a confined, impinging, circular jet of high-Prandtl number liquid. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 18. (page 23)

Lienhard, J. H. (2006). Heat transfer by impingement of circular free-surface liquid jets. *Proceedings of 18th National and 7th ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference*. (page 25)

Lienhard, J. H., Liu, X. et Gabour, L. A. (1992). Splattering and Heat Transfer During Impingement of a Turbulent Liquid Jet. *Journal of Heat Transfer*, 114(2):362–372. (page 17)

Liu, X. (1992). *Liquid jet impingement heat transfer and its potential applications at extremely high heat fluxes*. Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology. (page 25)

Liu, X. et Lienhard, J. H. (1989). Liquid jet impingement heat transfer on a uniform flux surface, heat transfer phenomena in radiation, combustion and fires. *ASME-HTD*, (106):523–530. (page 18, 19)

Liu, X. et Lienhard, J. H. (1993). The hydraulic jump in circular jet impingement and in other thin liquid films. *Experiments in Fluids*, 15(2):108–116. (page 20)

Liu, X., Lienhard, J. H., V. et Lombara, J. S. (1991). Convective Heat Transfer by Impingement of Circular Liquid Jets. *Journal of Heat Transfer*, 113(3):571–582. (page 18, 25, 26)

Liu, Y. C., Guessous L., Sangeorzan B. P. et Alkidas A. C. (2015). Laboratory Experiments on Oil-Jet Cooling of Internal Combustion Engine Pistons : Area-Average Correlation of Oil-Jet Impingement Heat Transfer. *Journal of Energy Engineering*, 141(2): C4014003. (page 24, 29, 72, 74, 79, 84)

Lubarsky, E., Shcherbik, D., Bibik, O., Gopala, Y. et T., B. (2012). Fuel Jet in Cross Flow - Experimental Study of Spray Characteristics. *In* Oh, H. W., éditeur : *Advanced Fluid Dynamics*. InTech. (page 43)

Ma, C. F., Zhao, Y. H., Masuoka, T. et Gomi, T. (1996). Analytical study on impingement heat transfer with single-phase free-surface circular liquid jets. *Journal of Thermal Science*, 5(4):271–277. (page 18)

Ma, C. F., Zheng, Q. et Ko, S. Y. (1997). Local heat transfer and recovery factor with impinging free-surface circular jets of transformer oil. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(18):4295–4308. (page 23, 24, 26, 29, 30, 31, 70, 79, 85)

Mantere, J. (2009). Cooling element for an electrical machine. (page 6)

Martin, H. (1977). Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces. *In* Hartnett, J. P. et Irvine, T. F., éditeurs : *Advances in Heat Transfer*, volume 13, pages 1–60. Elsevier. (page 16)

Mcnaughton, K. J. et Sinclair, C. G. (1966). Submerged jets in short cylindrical flow vessels. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(2):367–375. (page 15)

Mertens, K., Putkaradze, V. et Vorobieff, P. (2005). Morphology of a stream flowing down an inclined plane. Part 1. Braiding. *Journal of Fluid Mechanics*, 531:49–58. (page 21)

Metzger, D. E., Bunker, R. S. et Bosch, G. (1991). Transient Liquid Crystal Measurement of Local Heat Transfer on a Rotating Disk With Jet Impingement. *Journal of Turbomachinery*, 113(1):52–59. (page 34)

Metzger, D. E., Cummings, K. N. et Ruby, W. A. (1974). METZGER, D. E., CUMMINGS, K. N., et RUBY, W. A. Effects of Prandtl number on heat transfer characteristics of impinging liquid jets. pages 20–24, Tokyo, Japan. (page 23, 24, 28, 30, 74, 84)

Meynet, Y. (2016). *Etude expérimentale des écoulements de Taylor-Couette-Poiseuille en entrefer encoché : Application aux machines électriques automobiles*. thesis, Chasseneuil-du-Poitou, Ecole nationale supérieure de mécanique et d'aérotechnique. (page 6)

