ÉCOLE CENTRALELYON

N ° ordre : 2012-53

Thèse de doctorat de l'Université de Lyon
délivrée par l'École Centrale de Lyon

Spécialité

Mécanique des fluides

Soutenue publiquement le 3 décembre 2012

par

M. Yoann Fendler

préparée au Laboratoire de Mécanique des fluides et d'Acoustique (LMFA)

Analyse des phénomènes liés à la présence de la phase liquide dans les turbines à vapeur et élaboration de modèles méridiens pour en prédire les effets

École doctorale de Mécanique, Énergétique, Génie civil et Acoustique (MEGA)

Composition du jury :

M. Jean-Marc Dorey	Examinateur
Mme. Régiane Fortes-Patella	Rapporteur
M. Michel Lance	Directeur de thèse
M. Francis Leboeuf	Président du jury
M. Olivier Léonard	Co-directeur de thèse
M. Alexander White	Rapporteur

Table des matières

Table des matières i

Table des figures v

Nomenclature xiv

1 Introduction 1

2 Phénoménologie de l'écoulement étudié 5

2.1 Condensation . . . 5

2.1.1 Différents types de condensation . . . 5

2.1.2 La nucléation homogène . . . 6

2.1.3 Grossissement des gouttes . . . 7

2.2 Déposition . . . 9

2.2.1 Les régimes de déposition . . . 9

2.2.2 Phénomènes physiques mis en jeu . . . 11

2.2.2.1 Mouvement brownien et diffusion turbulente . . . 12

2.2.2.2 Turbophorèse . . . 13

2.2.2.3 Thermophorèse . . . 14

2.2.2.4 Sédimentation . . . 15

2.2.2.5 Courbure des lignes de courant gazeuses . . . 15

2.2.2.6 Identification des phénomènes prépondérants . . . 15

2.3 Film liquide . . . 17

2.3.1 Quelques ordres de grandeur . . . 18

2.3.2 État du film liquide . . . 19

2.3.3 Cinématique du film liquide . . . 21

2.4 Formation de l'humidité grossière . . . 22

2.4.1 Atomisation primaire . . . 23

2.4.2 Atomisation secondaire 23
2.5 Conclusions 24

3 Présentation du code de calcul Greenwich 25
3.1 Formulation méridienne 25
3.2 Modèles numériques choisis 27
3.3 Cas test VEGA2 28

4 Modélisation de la condensation 31
4.1 Théorie classique de la condensation spontanée 31
4.1.1 Équilibre d'une goutte 31
4.1.2 Taux de nucléation 38
4.1.2.1 Première estimation 38
4.1.2.2 Théorie cinétique 39
4.1.2.3 Conclusions 43
4.2 Loi de grossissement 44
4.2.1 Domaine moléculaire 44
4.2.2 Domaine continu 45
4.2.3 Dans une turbine 45
4.2.3.1 Formulation de Gyarmathy 46
4.2.3.2 Formulation de Young 49
4.3 Expression des tensions de surface 51
4.3.1 Effet de la température 52
4.3.2 Effet du rayon de la goutte 53
4.4 Modèle diphasique homogène 54
4.4.1 Inventaire des modèles envisageables et choix 54
4.4.2 Formulation à deux équations de transport pour la phase dispersée 56
4.4.3 Fermeture du système 58
4.5 Étude de sensibilité sur la tuyère de Moore 59
4.5.1 Conditions de calcul avec Greenwich 59
4.5.2 Influence du maillage 60
4.5.3 Influence de l'expression du rayon critique 62
4.5.4 Influence du modèle de grossissement 63
4.5.4.1 Influence des facteurs α et β dans le modèle de grossissement de Young 63

4.5.4.2 Comparaison des modèles de Young et Gyarmathy et influence de la correction de Kantrowitz 65
4.5.5 Influence de la tension de surface 66
4.5.6 Influence de la valeur du nombre de Knudsen 68
4.6 Conclusions 68

5 Modélisation de la déposition **71**
5.1 Modèles utilisés 71
5.1.1 Contribution de la turbophorèse et de la diffusion 71
5.1.2 Contribution des effets inertiels 72
5.1.2.1 Déposition sur la bord d'attaque 73
5.1.2.2 Déposition sur l'intrados 73
5.2 Estimation de la déposition inertielle 75
5.2.1 Méthodologie 75
5.2.2 Modélisation de l'expérience de Pui 76
5.2.3 Déposition sur le bord d'attaque 78
5.2.4 Déposition sur l'intrados 79
5.3 Modèle retenu 83

6 Modélisation du film liquide **85**
6.1 Mise en équation 85
6.1.1 Équations de conservation 86
6.1.2 Expression des termes sources 88
6.1.2.1 Terme source de volume 88
6.1.2.2 Termes sources de quantité de mouvement 90
6.2 Discrétisation des équations 95
6.2.1 Discrétisation temporelle 96
6.2.2 Discrétisation spatiale 97
6.3 Validation 98
6.3.1 Validation du schéma numérique 98
6.3.2 Expérience de l'Université de Michigan 100
6.3.2.1 Présentation du cas test 100
6.3.2.2 Résultats 100
6.4 Conclusions 101

7 Cas test industriel **105**
7.1 Cas test VEGA2 . . . 105
7.1.1 Présentation du cas test et de la méthodologie de calcul . . . 105
7.1.2 Résultats obtenus . . . 106
7.1.3 Influence de la taille des gouttes . . . 108
7.1.4 Influence de la pression . . . 112
7.1.5 Influence de la vitesse de frottement . . . 114
7.1.6 Influence de la correction de gaz raréfié . . . 116
7.1.7 Conclusions . . . 117
7.2 Turbine à vapeur basse pression . . . 119
7.2.1 Méthodologie utilisée . . . 120
7.2.2 Résultats obtenus . . . 121
7.2.2.1 Condensation . . . 123
7.2.2.2 Déposition . . . 126
7.2.2.3 Film liquide . . . 128
7.2.3 Pertes liées à l'humidité . . . 130
7.2.3.1 Pertes thermodynamiques . . . 130
7.2.3.2 Pertes par traînée liées à l'humidité fine . . . 132
7.2.3.3 Pertes par déposition . . . 133
7.2.3.4 Pertes par centrifugation du film liquide . . . 133
7.2.3.5 Pertes par traînée liées à l'humidité grossière . . . 134
7.2.3.6 Pertes par impact . . . 136
7.2.3.7 Estimation des pertes . . . 137
7.2.4 Conclusions . . . 140

8 Conclusions **143**

ANNEXE A : Relation entre les diamètres caractéristiques d_{30} et d_{43} **149**

ANNEXE B : Schéma de VFRoe **153**

Références **159**

Table des figures

2.1 Condensation spontanée lors d'une détente dans une tuyère (issue de la thèse de Braem [1997]) . . . 6
2.2 Évolution du rayon moyen des gouttes par coalescence (issue du livre de Moore & Sieverding [1976]) . . . 8
2.3 Résultats expérimentaux de vitesse de déposition adimensionnée en fonction du temps de relaxation adimensionné des particules sur des parois lisses verticales (issue de Sippola & Nazaroff [2002]) . . . 10
2.4 Temps de relaxation adimensionné des gouttes en fonction de leur diamètre en haute et basse pression . . . 11
2.5 Déposition par diffusion (moléculaire ou turbulente) . . . 12
2.6 Vitesses caractéristiques des phénomènes contribuant à la déposition en fonction du temps de relaxation adimensionné des gouttes en basse pression (à gauche) et en haute pression (à droite) . . . 17
2.7 Hauteur de film en fonction de la vitesse de l'écoulement de vapeur pour un débit de film de $3,75 cm^3/min/cm$ (Hammitt *et al.* [1976]) . . . 19
2.8 Visualisation de vagues dites symétriques (à gauche) et asymétriques (à droite) (Kim *et al.* [1976]) . . . 20
2.9 Régimes du film liquide en fonction de son débit et de la vitesse du gaz environnant Hammitt *et al.* [1981] . . . 21
2.10 Représentation des mécanismes d'atomisation primaire d'un film liquide Hong [2003] . . . 23

3.1 Maillage de la turbine VEGA2 utilisé (haut) ; Champ de pression obtenu avec Greenwich (milieu) ; Champ de vitesse axiale obtenu avec Greenwich (bas) . . . 30

4.1 Chemin thermodynamique de création d'une goutte d'eau . . . 32

4.2 Influence du sous refroidissement sur la taille des rayons critiques 37
4.3 Température autour de la goutte dans le modèle d'Oswatitsch 46
4.4 Coefficient de transfert thermique adimensionné par sa valeur en régime continu en fonction du nombre de Knudsen 48
4.5 Température autour de la goutte avec un domaine intermédiaire 50
4.6 Évolution de la tension de surface en fonction de la température pour les différents modèles considérés 53
4.7 Géométrie de la tuyère B de Moore utilisée (en mm) 59
4.8 Maillage de la tuyère de Moore (68*20) 60
4.9 Influence du maillage sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (en haut), visualisation sur la géométrie entière (à gauche) et zoom autour du choc de nucléation (à droite) ; Influence du maillage sur l'évolution axiale du taux de nucléation (en bas à gauche) et du rayon des gouttes formées calculé avec l'équation 4.99 (en bas à droite) 61
4.10 Influence du choix de l'expression du rayon critique sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (à droite) 63
4.11 Influence du facteur β sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (en haut à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (en haut à droite) et influence du facteur α sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (en bas à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (en bas à droite) 64
4.12 Influence du modèle sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (à droite) 65
4.13 Influence de l'expression de la tension de surface sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (à droite) 67
4.14 Influence de la valeur du nombre de Knudsen sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées . 69

5.1 Trajectoires des gouttes dans les cas $\eta_C = 1$ (à gauche) et $\eta_C < 1$ (à droite) . . . 73
5.2 Données géométriques d'une aube utilisée pour l'expression du taux de déposition inertiel sur l'intrados . . . 74
5.3 Dispositif expérimental de Pui *et al.* [1987] . . . 76
5.4 Maillage du domaine de calcul de l'expérience de Pui *et al.* [1987] . . . 77
5.5 Comparaison de la fraction de gouttes déposée dans le coude obtenue expérimentalement par Pui *et al.* [1987] et par la méthodologie de calcul présentée . . . 77
5.6 Domaine de calcul utilisé pour estimer la déposition sur un cylindre (à gauche) et maillage de ce domaine (à droite) . . . 78
5.7 Champ de pression et trajectoires de gouttes de 3μm de diamètre autour d'un cylindre. Vue des abords du cylindre (gauche) et zoom aux abords du point d'arrêt (droite). . . . 79
5.8 Facteur de collecte d'un cylindre . . . 80
5.9 Représentation du domaine de calcul et du maillage utilisé (à gauche) ; Champ de vitesse de la phase continue et trajectoires des gouttes de $2\mu m$ de diamètre injectées (à droite) . . . 81
5.10 Ligne de courant gazeuse considérée (à gauche) ; Évolution de la vitesse et de la déflection du gaz le long de la ligne de courant considérée (à droite) . . . 82
5.11 Influence du profil d'une aube sur la fraction de gouttes déposée par inertie 83

6.1 Visualisation du domaine considéré . . . 87
6.2 Définition de la géométrie d'une aube . . . 88
6.3 Valeur du coefficient de frottement interfacial en fonction du nombre de Reynolds de film liquide . . . 91
6.4 Profil parabolique de vitesse dans l'épaisseur de film . . . 93
6.5 Représentation dans le plan $(x;\theta)$ du volume de contrôle considéré . . . 95
6.6 Déplacement d'un créneau de liquide sur une surface à différents nombre de CFL . . . 99
6.7 Cas test expérimental de l'université de Michigan, visualisation de la surface sur laquelle s'écoule le film liquide (à gauche) ; Évolution de la hauteur de film en fonction de la vitesse de la vapeur pour un débit de film de 30 cm^3/min (à droite) (Hammitt *et al.* [1976]) . . . 100

6.8 Validation du modèle de film liquide sur le cas test de l'Université de Michigan pour quatre expressions de la contrainte exercée par l'écoulement gazeux environnant (Eqn. 6.14 à 6.17) et pour trois expressions de la contrainte de frottement sur l'aube (cas 1 à 3) 103

7.1 Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes (haut) ; Termes sources de hauteur de film liquide dus à la turbophorèse et à la diffusion (bas) 107

7.2 Nombre de Stokes (haut) ; Facteur de collecte des bords d'attaque des aubes (bas) 107

7.3 Hauteur de film liquide (haut) ; Vitesse axiale du film liquide sur le stator et vitesse radiale du film liquide sur le rotor (bas) 108

7.4 Hauteur de film obtenue sur le stator et le rotor à mi-hauteur de veine (gauche) ; Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator et le rotor à mi-hauteur de veine (droite) 109

7.5 Distribution des gouttes 110

7.6 Hauteur de film liquide sur le stator et le rotor à mi-hauteur de veine (gauche) ; Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator et le rotor à mi-hauteur de veine (droite) 111

7.7 Visualisations à mi-hauteur de veine : a) Hauteur de film ; b) Vitesse axiale du film liquide ; c) et e) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du stator (c) et du rotor (e) ; d) et f) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator (d) et sur le rotor (f) 113

7.8 Visualisations à mi-hauteur de veine : a) Vitesse de frottement calculée par la formulation de Schlichting sur le stator ; b) Vitesse de frottement calculée par la formulation de Schlichting sur le rotor ; c) Hauteur de film sur le stator et le rotor ; d) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du stator ; e) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator ; f) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du rotor ; g) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le rotor . . 115

7.9 Visualisations à mi-hauteur de veine : a) Libre parcours moyen ; b) Facteur de Cunningham ; c) Hauteur du film liquide ; d) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du stator ; e) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator ; f) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du rotor ; g) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le rotor . . . 117
7.10 Géométrie du domaine de calcul avant (à gauche) et après (à droite) modification du carter . . . 119
7.11 Champ de pression dans la turbine . . . 122
7.12 Champ de vitesse axiale (à gauche) et orthoradiale (à droite) dans la turbine . . . 122
7.13 Chute d'enthalpie totale moyennée en débit massique dans la turbine (à gauche) ; Puissance calculée de chaque étage (à droite) . . . 123
7.14 Champ du sous-refroidissement de la phase gazeuse dans la turbine . . . 123
7.15 Champ de fraction massique de liquide dans la turbine . . . 124
7.16 Champ du nombre de gouttes par unité de masse de mélange . . . 124
7.17 Diamètres caractéristiques d_{30} et d_{43} des gouttes dans les étages 6 à 8 de la turbine . . . 125
7.18 Évolution radiale du diamètre des gouttes à différentes positions axiales 125
7.19 Vitesse de frottement (à gauche) ; Temps de relaxation inertiel adimensionné (à droite) . . . 126
7.20 Taux de déposition adimensionné de Zaichik (Eqn. 5.2) et terme source de hauteur de film liquide correspondant . . . 127
7.21 Nombre de Stokes et facteur de collecte du bord d'attaque des aubes . . 128
7.22 Hauteur de film liquide sur les aubes des étages 6 à 8 et lignes de courant 129
7.23 Vitesses axiales et radiales du film liquide sur les aubes des étages 6 à 8 130
7.24 Visualisation de la trajectoire d'une goutte arrachée au bord de fuite d'un stator . . . 136
7.25 Taille des gouttes constituant l'humidité grossière (à gauche) et temps de relaxation inertiel associé (à droite) . . . 137
7.26 Pertes dans les étages 6, 7 et 8 en MW . . . 138
7.27 Pertes dans les étages 6, 7 et 8 en pourcentage de la puissance de l'étage considéré . . . 139

1 Distribution normalisée de gouttes . . . 150

TABLE DES FIGURES

Nomenclature

Symboles latins

$\mathcal{A}$	Surface à la paroi du domaine considéré
$\mathcal{V}$	Volume considéré
$\mathbf{f_b}$	Force exercée par l'aube sur le fluide responsable de la déflection de l'écoulement
$\mathbf{f_v}$	Force exercée par l'aube sur le fluide responsable des pertes visqueuses
$\mathbf{F}$	Force de frottement
$\mathbf{q}$	Flux thermique
$\mathbf{u}$	Vecteur vitesse
$\mathbf{w}$	Vitesse relative du fluide par rapport à l'aube
b	Facteur de blocage
C_C	Facteur de Cunningham
C_D	Coefficient de traînée
C_n	Taux de condensation d'un n-mère
c_p	Capacité calorifique à pression constante
c_∞	Concentration volumique en gouttes au cœur de l'écoulement
d	Diamètre des gouttes
D_B	Coefficient de diffusion brownien
E	Énergie interne totale
E_n	Taux d'évaporation d'un n-mère
f	Coefficient de frottement

NOMENCLATURE

f_n	Concentration volumique d'un n-mère
G	Enthalpie libre associée à un groupe de n molécules
g	Accélération de pesanteur
g	Enthalpie libre associée à une molécule
H	Coefficient thermophorétique
H	Enthalpie totale
h	Épaisseur du film liquide
J	Taux de nucléation
J_d	Taux de déposition
k_B	Constante de Boltzmann
Kn	Nombre de Knudsen
L	Chaleur latente de condensation
M_{H2O}	Masse molaire de l'eau
N	Nombre d'agrégats stables par unité de volume de vapeur
n	Nombre de gouttes par untié de masse de mélange
n	Nombre de molécules considérées
Na	Nombre d'Avogadro
P	Pas entre deux aubes
p	Pression
Pr	Nombre de Prandtl
R	Constante des gaz parfaits
r	Distance à l'axe de la turbine
r	Rayon des gouttes
Re	Nombre de Reynolds
S	Surface
s	Entropie

Sc_B	Nombre de Schmidt basé sur le coefficient de diffusion brownien
St	Nombre de Stokes
T	Température
t	Temps
T_L	Échelle de temps lagrangienne
u	Norme de du vecteur vitesse
u_*	Vitesse de frottement
v	Volume associé à une molécule
V_{d+}	Vitesse de déposition adimensionnée
We	Nombre de Weber
y	Distance dans la direction normale à la paroi
Z	Facteur de Zeldovich

Symboles grecs

α_r	Coefficient de transfert thermique
β	Taux de collision
$\boldsymbol{\tau}$	Contrainte de frottement
$\boldsymbol{\tau}$	Tenseur des contraintes
ϵ	Fraction volumique de liquide
η_C	Facteur de collecte d'un cylindre
γ	Rapport des capacités calorifiques
λ	Conductivité thermique
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
ν_t	Viscosité turbulente
Ω	Vitesse de rotation
ρ	Masse volumique

σ Tension de surface

τ Temps de relaxation inertiel des gouttes

m Masse

Indices

$+$ Variable adimensionnée

$\mathcal{D}$ Domaine élémentaire considéré

b Paroi

C Critique

g Gaz

l Liquide

LE Sur le bord d'attaque (leading edge)

m Mélange diphasique vapeur/gouttes

s Saturation

Autres symboles

$\dot{P}$ Taux de détente

$\langle . \rangle$ Opérateur moyenne

$\sqrt{\overline{u'^2_{gy}}}$ Valeur rms de la vitesse fluctuante du gaz dans la direction normale à la paroi

$\sqrt{\overline{u'^2_{ly}}}$ Valeur rms de la vitesse fluctuante des particules dans la direction normale à la paroi

$\tilde{l}$ Libre parcours moyen

Chapitre 1

Introduction

Dans une centrale nucléaire, la vapeur est chauffée dans un générateur de vapeur, elle est ensuite détendue dans une turbine qui joue le rôle de convertisseur d'énergie. Elle permet la transformation de l'énergie thermique en énergie mécanique qui est récupérée par l'intermédiaire du rotor. La détente de la vapeur à travers les étages successifs de la turbine s'accompagne d'une chute d'enthalpie due à l'énergie prélevée par le rotor. Cette chute d'enthalpie peut amener la vapeur sèche à son état saturé puis dans la zone de vapeur humide. Dans cette zone, à l'équilibre thermodynamique, les deux phases liquide et gazeuse sont présentes dans la turbine. Cette humidité a de nombreux effets néfastes sur le fonctionnement général de l'installation. On estime en effet que sa présence diminue de 5% la puissance d'une centrale nucléaire. Ensuite les gouttes de taille importante impactent à grande vitesse le bord d'attaque des aubes ce qui entraîne leur érosion. Finalement, la condensation apparaît dans les turbines via un phénomène brutal appelé choc de condensation. Ce dernier peut, sous certaines conditions, être instable et donc entraîner des forces aérodynamiques variables sur les aubes. Ces forces peuvent créer des vibrations et ajouter une fatigue mécanique supplémentaire pour les composants de la turbine. Il existe des moyens industriels pour lutter contre certains de ces effets. L'érosion peut par exemple être limitée en protégeant le bord d'attaque des aubes. On peut également extraire une partie de l'eau liquide avec des ceintures de drainage situées en tête des aubes de rotor permettant de récupérer l'eau centrifugée. Cependant le problème des pertes liées à l'humidité reste posé.

On se propose, à travers la présente thèse, d'étudier les phénomènes liés à la présence de la phase liquide dans les turbines à vapeur. On cherchera ici à les modéliser dans un code méridien afin d'estimer les pertes qui y sont liées. Actuellement, les pertes par

"humidité" sont généralement estimées, dans les codes méridiens, en utilisant la loi de Baumann [1921] qui s'exprime de la façon suivante :

$$\eta_{wet} = \eta_{dry}(1 - \alpha y) \tag{1.1}$$

où :

- y est la fraction massique moyenne d'eau entre l'entrée et la sortie de l'étage (ou du groupe d'étages) considéré
- α est le facteur de Baumann variant de 0,4 à 2 suivant la turbine et son point de fonctionnement (Leyzerovich [2005], Moore & Sieverding [1976])

Le facteur de Baumann est souvent pris égal à 1 d'après Baumann lui-même ce qui revient à considérer que le rendement calculé avec de la vapeur sèche est diminué de un pour cent par pour cent d'humidité.

Cependant cette formulation ne permet pas d'estimer la contribution des différents phénomènes physiques, mis en jeu par l'aspect diphasique de l'écoulement, à ces pertes. Une description de ces phénomènes et une discussion sur leur importance est réalisée dans un **premier chapitre**. L'objet de ce chapitre est de discriminer les phénomènes à prendre en compte de ceux à négliger.

Le **second chapitre** présente succintement le contexte numérique de cette thèse et le code méridien utilisé comme base d'implantation des modèles développés dans ce travail. On trouvera ainsi une présentation, dans le cas monophasique, des équations résolues par le code Greenwich, des modèles numériques utilisés ainsi qu'un exemple d'application sur une géométrie de turbine mono-étagée.

Au cours de la détente dans une turbine la vapeur s'approche de la courbe de saturation et passe dans le domaine de la vapeur humide. Si la détente est suffisamment rapide elle ne se fait pas à l'équilibre thermodynamique. Au fur et à mesure de l'écoulement la vapeur s'écarte de l'équilibre et entre dans un état métastable sous refroidi, c'est à dire que pour une pression donnée la vapeur a une température inférieure à la température de saturation. Lorsqu'elle atteint un état thermodynamique appelé point de Wilson, on observe une condensation spontanée de la vapeur en fines gouttelettes. Cette condensation, en libérant dans la phase gazeuse la chaleur latente associée au changement de phase vapeur/liquide, a pour conséquence de réchauffer la vapeur, d'augmenter la pression et de rétablir l'équilibre thermodynamique. Cela se fait au détriment du rendement puisque l'évolution de la vapeur hors équilibre, puis son brusque rétablissement

sont à l'origine de pertes thermodynamiques. Cette condensation spontanée est appelée nucléation homogène, sa description et sa modélisation sont traîtées dans le **troisième chapitre**. On présente ainsi la théorie classique de la condensation et les modèles de grossissement de goutte. Deux équations de transport ajoutées dans le code méridien aux équations d'Euler permettent d'avoir accès à la fraction de liquide et au nombre de gouttes présentes dans l'écoulement. On cherche à valider le modèle sélectionné sur un cas test de tuyère. Une étude de l'influence de différents paramètres dont dépend ce modèle est réalisée afin de mettre en place une méthodologie de calcul.