Milauvre, A. (2004). Thermique des machines électriques. Note technique Renault. (page 6)

Miyamoto, T., Matsusaka, S. et Kato, K. (2017). Cooling structure of rotary electric machine. (page 7)

No, S.-Y. (2015). A Review on Empirical Correlations for Jet/Spray Trajectory of Liquid Jet in Uniform Cross Flow. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 7(4):283–313. (page 41, 43)

Oguic, R., Poncet, S. et Viazzo, S. (2016). High-order direct numerical simulations of a turbulent round impinging jet onto a rotating heated disk in a highly confined cavity. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 61:366–378. (page 32)

Ozar, B., Cetegen, B. M. et Faghri, A. (2003). Experiments on the flow of a thin liquid film over a horizontal stationary and rotating disk surface. *Experiments in Fluids*, 34(5):556–565. (page 35, 36)

Ozar, B., Cetegen, B. M. et Faghri, A. (2004). Experiments on Heat Transfer in a Thin Liquid Film Flowing Over a Rotating Disk. *Journal of Heat Transfer*, 126(2):184–192. (page 35, 36)

Pais, M., Chow, L. C., Knee, J., Bonneau, V., Leland, J. E. et Beam, J. (1995). Jet Impingement Cooling in VSCF Generators. SAE Technical Paper 951451, SAE International, Warrendale, PA. (page 29, 30)

Pan, Y., Stevens, J. et Webb, B. W. (1992). Effect of Nozzle Configuration on Transport in the Stagnation Zone of Axisymmetric, Impinging Free-Surface Liquid Jets : Part 2—Local Heat Transfer. *Journal of Heat Transfer*, 114(4):880–886. (page 27)

Pellé, J. et Harmand, S. (2009). Heat transfer study in a rotor–stator system air-gap with an axial inflow. *Applied Thermal Engineering*, 29(8):1532–1543. (page 32, 33, 34)

Piazza, F. (2018). ACEA Economic and Market Report. page 29. (page 6)

Polat, S., Huang, B., Mujumdar, A. S. et Douglas, W. J. M. (1989). NUMERICAL FLOW AND HEAT TRANSFER UNDER IMPINGING JETS : A REVIEW. *Annual Review of Heat Transfer*, 2. (page 16)

Popiel, C. O. et Boguslawski, L. (1986). Local Heat Transfer From a Rotating Disk in an Impinging Round Jet. *Journal of Heat Transfer*, 108(2):357–364. (page 32, 34)

Poubeau, A., Vinay, G., Kekelia, B. et Bennion, K. (2022). Conjugate Heat Transfer Simulations of High Prandtl Number Liquid Jets Impinging on a Flat Plate. *SSRN Electronic Journal*. (page 74)

Ragucci, R., Bellofiore, A. et Cavaliere, A. (2007). Breakup and breakdown of bent kerosene jets in gas turbine conditions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(2):2231–2238. (page 44)

Rahman, M. M. et Lallave, J. C. (2007). A Comprehensive Study of Conjugate Heat Transfer During Free Liquid Jet Impingement on a Rotating Disk. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 51(11):1041–1064. (page 39)

Renault Group (2020). L'histoire des premières voitures électriques. https://www.renaultgroup.com/news-onair/actualites/lhistoire-des-premieres-voitures-electriques/. Consulté le : 01/06/2022. (page 5)

Rice, J., Faghri, A. et Cetegen, B. M. (2005). Analysis of a Free Surface Film From a Controlled Liquid Impinging Jet Over a Rotating Disk Including Conjugate Effects, With and Without Evaporation. pages 311–322. (page 35)

Rohlfs, W., Haustein, H. D., Garbrecht, O. et Kneer, R. (2012). Insights into the local heat transfer of a submerged impinging jet : Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(25-26):7728–7736. (page 16)