Les gouttes créées sont transportées par l'écoulement gazeux et interagissent avec les aubes en aval. Une partie des gouttes se dépose sur les aubes notamment sous l'influence de la turbophorèse, de la diffusion et de leur inertie. Cette déposition est à l'origine de pertes puisque la déposition de gouttes sur les aubes entraîne une diminution du débit de vapeur utile (faisant travailler les aubes du rotor). La modélisation de ce phénomène fait l'objet du **quatrième chapitre**. On présente également dans ce chapitre la méthodologie suivie pour valider le code CFX 12.1 qui est ensuite utilisé pour réaliser des calculs de déposition inertielle sur grille d'aube.

La déposition crée un film liquide à la surface des aubes. Sur les aubes du rotor, la centrifugation du film demande un travail supplémentaire qui est à l'origine de pertes appelées pertes par centrifugation. La modélisation de ce film liquide sur les aubes fait l'objet du **cinquième chapitre**. Le but est d'identifier une formulation, basée sur les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, permettant d'avoir accès à l'épaisseur et à la vitesse d'un film liquide soumis à la force exercée par l'écoulement gazeux environnant, à la force de frottement sur la paroi et aux effets de la rotation. Les expressions des forces exercées par le gaz et la paroi sont validées en utilisant des résultats expérimentaux d'écoulement de film liquide sur plaque plane.

En turbine, le film est ensuite arraché, sous l'effet de l'écoulement gazeux, au bord de fuite ou plus en amont sur l'aube. Cette atomisation du film crée de nouvelles gouttes de dimension plus importante (de quelques micromètres à une centaine de micromètres) que celles issues de la nucléation. Cette humidité dite grossière (par opposition à l'humidité fine issue de la nucléation) présente une différence de vitesse avec l'écoulement gazeux non négligeable. La mise en mouvement de ces gouttes, par l'intermédiaire de la force de traînée, est donc à l'origine de pertes aérodynamiques. De plus étant donnée leur faible vitesse, et plus particulièrement leur faible vitesse orthoradiale, ces gouttes

impactent les aubes du rotor sur l'extrados et sont donc à l'origine d'un couple résistant appelé pertes par impact. Cette phénoménologie ne sera pas modélisée dans la présente thèse.

Le **dernier chapitre** de ce travail présente deux cas d'application de nos modèles. Dans un premier temps l'influence des modèles de déposition et de film liquide à la taille des gouttes, à la pression de fonctionnement, à la vitesse de frottement et à la correction de gaz raréfié utilisée est évaluée. La géométrie utilisée est une turbine transsonique mono-étagée.

On réalise ensuite un calcul sur les huit premiers étages d'une turbine à vapeur basse pression. Ce cas se veut représentatif des applications industrielles visées. Sur ce cas test une analyse des résultats obtenus par l'utilisation des modéles de condensation, déposition et film liquide est réalisée. On présente également comment les résultats de ces modéles sont utilisés pour évaluer les différents types de pertes liées à l'humidité.

Chapitre 2

Phénoménologie de l'écoulement étudié

2.1 Condensation

2.1.1 Différents types de condensation

Il est nécessaire de comprendre quels processus physiques mènent à la création de la phase liquide pour pouvoir les modéliser. Au premier abord on pourrait penser que la condensation a lieu sur les surfaces, mais, comme le précise Gyarmathy [1976], les surfaces dans les turbines à vapeur sont trop peu refroidies et de dimensions trop faibles pour qu'elles puissent jouer un rôle important. On négligera donc par la suite ce type de condensation.

En présence d'impuretés la vapeur peut également se condenser autour de ces dernières qui jouent le rôle de catalyseur, on parle alors de condensation hétérogène ou de condensation sur germes. Ce type de condensation est d'autant plus importante que la concentration en impuretés (aussi appelées germes) est forte. Elle est majoritairement à l'origine des phénomènes météorologiques tel que le brouillard ou les nuages. Si elle est suffisante la vapeur peut évoluer à l'équilibre thermodynamique, la condensation hétérogène prend alors le dessus sur la nucléation homogène et gomme complètement le choc de condensation (Braem [1997], Stastny & Sejna [2008]). Même s'il existe certaines données sur les impuretés présentes dans la vapeur notamment sur leur type et leur concentration (Jonas & Rieger [1994]), devant la diversité des impuretés (plus de 150 espèces possibles), la diversité de leur type (soluble ou insoluble, hydrophile ou hydrophobe,...) et la difficulté d'accès à leur concentration, on peut considérer qu'il

s'agit plus d'ordres de grandeur que de données précises permettant d'affirmer ou d'infirmer l'influence de la condensation hétérogène. Devant ce manque de données, ou en invoquant l'extrême pureté de la vapeur, ce phénomène est souvent négligé même si cette position ne fait pas l'unanimité. Ainsi Jonas [1995] montre qu'il pourrait avoir un effet significatif.

Pour la suite nous nous intéresserons donc plus en détail à la nucléation homogène.

2.1.2 La nucléation homogène

La condensation spontanée ou homogène a tout d'abord été observée par Wilson, à la fin du 19^{e}siècle. C'est ensuite Stodola qui, à travers des expériences sur des tuyères de Laval, reconnut son importance pour les turbines à vapeur.

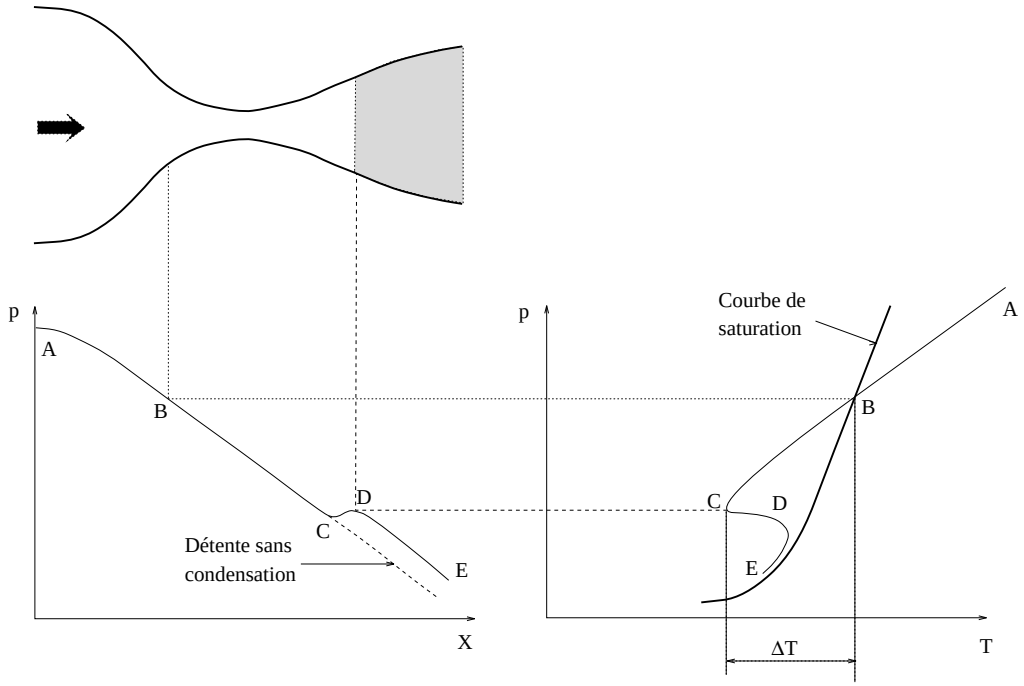


FIGURE 2.1 – Condensation spontanée lors d'une détente dans une tuyère (issue de la thèse de Braem [1997])

On considère, pour illustrer notre problématique, une détente dans une tuyère alimentée par de la vapeur surchauffée (A) (cf. Fig. 2.1). Dans le cas de détentes rapides (telles que celles rencontrées dans les turbines à vapeur) l'apparition de l'humidité ne se fait pas dès le passage de la courbe de saturation (B), la vapeur est alors en déséquilibre thermodynamique. L'importance de l'écart à l'équilibre est quantifiée par

la valeur du sous refroidissement de la vapeur qui est défini comme la différence entre la température de saturation de la vapeur (associée à sa pression) et sa température effective. On a observé des sous refroidissement allant jusqu'à 30-40K dans les tuyères. C'est seulement lorsque la vapeur atteint l'état thermodynamique correspondant au point dit de Wilson (C) qu'une brusque apparition de noyaux de condensation, appelé choc de condensation, libère de la chaleur (D) et permet le retour à un état proche de l'équilibre thermodynamique (E). La position du point de Wilson, le sous-refroidissement atteint et le taux de noyaux générés dépendent du taux de détente qui est le gradient logarithmique de pression statique dans un élément de fluide ($\dot{P} = -\frac{1}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}$) et des conditions thermodynamiques.

2.1.3 Grossissement des gouttes

Les gouttes peuvent grossir de deux manières distinctes. Tout d'abord elles peuvent grossir par condensation de la vapeur à leur surface. Ce type de grossissement est régi par des lois qui seront développées dans le chapitre suivant concernant la modélisation de la nucléation et du grossissement des gouttes (partie 4.2). Elles peuvent également interagir entre elles par des collisions et grossir par coalescence. L'influence de la coalescence est difficile à évaluer dans une turbine à vapeur. On peut penser que son influence est négligeable dans les turbines basse pression (où la distance moyenne entre deux gouttes est de l'ordre de 100 rayons d'après Crane [1982]), et qu'elle prend de l'importance en haute pression (où la distance moyenne entre gouttes n'est plus que de 10 rayons).

Dans le livre de Moore & Sieverding [1976], Gyarmathy détaille les différents types de coalescence envisageables. Il présente notamment, pour la coalescence entre gouttes de même taille (ce qui est une approximation valable pour les gouttes directement issues de la nucléation homogène), une figure (cf. Fig. 2.2) sur laquelle apparaît l'évolution calculée du rayon moyen dans des conditions comparables à celles rencontrées dans les tuyaux en aval des turbines haute pression, c'est à dire sous une pression de 10 bars et une humidité de 10%. On peut considérer, à la vue de cette figure, que la coalescence ne joue aucun rôle étant donné le temps de séjour (de quelques millisecondes) des gouttes dans une turbine. Pour Gyarmathy les observations réalisées dans le cas de turbines basses pressions semblent également conforter ce résultat. Dans sa thèse Gyarmathy [1962] donne trois arguments qui permettent de justifier que la coalescence a une faible influence en basse pression :

– Le premier est celui déjà évoqué de la forte distance moyenne entre deux gouttes.

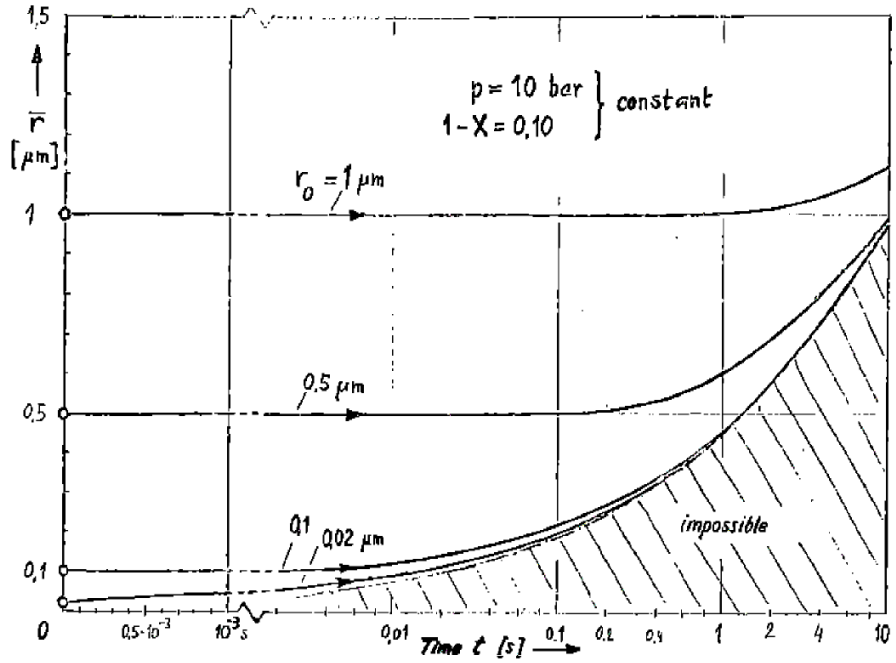


FIGURE 2.2 – Évolution du rayon moyen des gouttes par coalescence (issue du livre de Moore & Sieverding [1976])

- Le second est l'évaluation d'un temps de durée de vie des gouttes basé sur la théorie cinétique des gaz. L'auteur considère alors le brouillard qui vient d'être nucléé comme un "gaz de gouttes". La théorie cinétique des gaz permet alors de calculer une vitesse caractéristique de l'agitation thermique de ce gaz. Cette vitesse caractéristique associée à la distance caractéristique séparant deux gouttes permet une estimation d'un temps caractéristique nécessaire à la coalescence de deux gouttes. Ce temps apparaît comme 100 fois plus important que le temps mis par la vapeur pour traverser la turbine.
- Finalement même s'il y a quelques impacts entre gouttes conduisant à leurs coalescence, deux gouttes de rayon r donneront naissance à une goutte de rayon 1,26r, la taille moyenne est donc peu modifiée.

À la lumière de ces remarques, on considérera pour la suite de ce travail que l'impact de la coalescence sur le grossissement des gouttes est négligeable.

2.2 Déposition

2.2.1 Les régimes de déposition

Dans la littérature les taux de déposition sont exprimés sous la forme d'une vitesse adimensionnelle de déposition V_{d+}. Elle peut s'exprimer en fonction d'un taux de déposition J_d, donné en nombre de gouttes déposées par mètre carré par seconde, de la manière suivante :

$$V_{d+} = \frac{J_d}{c_\infty u_*} \tag{2.1}$$

où c_∞ est la concentration volumique en gouttes au cœur de l'écoulement et u_* est la vitesse de frottement. Cette dernière est définie comme la racine carrée du rapport entre la contrainte de cisaillement exercée par le fluide sur la paroi et la masse volumique du fluide.

Cette vitesse de déposition est donnée en fonction du temps de relaxation adimensionné des particules, dans notre cas des gouttes, τ_+. Ce temps de relaxation est défini, à partir de l'expression de la traînée en régime de Stokes, de la manière suivante :

$$\tau_+ = \frac{\tau u_*^2}{\nu_g} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{d^2 \rho_l C_C}{18 \mu_g} \tag{2.2}$$

Dans cette formulation le facteur de Cunningham C_C, qui est fonction du nombre de Knudsen, permet de prendre en compte les effets de gaz raréfié pour les plus petites gouttes.

La figure 2.3 regroupe les données expérimentales de Friedlander & Johnstone [1957], Postma & Schwendiman [1960], Wells & Chamberlain [1967], Sehmel [1980], Liu & Agarwal [1974], El-Shobokshy [1983], Shimada *et al.* [1993], Lee & Gieseke [1994]. Les courbes $V_{d+} = f(\tau_+)$ obtenues font apparaître trois régimes de déposition suivant le temps de relaxation de l'aérosol considéré.

- Le régime de diffusion (pour des particules dont le temps de relaxation adimensionné est inférieur à 0,1) correspond à la prédominance de la diffusion brownienne et turbulente. Les particules sont ainsi amenées jusqu'aux abords de la sous-couche visqueuse par diffusion turbulente puis la déposition est essentiellement due à la diffusion brownienne.
- Le régime de diffusion-impaction (pour des particules dont le temps de relaxation adimensionné est compris entre 0,1 et 10) dans lequel l'inertie des particules commence à jouer un rôle significatif. Elle devient suffisamment importante pour que les particules ne suivent plus les fluctuations de vitesse dues à la turbulence

de l'écoulement. Dans ce régime les particules commencent à avoir une inertie suffisante pour traverser la sous-couche visqueuse lorsqu'elles sont expulsées des tourbillons de la zone tampon.

– Le régime d'inertie modérée (pour des particules dont le temps de relaxation adimensionné est supérieur à 10) dans lequel l'inertie joue un rôle prépondérant. Dans ce régime les particules ne suivent plus du tout les plus petites structures turbulentes et sont projetées sur les parois par des structures plus grosses de la zone logarithmique.

On remarquera que dans les zones de diffusion et de diffusion-impaction, la dispersion des taux de déposition mesurés peut s'étendre sur deux ordres de grandeur suivant les expériences considérées.

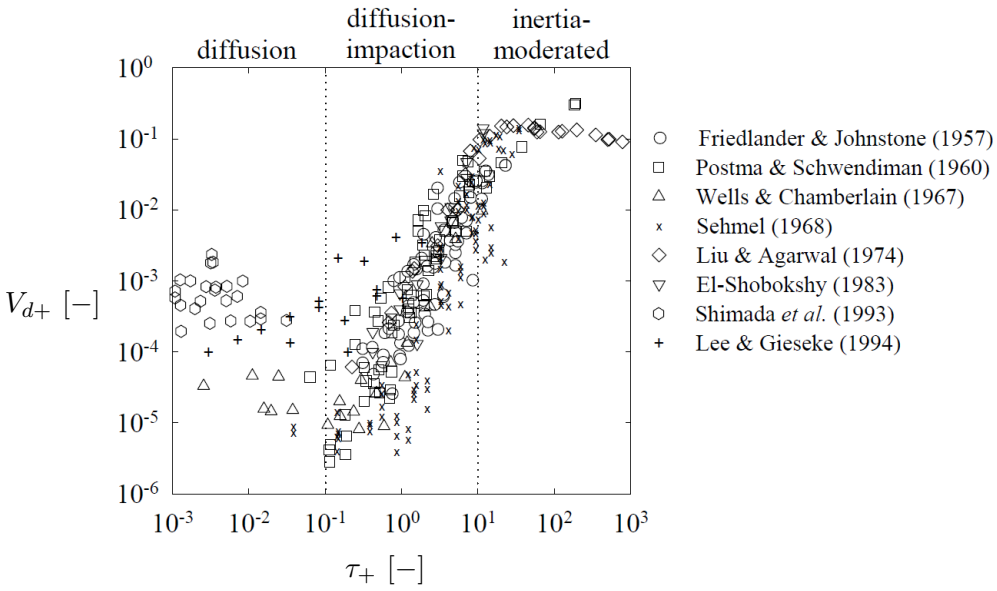


FIGURE 2.3 – Résultats expérimentaux de vitesse de déposition adimensionnée en fonction du temps de relaxation adimensionné des particules sur des parois lisses verticales (issue de Sippola & Nazaroff [2002])

On représente sur la figure 2.4 le temps de relaxation adimensionné de gouttes d'eau, en fonction de leur rayon, calculé dans des conditions caractéristiques d'un étage basse pression et dans celles caractéristiques d'un étage haute pression. Ces conditions sont récapitulées dans le tableau 2.1. Dans une turbine à vapeur les noyaux grossissent très rapidement juste après leur nucléation pour atteindre, juste en aval du choc de nucléation, des diamètres de quelques centièmes de micromètre comme on le verra dans

le chapitre 7. Ensuite ces gouttes grossissent dans les étages aval de la turbine pour atteindre des tailles de l'ordre de quelques micromètres. Comme on peut le constater sur la figure 2.4 cette gamme de taille correspond à des temps de relaxation adimensionné qui peuvent varier sur environ quatre ordres de grandeur de 10^{-2} à 10^{2}. Il nous faudra donc considérer l'ensemble des trois régimes de déposition (diffusion, diffusion-impaction et inertie modérée) pour la modélisation de la déposition due à l'humidité fine en turbine.

Grandeurs	Unités	Étage basse pression	Étage haute pression
Température	[K]	332	500
Pression	[Pa]	18700	2 605 000
Vitesse du gaz	[m/s]	285	100
Nombre de Reynolds	[-]	880 000	3 100 000

TABLE 2.1 – Conditions caractéristiques de l'écoulement de vapeur dans un étage basse pression et dans un étage haute pression

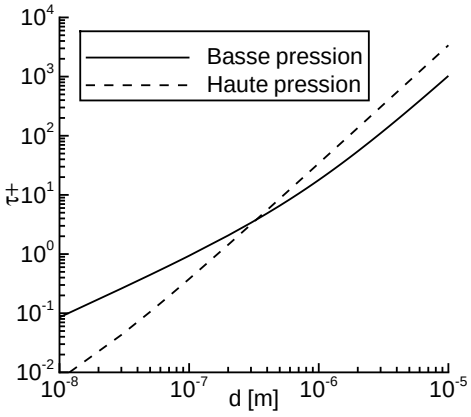


FIGURE 2.4 – Temps de relaxation adimensionné des gouttes en fonction de leur diamètre en haute et basse pression

2.2.2 Phénomènes physiques mis en jeu

Sippola & Nazaroff [2002] réalisent une synthèse exhaustive des différentes forces s'appliquant sur les gouttes et pouvant influencer leur mouvement et donc la déposition. Dans notre cas d'application on retiendra l'influence de six mécanismes : le mouvement brownien, la diffusion turbulente, la turbophorèse, la thermophorèse, la gravité et les effets inertiels dûs à la courbure des lignes de courant du gaz.

2.2.2.1 Mouvement brownien et diffusion turbulente

Les interactions aléatoires des gouttes avec les molécules de gaz environnantes, ainsi que les fluctuations turbulentes peuvent contribuer au flux de particules déposées. Pour comprendre ce phénomène on se place dans le cas d'une turbulence homogène et d'une température uniforme. Sur la figure 2.5 (issue de Guha [1997]) on représente le cas dans lequel on se trouve. À n'importe quel endroit de notre domaine les gouttes ont la même probabilité d'être déplacée vers le haut ou le bas sous l'influence du mouvement brownien ou de la turbulence (puisqu'on a considéré la turbulence homogène et la température uniforme). Ceci est vrai notamment au-dessus et en-dessous du plan fictif A. Cependant le nombre de gouttes au dessus du plan A étant supérieur à celui situé en dessous, il y a donc un flux de gouttes traversant A du haut vers le bas. Ces deux mécanismes de diffusion (moléculaire et turbulente) n'interviennent que lorsqu'il existe un gradient de concentration dans la direction orthogonale à la paroi.