Roux, S., Fénot, M., Lalizel, G., Brizzi, L. E. et Dorignac, E. (2011). Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(15):3277–3290. (page 57)

Saniei, N., Yan, X. J. T. et Schooley, W. W. (1998). Local Heat Transfer Characteristics of a Rotating Disk under Jet Impingement Cooling. *Heat Transfer Conference*, 5:445–450. (page 34)

Soltis, D. et Sangeorzan, B. (2016). Convective Heat Transfer in the Stagnation Zone of an Axisymmetric Upward Jet Impinging on a Stationary Flat Surface. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page 31, 74, 79)

Staton, D., Boglietti, A. et Cavagnino, A. (2005). Solving the more difficult aspects of electric motor thermal analysis in small and medium size industrial induction motors. *IEEE Transactions on Energy Conversion*, 20(3):620–628. (page 6)

Stenzler, J. N., Lee, J. G., Santavicca, D. A. et Lee, W. (2006). PENETRATION OF LIQUID JETS IN A CROSS-FLOW. *Atomization and Sprays*, 16(8). Publisher : Begel House Inc. (page 44)

Stevens, J. et Webb, B. W. (1991). Local Heat Transfer Coefficients Under an Axisymmetric, Single-Phase Liquid Jet. *Journal of Heat Transfer*, 113(1):71–78. (page 25, 26, 27, 28, 31, 79)

Stevens, J. et Webb, B. W. (1992). Measurements of the Free Surface Flow Structure Under an Impinging, Free Liquid Jet. *Journal of Heat Transfer*, 114(1):79–84. (page 17, 18, 78)

Sun, H., Ma, C. F. et Chen, Y. (1998). Prandtl number dependence of impingement heat transfer with circular free-surface liquid jets. *lnt. J. Heat Mass Transfer.*, 41(10):1360–1363. (page 31)

Sung, J., Choi, H. G. et Yoo, J. Y. (1999). Finite element simulation of thin liquid film flow and heat transfer including a hydraulic jump. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 46(1):83–101. (page 24)

Swales, S. H., Turnbull, P. F., Schulze, B., Poskie, F. R., Omell, W. J. et Deneszczuk, W. C. (2011). Oil cooled motor/generator for an automotive powertrain. (page 7)

Tawfek, A. A. (1996). Heat transfer and pressure distributions of an impinging jet on a flat surface. *Heat and Mass Transfer*, 32(1):49–54. (page 26)

Teymourtash, A. R. et Mokhlesi, M. (2015). Experimental investigation of stationary and rotational structures in non-circular hydraulic jumps. *Journal of Fluid Mechanics*, 762:344–360. (page 20, 21, 81)

Thieblin, S. (1997). *Analyse et modélisation du comportement thermique d'un moteur électrique soumis à des régimes de charge et de vitesse variables. Application au moteur de traction d'un véhicule électrique.* Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérothechnique. (page 6)

Thomas, S., Faghri, A. et Hankey, W. (1991). Experimental Analysis and Flow Visualization of a Thin Liquid Film on a Stationary and Rotating Disk. *Journal of Fluids Engineering*, 113(1):73–80. (page 35)

Umeda, A., Shiga, T. et Kusase, S. (1999). Stator winding arrangement of alternator for vehicle. (page 6)

Vich, G. et Ledoux, M. (1997). Investigation of a Liquid Jet in a Subsonic Cross-Flow. *International Journal of Fluid Mechanics Research*, 24(1-3). Publisher : Begel House Inc. (page 42)

Viskanta, R. (1993). Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6(2):111–134. (page 16)

Wang, T., Davidson, J. F. et Wilson, D. I. (2013). Effect of surfactant on flow patterns and draining films created by a static horizontal liquid jet impinging on a vertical surface at low flow rates. *Chemical Engineering Science*, 88:79–94. (page 21)