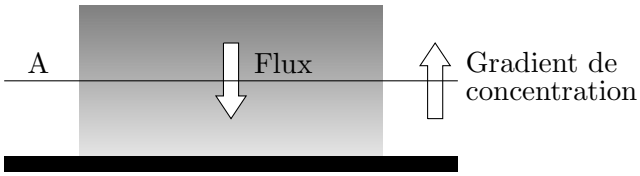


FIGURE 2.5 – Déposition par diffusion (moléculaire ou turbulente)

Pour les particules de très petite taille ($\tau_+ < 1$), pour lesquelles la diffusion intervient, Zaichik *et al.* [1995] précisent que la zone où il y a un gradient de concentration est plus petite que la sous couche visqueuse de la couche limite. La diffusion turbulente n'est donc pas prise en compte puisqu'en proche paroi le coefficient de diffusion turbulent devient nul et c'est donc la diffusion brownienne qui assure la déposition par diffusion. Pour estimer la vitesse caractéristique de déposition par diffusion on considère qu'une particule doit traverser la sous couche visqueuse (entre $y_+ = 5$ et la paroi) sous les effets browniens. La vitesse caractéristique de diffusion est donc estimée de la manière suivante :

$$V_{diffusion} = \frac{D_B}{L} \tag{2.3}$$

où L est la distance correspondant à $y_+ = 5$ avec $y_+ = y\dfrac{u_*}{\nu_g}$. D_B est le coefficient de diffusion brownien, basé sur l'expression d'Einstein modifiée pour prendre en compte

les effets de gaz raréfié :

$$D_B = \frac{k_B T_g C_C}{3\pi d \mu_g} \tag{2.4}$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

2.2.2.2 Turbophorèse

Nous avons vu comment la turbulence homogène combinée à un gradient de concentration pouvait mener à une déposition. Cependant puisque les vitesses fluctuantes dues à la turbulence sont nulles en paroi, la turbulence est fortement inhomogène en proche paroi. La déposition de gouttes sous l'effet de cette inhomogénéité est appelée turbophorèse. On considère ici que les particules ont une inertie suffisante pour pouvoir être éjectée des tourbillons turbulents (pour des gouttes de faible taille ce phénomène peut être négligé). Alors la probabilité qu'une particule soit éjectée par un tourbillon est supérieure dans une zone de forte intensité turbulente, il existe donc un flux de particules dirigé vers les zones de faible intensité turbulente, c'est à dire dans notre cas, vers les parois. Ce phénomène est régi non pas par un gradient de concentration de particules mais par un gradient d'intensité turbulente. La vitesse caractéristique du phénomène de turbophorèse est estimée de la manière suivante (Sippola & Nazaroff [2002]) :

$$V_{turbophorèse} = -\tau \frac{d\overline{u'^2_{ly}}}{dy} \tag{2.5}$$

La valeur rms de la vitesse fluctuante des particules dans la direction y normale à la paroi ($\sqrt{\overline{u'^2_{ly}}}$), est estimée grâce à la méthodologie présentée par Guha [1997] et Young & Leeming [1997]. On a :

$$\overline{u'^2_{ly}} = \frac{\overline{u'^2_{gy}}}{1 + 0,7\frac{\tau}{T_L}} \tag{2.6}$$

où T_L est l'échelle de temps lagrangienne de la turbulence, donnée par :

$$T_L = \frac{\nu_t}{\overline{u'^2_{gy}}} \tag{2.7}$$

La viscosité turbulente est donnée par :

$$\nu_t = \nu_g \, y_+^{4-y_+^{0,08}} \left(\frac{2,5 \times 10^7}{Re_g} \right)^{\frac{-y_+}{400+y_+}} \times 10^{-3} \tag{2.8}$$

et

$$\sqrt{\overline{u'^2_{gy}}} = u_* \sqrt{\overline{u'^2_{gy+}}} \tag{2.9}$$

avec :

$$\sqrt{\overline{u'^2_{gy+}}} = \frac{0,005\, y_+^2}{1 + 0,002923\, y_+^{2,128}} \tag{2.10}$$

On peut ainsi exprimer $\overline{u'^2_{ly}}$ en fonction de y_+.

2.2.2.3 Thermophorèse

Lorsqu'il existe un gradient de température, la phase dispersée a tendance à migrer des régions les plus chaudes vers les régions les plus froides. En effet dans les régions les plus chaudes les molécules de gaz sous l'effet de leur mouvement brownien vont, lors de leur chocs avec les gouttes, leur communiquer plus d'énergie que dans les régions froides où le mouvement brownien des molécules de gaz est moindre. Dans le cas des turbines à vapeur les aubes ne sont pas refroidies, ce qui constitue une différence majeure en ce qui concerne l'influence de la thermophorèse avec les turbines à gaz ou aéronautiques par exemple. Dans notre cas, ce phénomène a donc tendance à s'opposer à la déposition puisque la zone chaude est la couche limite qui, étant une zone d'écoulement fortement cisaillée, s'échauffe sous l'effet de la dissipation visqueuse. Cette dissipation visqueuse peut aussi entraîner une diminution de l'humidité. L'évaporation des gouttes limite alors l'échauffement de la couche limite mais la fraction de liquide susceptible de se déposer diminue également. La vitesse caractéristique liée à la thermophorèse est obtenue par équilibre de cette force avec la force de traînée et est donnée par Sippola & Nazaroff [2002] :

$$V_{thermophorèse} = \frac{-C_C \nu_g H}{T} \frac{dT}{dy} \quad \text{avec} \quad H = \frac{2,34\,(\lambda_r + 2,18\,Kn)}{(1 + 3,42\,Kn)(1 + 2\lambda_r + 4,36\,Kn)} \tag{2.11}$$

où

$$\lambda_r = \frac{\lambda_g}{\lambda_l} \tag{2.12}$$

Dans cette expression, le nombre de Knudsen donné par Sippola et Nazaroff, s'exprime de la manière suivante :

$$Kn = \frac{2\tilde{l}}{d} \tag{2.13}$$

Cette expression est le double du nombre de Knudsen fournie grâce à l'équation (2.17) issue de Yau & Young [1987].

2.2.2.4 Sédimentation

La sédimentation des gouttes est leur déposition sous l'effet de la gravité. La vitesse caractéristique de ce phénomène est obtenue, comme pour la thermophorèse, par équilibre de cette force avec la force de traînée.

$$V_{sédimentation} = \tau g \tag{2.14}$$

où g est l'accélération de pesanteur.

2.2.2.5 Courbure des lignes de courant gazeuses

Les aubes imposent à la phase gazeuse de fortes courbures des lignes de courant notamment à proximité des bords d'attaque ou dans les passages inter aube. Les gouttes considérées, bien que très petites, ont une inertie qui peut les faire s'écarter des lignes de courant de la phase gazeuse lorsque celles-ci se courbent. Ainsi elles peuvent être amenées à se déposer sur les bords d'attaque ou sur les intrados des aubes.

2.2.2.6 Identification des phénomènes prépondérants

Young & Yau [1988] ont montré que les effets inertiels liés aux courbures des lignes de courant de l'écoulement gazeux doivent être pris en compte. C'est également une des conclusions de la synthèse des travaux concernant la déposition réalisée par Crane [2004]. Nous considérons donc ici comme acquis l'importance des effets inertiels et nous nous concentrons sur l'étude des autres phénomènes identifiés, à savoir :

- la diffusion,
- la turbophorèse,
- la thermophorèse,
- la sédimentation.

Afin d'en évaluer les importances relatives nous allons en comparer les vitesses caractéristiques dans les conditions d'un étage de turbine basse pression et d'un étage haute pression. On rappelle dans le tableau 2.2 leurs expressions.

On dispose des données caractéristiques des étages haute et basse pression (cf. tableau 2.1). Pour estimer les ordres de grandeur des vitesses caractéristiques de chacun de ces phénomènes il ne reste plus qu'à exprimer la vitesse de frottement u_* et le facteur de Cunningham C_C. Pour estimer la vitesse de frottement à partir des données du gaz de manière explicite on utilise la formulation de Schlichting [1968] qui permet d'estimer

Mecanisme	Vitesse caractéristique
Diffusion	$V_{diffusion} = \frac{D_B}{L}$
Turbophorèse	$V_{turbophorèse} = -\tau \frac{d\overline{u'^2_{ly}}}{dy}$
Thermophorèse	$V_{thermophorèse} = \frac{-C_C \nu_g H}{T} \frac{dT}{dy}$
Sédimentation	$V_{sédimentation} = \tau g$

TABLE 2.2 – Vitesses caractéristiques des différents phénomènes contribuant à la déposition

cette grandeur pour une plaque plane :

$$u_* = \frac{u_g}{\sqrt{2}} \left(2 \log_{10} Re_{gx} - 0,56\right)^{-1,15} \tag{2.15}$$

où Re_{gx} est le nombre de Reynolds du gaz basé sur la distance au bord d'attaque de la plaque plane. La longueur de corde des aubes des étages considérés donnera un ordre de grandeur de cette longueur.

Différentes formulations du facteur de Cunningham apparaissent dans la littérature, le choix est fait d'utiliser celle utilisée par Yau & Young [1987] :

$$C_C = 1 + 2,7Kn \tag{2.16}$$

Le nombre de Knudsen est quant à lui défini de la manière suivante :

$$Kn = \frac{\tilde{l}}{d} \tag{2.17}$$

L'expression du libre parcours moyen $\tilde{l}$ choisie n'est pas définie dans l'article de Yau & Young [1987]. Cependant les auteurs citant Gyarmathy [1962] pour le choix du facteur de Cunningham, nous ferons le choix de l'expression du libre parcours moyen de cette dernière référence :

$$\tilde{l} = \frac{1,5 \mu_g \sqrt{R_{H20} T_g}}{p} \tag{2.18}$$

où R_{H20} est la constante des gaz parfait divisée par la masse molaire de l'eau.

La figure 2.6 montre que la turbophorèse est le phénomène prépondérant sur un large spectre de taille de goutte. La sédimentation peut être négligée aussi bien en haute

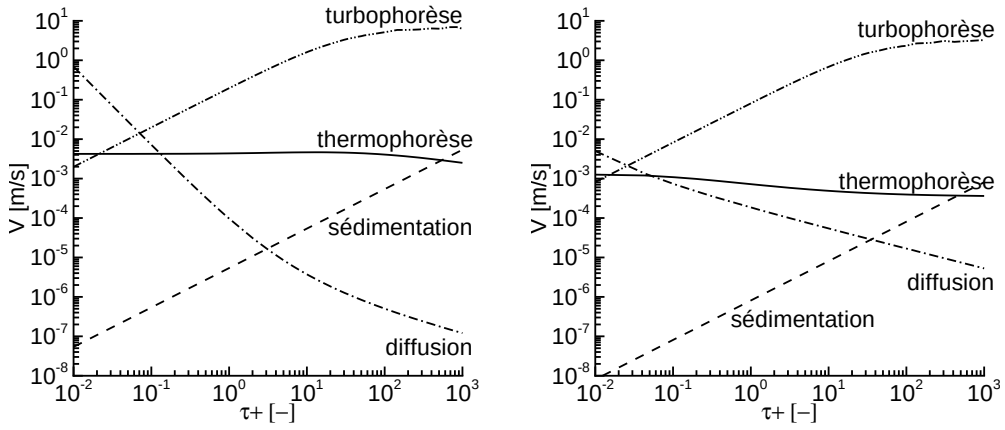


FIGURE 2.6 – Vitesses caractéristiques des phénomènes contribuant à la déposition en fonction du temps de relaxation adimensionné des gouttes en basse pression (à gauche) et en haute pression (à droite)

qu'en basse pression quelque soit la taille des gouttes considérées. La diffusion et la thermophorèse commence à avoir une influence significative pour les plus petites gouttes ayant des nombres de Stokes de l'ordre de 0,1. Ce nombre de Stokes correspond à des gouttes de 5.10^{-8}m en haute pression et de 10^{-8}m en basse pression (cf. Fig.2.4). Pour les très petites gouttes, c'est la diffusion qui prend le pas sur les autres phénomènes. La thermophorèse n'étant jamais prépondérante et étant donnée la faible plage de tailles de goutte pour laquelle elle pourrait affecter la déposition nous négligerons ce phénomène pour la suite.

2.3 Film liquide

On s'intéresse ici à la cinématique du film liquide se formant sur les parois suite à la déposition décrite dans le paragraphe précédent. On ne s'intéressera pas au film liquide se développant sur le carter et le moyeu. D'une part, la surface représentée par le moyeu et le carter est nettement inférieure à celle représentée par les aubes. D'autre part les effets technologiques (sous tirage, jeux en pied ou tête d'aube, étanchéités, paroi en rotation ou non) ne sont pas pris en compte dans le code méridien où le modèle de film liquide choisi sera implémenté. Or, ces effets technologiques ont un impact sur l'écoulement du film, ne pas les prendre en compte rend donc impossible toute description du film liquide sur ces parois.

On s'intéressera donc uniquement au film liquide se développant sur la surface des

aubes.

Le film liquide joue un rôle important pour l'écoulement en turbine puisqu'il est à l'origine de l'humidité grossière (gouttes de plusieurs dizaines de micromètres de rayon) principale responsable de l'érosion des bords d'attaque des aubes.

2.3.1 Quelques ordres de grandeur

On se place dans le cas du dernier étage du corps basse pression d'une turbine à vapeur de 1300MW (cf. Tableau 2.1). Le débit de vapeur circulant dans cet étage est de 185 kg/s. La fraction massique d'eau liquide est de 10%. Le débit d'eau liquide est donc de 18,5 kg/s. D'après Young *et al.* [1988] 3 à 4% de cette eau se dépose sur les aubes. Cependant d'autres références bibliographiques évoquent des taux de déposition de moins de 1% (Crane [1973]) alors que des mesures d'humidité grossière, issue de l'arrachement du film liquide, ont montré qu'elle pouvait représenter 5 à 10% de la fraction de liquide (Williams & Lord [1976]). On considérera par conséquent que 1 à 10% de la phase liquide se dépose, le débit de liquide déposé est donc compris entre 1,85kg/s et 0,185kg/s. L'étage considéré comporte 46 aubes de stator ayant une hauteur de 1m. Le débit de liquide sur une face (intrados ou extrados) est donc compris entre les deux valeurs ci-dessous :

- $\frac{1,85}{46 \times 2 \times 1} = 0,02\ kg/m/s$ (ou 12 $cm^3/min/cm$)
- $\frac{0,185}{46 \times 2 \times 1} = 0,002\ kg/m/s$ (ou $1,2\ cm^3/min/cm$)

Le débit correspondant à une déposition de 3% est de $3,6 cm^3/min/cm$. Une expérience visant à mesurer la hauteur d'un film d'eau sur une plaque plane soumis à un co-courant de vapeur a été réalisée à l'Université de Michigan (Hammitt *et al.* [1976]). Ces conditions expérimentales sont très proches de celle rencontrées dans notre étage basse pression, puisque la pression de vapeur utilisée est de 0,2bars et la température des deux phases de 325K. Les débits de film liquide (compris entre 0,625 et 7,5 $cm^3/min/cm$) ainsi que les vitesses de l'écoulement de vapeur (comprises entre 30 et 450 m/s) utilisés sont représentatifs des ceux rencontrés en turbine à vapeur.

Sur la figure 2.7 il apparaît que pour une vitesse de gaz de 180 m/s et un débit de film de 3,75 $cm^3/min/cm$ (ce qui est très proche du débit estimé à 3,6 $cm^3/min/cm$ dans notre cas particulier) la hauteur de film mesurée est de 55 μm et la hauteur de film obtenue de façon théorique est de 26 μm. Grâce au débit, à la hauteur de film ainsi qu'à la température du liquide on peut donner un ordre de grandeur de la vitesse débitante. On a : $T_{film} = 325K; \rho_{film} = 987kg/m^3; \dot{m}_{film} = 3,6cm^3/min/cm; h_{film} = 55\mu m$,

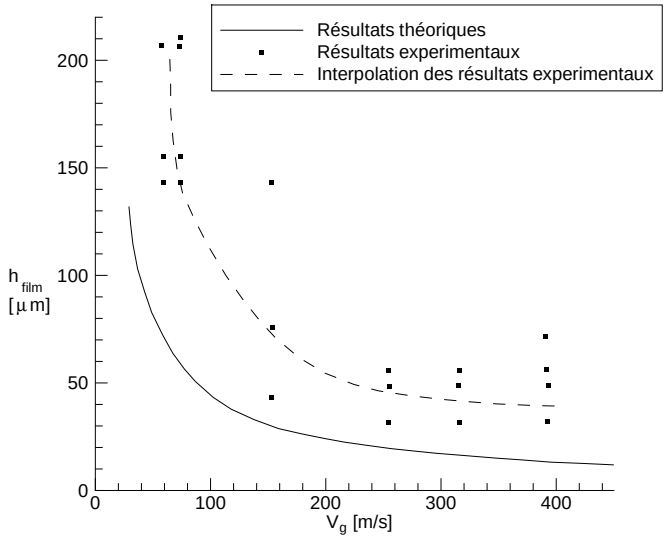


FIGURE 2.7 – Hauteur de film en fonction de la vitesse de l'écoulement de vapeur pour un débit de film de $3,75 cm^3/min/cm$ (Hammitt *et al.* [1976])

ce qui nous donne $V_{film} = 0,11 m/s$. Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de film liquide associé à cet écoulement est de 12 en prenant pour valeur de la viscosité dynamique de l'eau à 325K égale à $5,3 \times 10^{-4} kg/m/s$.

2.3.2 État du film liquide

Hammitt *et al.* [1981] ont réalisé une synthèse bibliographique des travaux théoriques et expérimentaux réalisés jusqu'en 1981 sur le film liquide et sa fragmentation. Il apparaît, dans cet article, que les films liquides dans les turbines à vapeur sont vraisemblablement laminaires (étant donnée leur faible épaisseur de l'ordre de 10 à 100 μm) et présentent des instabilités de surface induites par les fortes vitesses de l'écoulement gazeux environnant (plusieurs centaines de mètres par seconde). Cinq régimes d'écoulement sur une paroi fixe ont été identifiés, ils sont représentés sur la figure 2.9 :

- Le domaine I correspond à du ruissellement, donc à un film liquide discontinu.
- Le domaine II correspond à un film liquide continu présentant des vagues symétriques à sa surface. Ce terme symétrique signifie que les vagues observées sont plutôt régulières, elles sont quasiment symétriques par rapport aux lignes de courant de l'écoulement (cf. Fig.2.8).
- Le domaine III correspond à un film continu présentant une surface mixte entre les régimes II et IV .

– Le domaine IV correspond à un film continu présentant des vagues asymétriques, c'est à dire très irrégulières, à sa surface (cf. Fig.2.8).
– Le domaine V correspond au domaine d'arrachement du film liquide.

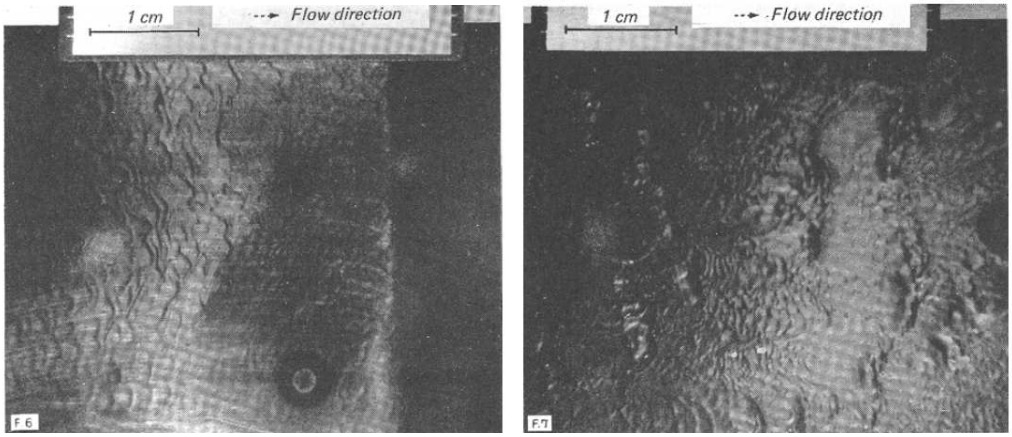


FIGURE 2.8 – Visualisation de vagues dites symétriques (à gauche) et asymétriques (à droite) (Kim *et al.* [1976])

Les limites entre les domaines I et II d'une part et IV et V d'autre part constituent les limites de stabilité du film continu.

On cherche à savoir dans quel régime s'écoule le film liquide dans l'étage basse pression considéré dans le paragraphe précédent (cf. Tableau 2.1). Comme on le constate sur la figure 2.9 si l'on dépose 1% de l'eau présente dans l'écoulement sur les aubes, ce qui correspond à un débit de $1{,}2cm^3/min/cm$, le film liquide sera continu sauf pour les vitesses inférieures à 70m/s, valeur pour laquelle on passe la limite de stabilité inférieure du film liquide. De si faibles vitesses ne se retrouvent pas dans l'étage considéré. De plus, une déposition de 1% de l'humidité présente dans l'écoulement constitue une limite inférieure. Cette valeur est vraisemblablement plus proche de 3% comme on l'a vu précédemment or, pour cette valeur, on ne franchit plus la limite de ruissellement.

Pour des fortes vitesses, ou de fortes dépositions on peut entrer dans le domaine d'arrachement du film liquide. Ce régime ne signifie pas que le film liquide est complètement arraché mais que les crêtes des vagues se développant à sa surface le sont. Dans ce régime le film liquide peut encore être continu. Cet arrachement sera décrit plus en détail dans la partie 2.4.

Finalement, sur l'exemple que l'on a considéré l'approximation de film liquide continu semble valable sur les aubes fixes. Concernant les aubes mobiles, le manque

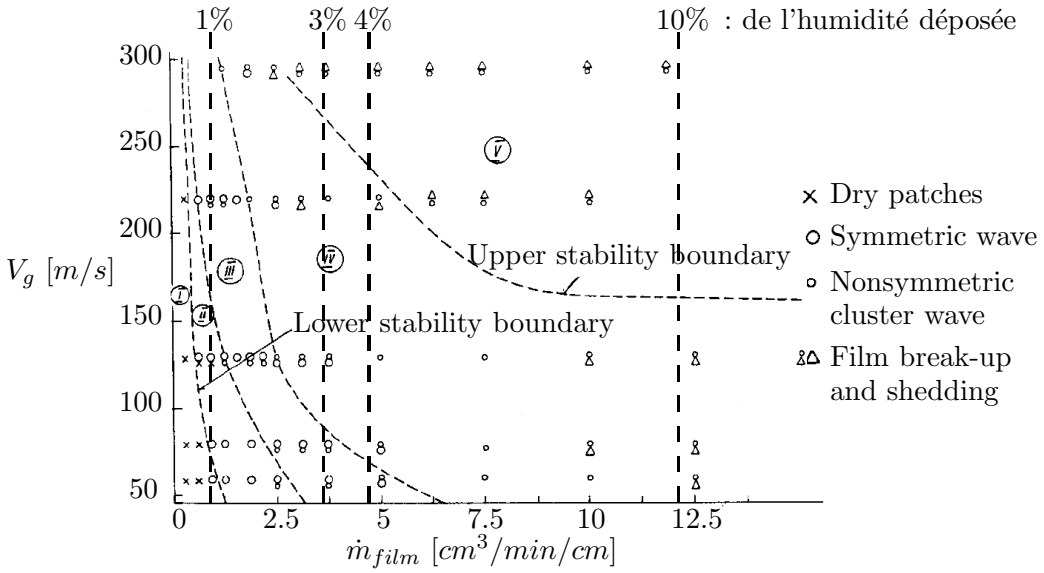


FIGURE 2.9 – Régimes du film liquide en fonction de son débit et de la vitesse du gaz environnant Hammitt *et al.* [1981]

de données expérimentales dans la littérature ne permet pas de présumer de son état.

Le mode d'écoulement du film liquide est basé sur la valeur de son nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{h\rho_l \|\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_b\|}{\mu_l} \tag{2.19}$$

où h est la hauteur de film liquide.