Wang, X. S., Dagan, Z. et Jiji, L. M. (1989). Heat transfer between a circular free impinging jet and a solid surface with non-uniform wall temperature or wall heat flux—1. Solution for the stagnation region. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 32(7):1351–1360. (page 17)

Watson, E. J. (1964). The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 20(3):481–499. (page 17, 19)

Wikipedia (2022). Voiture électrique. https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Voiture_electrique&oldid=193983216/. Consulté le : 01/06/2022. (page 5)

Wilson, D. I., Le, B. L., Dao, H. D. A., Lai, K. Y., Morison, K. R. et Davidson, J. F. (2012). Surface flow and drainage films created by horizontal impinging liquid jets. *Chemical Engineering Science*, 68(1):449–460. (page 21)

Womac, D. J., Ramadhyani, S. et Incropera, F. P. (1993). Correlating Equations for Impingement Cooling of Small Heat Sources With Single Circular Liquid Jets. *Journal of Heat Transfer*, 115(1):106–115. (page 27)

Wu, P.-K., Kirkendall, K. A., Fuller, R. P. et Nejad, A. S. (1997). Breakup Processes of Liquid Jets in Subsonic Crossflows. *Journal of Propulsion and Power*, 13(1):64–73. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics _eprint : https ://doi.org/10.2514/2.5151. (page 43)

Ylitalo, A. S., Walls, D. J., Mui, D. S. L., Frostad, J. M. et Fuller, G. G. (2019). Evolution of rivulets during spreading of an impinging water jet on a rotating, precoated substrate. *Physics of Fluids*, 31(8):082104. Publisher : American Institute of Physics. (page 150)

Şara, O. N., Erkmen, J., Yapici, S. et Çopur, M. (2008). Electrochemical mass transfer between an impinging jet and a rotating disk in a confined system. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 35(3):289–298. (page 32)

Impact de jet d'huile sur paroi tournante, application au refroidissement des machines électriques

Résumé : Cette thèse expérimentale est consacrée à l'étude du refroidissement par impact de jet d'huile et trouve son application dans le développement des moteurs électriques pour le secteur automobile. Un tel système n'ayant jamais fait l'objet d'étude expérimentale fine, particulièrement dans le cas de liquides à haut nombre de Prandtl, deux bancs d'essais ont été conçus pour étudier respectivement le refroidissement du stator (paroi immobile) et du rotor (paroi en rotation). Une méthode de mesure thermique par thermographie infrarouge, couplée à une méthode inverse, a été mise au point afin de déterminer la distribution des échanges convectifs dans chacune des configurations. Ces mesures ont été complétées par des visualisations par caméra rapide afin de caractériser la nature de l'écoulement et permettre de mieux appréhender les mécanismes des transferts de chaleur.

Mots clés : Chaleur–Convection, Corps gras, Disque en rotation, Impact, Jets pariétaux, Liquide à haut nombre de Prandtl, Moteurs électriques–Refroidissement, Problèmes inverses (équations différentielles), Rotors, Stator, Thermographie, Transfert de chaleur

Oil jet impact on rotating wall, application to cooling of electrical machines

Abstract: This experimental thesis is devoted to the study of oil jet impact cooling and finds its application in the development of electric motors for the automotive sector. As such a system has never been the subject of detailed experimental study, particularly in the case of liquids with high Prandtl numbers, two test benches were designed to study the cooling of the stator (stationary wall) and the rotor (rotating wall) respectively. An infrared thermography method, coupled with an inverse method, was developed to determine the distribution of convective exchanges in each configuration. These measurements were complemented by fast camera visualisations in order to characterize the nature of the flow and to better understand the heat transfer mechanisms.

Keywords: Heat–Convection, Oils and fats, Rotating disc, Impact, Wall jets, High Prandtl number liquid, Electric motors–Cooling, Inverse problems (Differential equations), Rotors, Stator, Thermography, Heat–Transmission