On distingue alors trois régimes d'après Kirillov & Yablonik [1970] :

- $Re < 30 - 50$: film laminaire
- $30 - 50 < Re < 100 - 400$: film laminaire présentant des oscillations de surface
- $Re > 100 - 400$: film turbulent

Là encore dans une turbine aucun de ces régimes ne se détache précisément, la vitesse du film ainsi que son épaisseur pouvant varier sur une large plage de valeurs, les trois régimes sont possibles.

2.3.3 Cinématique du film liquide

Le comportement du film liquide sur une surface plane est un point de départ intéressant pour comprendre sa cinématique, cette étude a été réalisée par Kirillov & Yablonik [1970]. Williams & Young [2007] ont été plus loin en prenant en compte,

notamment, la géométrie de l'aube et son angle de calage. L'application visée dans cet article est la partie compresseur des moteurs aéronautiques. L'influence des différentes forces auxquelles est soumis le film ont été étudiées en détail. Le film est soumis à quatre forces (on néglige l'influence de la force de gravité) :

- Les forces d'inertie (centrifuge et Coriolis)
- La force de frottement due à l'aube
- La force de frottement due à l'écoulement gazeux. Pour l'estimer les auteurs ont considéré que le film était continu. En effet la modélisation d'eau de ruissellement ou de gouttes isolées modifierait significativement les forces exercées par l'écoulement sur l'eau déposée.
- La force exercée par le gradient de pression du gaz environnant

Williams & Young [2007] ont ainsi identifié les principaux paramètres influençant la trajectoire du film liquide. Ils ont montré que pour les aubes de rotor les forces d'inertie jouent un rôle prépondérant (ce qui est en accord avec les conclusions de Gyarmathy [1962] et de Day *et al.* [2005]) ainsi que le coefficient de frottement du film sur les aubes. Les forces aérodynamiques exercées par l'écoulement régissent l'écoulement sur le stator mais ont peu d'influence sur le rotor. Cependant pour un film discontinu (ruissellement ou gouttes isolées), on peut penser que cette force prendra une importance significative. Il est aussi apparu que l'angle de calage des aubes ainsi que la vitesse des gouttes alimentant le film jouent un rôle important. L'influence du gradient de pression environnant est quant à elle apparue comme négligeable.

2.4 Formation de l'humidité grossière

L'humidité grossière se forme par arrachement du film liquide. Comme on l'a vu dans la partie précédente, suivant le régime dans lequel se situe le film liquide, des vagues peuvent apparaître à sa surface. La crête de ces vagues peut être arrachée et donner naissance aux gouttes constituant l'humidité grossière. Si le film ne se situe pas dans ce régime il sera arraché à l'extrémité de l'aube. Cette extrémité peut être le bord de fuite, pour les stators ou les rotors pour lesquels le déplacement axial prime sur les effets centrifuges, ou la tête de l'aube pour les rotors sur lesquels les effets centrifuges sont prépondérants.

L'atomisation du film liquide peut être décomposée en deux étapes : l'atomisation primaire et l'atomisation secondaire. L'atomisation primaire permet l'arrachement de fragments de différentes formes (gouttes, filaments,...) au film liquide. L'atomisation secondaire entraîne la transformation de ces fragments en gouttes. L'étude de l'ato-

misation de jets (Hong [2003], Jouanguy [2009]), de films liquide (Lalo [2006]) ou de nappes liquide (Bremond [2003]) a fait l'objet de nombreux travaux. Le but n'est pas ici de décrire précisément ce phénomène car cette étude sortirait du cadre fixé. Pour plus d'informations le lecteur pourra se reporter aux thèses citées.

2.4.1 Atomisation primaire

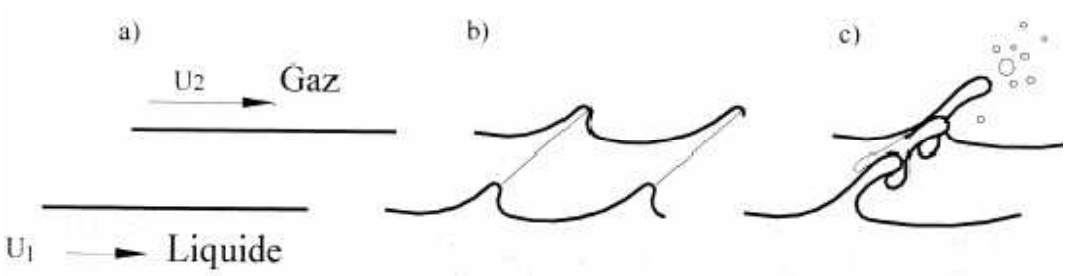


FIGURE 2.10 – Représentation des mécanismes d'atomisation primaire d'un film liquide Hong [2003]

L'arrachement du film liquide peut être attribuée à la contribution de deux types d'instabilités. Tout d'abord la différence de vitesse entre les deux phases, liquide et gazeuse, entraîne l'apparition d'une instabilité primaire sous forme d'ondulation de la surface du film (phase b de la figure 2.10). Elle est appelée instabilité de Kelvin-Helmoltz. Dans un deuxième temps la crête des vagues est soumise à l'écoulement gazeux environnant qui les étire jusqu'à leur arrachement par un mécanisme d'instabilité de type Rayleigh-Taylor (phase c de la figure 2.10).

2.4.2 Atomisation secondaire

Les filaments créés par atomisation primaire sont, dans l'écoulement gazeux, soumis à deux effets antagonistes. Le cisaillement aérodynamique a, en effet, tendance à désagréger le filament ou la goutte alors que la tension de surface assure sa cohésion. Le nombre de Weber permet de comparer leur influence relative. Ce nombre adimensionnel est défini de la manière suivante :

$$We = \frac{\rho_g d(u_g - u_l)^2}{\sigma} \tag{2.20}$$

On considère qu'une goutte est stable tant que son nombre de Weber est inférieur à une valeur critique qui peut varier de 12 (Liu & Reitz [1997]) à 20 (Gyarmathy dans

Moore & Sieverding [1976]). Cette valeur critique du nombre de Weber permet d'avoir accès à la taille maximale des gouttes constituant l'humidité grossière.

2.5 Conclusions

Nous avons établi, dans ce premier chapitre, la liste des phénomènes que l'on s'attachera à modéliser dans la suite et celle de ceux que l'on pourra négliger.

Ainsi nous considérerons la nucléation homogène alors que nous ne prendrons pas en compte la nucléation hétérogène (sur germes) pour la formation de l'humidité fine. Le grossissement des gouttes ne se fera que par condensation à la surface des gouttes existantes et nous ne prendrons pas en compte la coalescence.

Pour estimer la déposition de ces gouttes sur les aubes, nous considérerons l'influence de la diffusion, de la turbophorèse et des effets inertiels. Les effets de la gravité et de la thermophorèse seront négligés dans ce travail.

Cette déposition entraîne la formation d'un film liquide, considéré comme continu et dont l'écoulement sera régi par la force d'entraînement du gaz environnant, la force de frottement sur l'aube et les effets de la rotation sur les aubes des rotors. Le gradient de pression environnant sera négligé.

Chapitre 3

Présentation du code de calcul Greenwich

3.1 Formulation méridienne

Le but ici est d'obtenir, à un coût de calcul raisonnable, les principales caractéristiques de l'écoulement dans une turbomachine ainsi que ses performances. Ce but ne peut être atteint via un calcul 3D qui reste un outil d'investigation local, et qui permet, tout au plus, de traiter quelques étages. En choisissant de moyenner les équations dans la direction circonférentielle on peut restreindre le domaine 3D réel à un domaine 2D, permettant ainsi d'alléger considérablement le cas traîté. Cette stratégie est envisageable pour les turbomachines axiales, ou plus généralement pour les géométries axisymétriques. Un historique complet des codes méridiens et de leurs évolutions est réalisé par Simon [2007] et Sturmayr [2004] dans leur thèse. À l'origine ils étaient pour la plupart basés sur la technique SLC (streamline curvature) ce qui est le cas du logiciel CAPTUR utilisé jusqu'ici par EDF. Il a été abandonné au profit du code de l'Université de Liège qui a fait l'objet de la thèse de Simon [2007]. Ce dernier utilise les équations de Navier-Stokes moyennées dans la direction circonférentielle qui peuvent être présentées sous la forme suivante :

$$\frac{\partial bU}{\partial t} + \frac{\partial b(F - F_v)}{\partial x} + \frac{\partial b(G - G_v)}{\partial r} = b(S + S_v) + b(S_{b1} + S_{b2} + S_{bv}) \qquad (3.1)$$

avec :

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_x \\ \rho u_r \\ \rho u_\theta \\ \rho E \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho u_x \\ \rho u_x u_x + p \\ \rho u_x u_r \\ \rho u_x u_\theta \\ \rho u_x H \end{bmatrix} \quad G = \begin{bmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r u_x \\ \rho u_r u_r + p \\ \rho u_r u_\theta \\ \rho u_r H \end{bmatrix}$$

$$F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xr} \\ \tau_{x\theta} \\ \tau_{xj} u_j - q_x \end{bmatrix} \quad G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xr} \\ \tau_{rr} \\ \tau_{r\theta} \\ \tau_{rj} u_j - q_r \end{bmatrix} \tag{3.2}$$

Les termes sources s'expriment de la manière suivante :

$$S = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} -\rho u_r \\ -\rho u_r u_x \\ \rho u_\theta u_\theta - \rho u_r u_r \\ -2\rho u_r u_\theta \\ -\rho u_r H \end{bmatrix} \quad S_v = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xr} \\ \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ 2\tau_{r\theta} \\ \tau_{rj} u_j - q_r \end{bmatrix}$$

$$S_{b1} = \begin{bmatrix} 0 \\ \dfrac{p}{b}\dfrac{\partial b}{\partial x} \\ \dfrac{p}{b}\dfrac{\partial b}{\partial r} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad S_{b2} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_{bx} \\ f_{br} \\ f_{b\theta} \\ f_{b\theta}\Omega r \end{bmatrix} \quad S_{bv} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_{vx} \\ f_{vr} \\ f_{v\theta} \\ f_{v\theta}\Omega r \end{bmatrix} \tag{3.3}$$

b est le coefficient de blocage. Ce dernier est défini de la manière suivante :

$$b = \frac{\theta_s - \theta_p}{2\pi/N} \tag{3.4}$$

où N est le nombre d'aubes de la roue, et θ_s (respectivement θ_p) est la position de l'extrados (respectivement de l'intrados). Ce facteur permet de prendre en compte le rétrecissement de la section de passage dans les roues due à la présence des aubes. En dehors des roues le coefficient de blocage vaut 1.

– U est le vecteur des variables conservatives.

- F et G sont les flux advectifs.
- F_v et G_v sont les flux visqueux, ils dépendent du tenseur des contraintes $\boldsymbol{\tau}$ et des flux thermiques $\mathbf{q}$.
- S et S_v sont les termes sources dus à l'expression du système dans les coordonnées cylindriques.
- S_{b1}, S_{b2} et S_{bv} sont les termes sources dus à la présence des aubes. Ils se décomposent en une contribution due au blocage aérodynamique (S_{b1}) et une due à la déflection de l'écoulement induite par les aubes (S_{b2} et S_{bv}). Ils dépendent de la vitesse de rotation Ω de la turbine, de la force $\mathbf{f_b}$ exercée par l'aube sur le fluide responsable de la déflection de l'écoulement et de la force visqueuse $\mathbf{f_v}$ exercée par l'aube sur le fluide.

Pour plus de précisisons sur l'obtention de ces équations le lecteur pourra se reporter à la thèse de Simon [2007].

3.2 Modèles numériques choisis

Dans cette thèse, pour simplifier la problématique et éviter un surcoût en temps de calcul on ne prendra pas en compte les effets visqueux, ie les termes indexés par v dans le système 3.1. Ce dernier se réduit donc à :

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} b\rho \\ b\rho u_x \\ b\rho u_r \\ b\rho u_\theta \\ b\rho E \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix} b\rho u_x \\ b\rho u_x u_x + p \\ b\rho u_x u_r \\ b\rho u_x u_\theta \\ b\rho u_x H \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial r}\begin{pmatrix} b\rho u_r \\ b\rho u_r u_x \\ b\rho u_r u_r + p \\ b\rho u_r u_\theta \\ b\rho u_r H \end{pmatrix} = \frac{b}{r}\begin{pmatrix} -\rho u_r \\ -\rho u_r u_x \\ \rho u_\theta u_\theta - \rho u_r u_r \\ -2\rho u_r u_\theta \\ -\rho u_r H \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ p\dfrac{\partial b}{\partial x} + b f_{bx} \\ p\dfrac{\partial b}{\partial r} + b f_{br} \\ b f_{b\theta} \\ b f_{b\theta}\Omega r \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Pour fermer ce système il faut déterminer b, choisir une loi d'état et déterminer la force exercée par les aubes sur l'écoulement.

- Dans notre cas, le but est de réaliser des études sur des géométries connues de turbine et d'en évaluer les performances, b est donc déterminé à partir de la

géométrie des aubes.

– On utilise le mode analyse du code méridien c'est à dire que l'on impose à l'écoulement de suivre la cambrure (connue) des aubes. On impose en définitive une condition de glissement. Pour atteindre ce but on utilise une méthode itérative, la force exercée par les aubes sur l'écoulement gazeux est modifiée à chaque itération jusqu'à obtention de la condition de glissement :

$$\frac{\partial \|\mathbf{f}_b\|}{\partial \tau} = -C(u_x n_x + u_r n_r + (u_\theta - \Omega r) n_\theta) \tag{3.6}$$

où $(n_x; n_r; n_\theta)$ sont les composantes du vecteur normé orthogonal aux lignes de courant. τ est ici un temps d'intégration et C permet d'ajuster la vitesse de convergence ou la vitesse de réponse de la force exercée par l'aube à une violation de la condition de glissement.

– On utilise une thermodynamique de gaz réel. Pour la vapeur d'eau la formulation IAPWS-IF97 [2007] est utilisée.

La discrétisation en temps est assurée par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (Jameson *et al.* [1981]). La discrétisation spatiale des flux est assurée par un schéma de VFRoe (Buffard *et al.* [2000]) utilisant des variables non conservatives (l'entropie, les trois composantes de vitesse et la pression) dcrit dans l'annexe B. Une reconstruction MUSCL (VanLeer [1974], VanLeer [1977]) permet d'atteindre l'ordre 2 si souhaité.

3.3 Cas test VEGA2

Le but de ce paragraphe est de présenter un calcul méridien et de donner un aperçu des résultats que l'on peut obtenir.

La turbine VEGA2 est un étage de turbine transsonique axiale représentatif des turbines haute pression aéronautiques. La turbine réelle, utilisée lors d'essais réalisés par l'ONERA, est composée d'un stator de 23 aubes et d'un rotor de 37 aubes. Cependant, historiquement, pour réaliser des calculs instationnaires sur cette turbine, sa géométrie a été modifiée. En effet réaliser des calculs instationnaires sur deux roues complètes est coûteux en temps de calcul. Ainsi Bardoux [2000] a modifié le nombre d'aubes du rotor, pour le passer à 46, afin d'obtenir un facteur 1/2 entre le nombre d'aubes du rotor et le nombre d'aubes du stator et pouvoir réaliser des calculs en considérant un passage inter-aubes stator et deux passages inter-aubes rotor. La géométrie des aubes rotor a également été modifiée afin de conserver le triangle de vitesse et la solidité de la

machine réelle. Nous utiliserons ici cette géométrie fictive qui a été également utilisée par Simon [2007] lors de sa thèse utilisant le code méridien Greenwich de l'Université de Liège. Le maillage réalisé est constitué de 171 mailles axiales et 60 mailles radiales. Il est raffiné à proximité des bords d'attaque et des bords de fuite des aubes (Fig. 3.1).

Le gaz utilisé lors des expériences ou des modélisations suscitées était de l'air. Dans notre cas, nous souhaitons réaliser des calculs utilisant de la vapeur d'eau et des conditions proches des turbines à vapeur basse pression. On choisit finalement de traiter le mélange comme un gaz parfait dont les constantes ont été modifiées pour s'approcher au mieux du comportement de la vapeur d'eau dans les derniers étages d'une turbine basse pression contenant 10% d'humidité. Le rapport des capacités calorifiques, γ, est fixé à 1,12 et la constante de la vapeur d'eau, R_{H2O}, est fixée à 413 $J/(kg.K)$.

On conserve le taux de détente de 4 de la turbine mais on modifie les conditions aux limites et la vitesse de rotation du rotor afin de conserver un écoulement adapté dans la turbine avec le gaz utilisé. Finalement le calcul méridien se fera sous les conditions aux limites suivantes :

- Pression totale en entrée : 20000 Pa ; la température totale est la température de saturation associée à P_0.
- Pression de sortie statique : 5000 Pa.
- Vitesse de rotation du rotor : 13500 tours par minute.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.1. On constate ainsi la chute de pression dans les deux roues de la turbine et l'augmentation de la vitesse axiale.

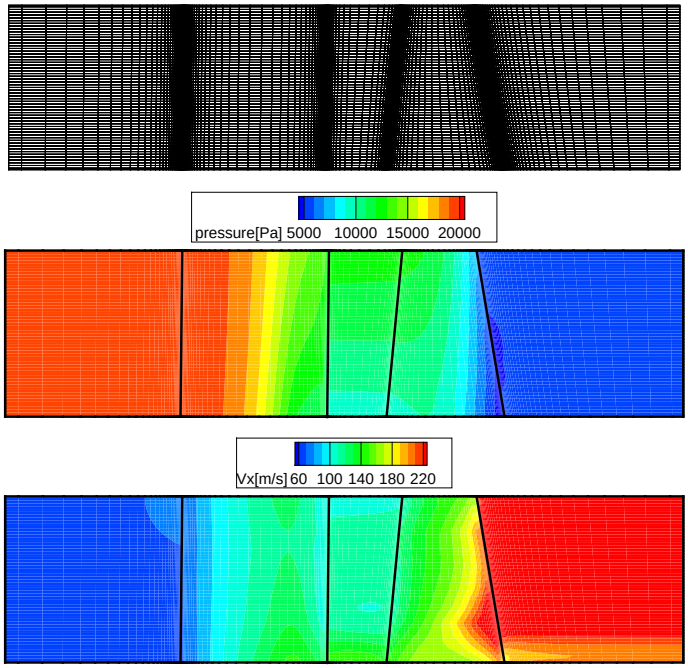


FIGURE 3.1 – Maillage de la turbine VEGA2 utilisé (haut) ; Champ de pression obtenu avec Greenwich (milieu) ; Champ de vitesse axiale obtenu avec Greenwich (bas)

Chapitre 4

Modélisation de la condensation

Le but de cette partie est d'établir et de valider un modèle permettant de prendre en compte la condensation homogène ainsi que le grossissement des gouttes dans un code méridien. Nous rappelons que la condensation hétérogène ainsi que le grossissement par coalescence des gouttes sont négligés (cf. partie 2.1).

4.1 Théorie classique de la condensation spontanée

La condensation homogène représente la formation de noyaux par agglomération de molécules d'eau. Les processus de gain ou de perte de molécules par l'agrégat sont régis par des lois statistiques. La théorie classique de la condensation consiste à créer, à un certain taux de nucléation, des noyaux de taille donnée puis à les faire grossir en utilisant une loi basée sur les échanges de masse et d'énergie entre les deux phases.

4.1.1 Équilibre d'une goutte

Cette partie est présentée dans la thèse de Braem [1997], cependant comme elle permet de comprendre la méthode utilisée pour évaluer la taille des gouttes nucléées, nous la rappelons donc ici.

La détermination de la taille des gouttes créées se fait en cherchant le minimum du potentiel de Gibbs qui correspond à un état stable. On utilise l'expression de la variation d'enthalpie libre au cours d'une transformation thermodynamique. Pour une molécule cette variation s'écrit :

$$\mathrm{d}g = v\mathrm{d}p - s\mathrm{d}T \tag{4.1}$$

On décompose la condensation en 4 étapes (cf. Fig. 4.1) pour lesquelles on exprime les variations d'enthalpie libre.

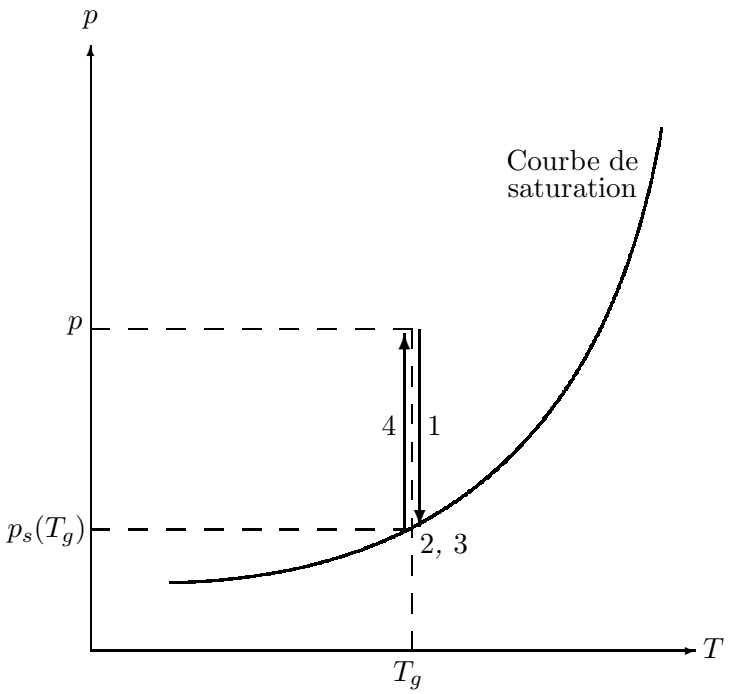


FIGURE 4.1 – Chemin thermodynamique de création d'une goutte d'eau

Étape 1

Les n molécules qui formeront la goutte sont amenées de la pression du gaz à la pression de vapeur saturante d'un film liquide en conservant la température T_g du gaz. La variation d'enthalpie libre de cette transformation s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta G_1 = n\Delta g_1 \tag{4.2}$$

où :

- n est le nombre de molécules concernées
- Δg_1 est la variation d'enthalpie moléculaire

La transformation s'effectuant à température constante, on peut écrire :

$$\Delta G_1 = n \int_p^{p_s} v_g \mathrm{d}p \tag{4.3}$$

où v_g est le volume associé à une molécule d'eau gazeuse.

Étape 2

Les molécules passent de la phase vapeur à (T_g, p_s) à la phase liquide à (T_g, p_s). Cette transformation étant réalisée à température et pression constante, la variation d'enthalpie libre associée est nulle.

$$\Delta G_2 = 0 \tag{4.4}$$

Étape 3

Les molécules agglomérées forment une surface. On considère que la goutte créée est sphérique et de rayon r, sa surface est donc de $4\pi r^2$. La variation d'enthalpie libre s'exprime donc comme suit :

$$\Delta G_3 = 4\pi r^2 \sigma \tag{4.5}$$

Étape 4

On recomprime de façon isotherme la goutte pour la faire passer de p_s à p. En supposant le liquide incompressible, on obtient :

$$\Delta G_4 = n v_l (p - p_s) \tag{4.6}$$

De manière générale on considère que v_l est faible devant v_g et que, par conséquent, la contribution de ce quatrième terme peut être négligée (Knox [1978], Wegener [1969]).

Finalement, la variation d'enthalpie libre induite par la création d'une goutte de n molécules en équilibre avec sa vapeur aux conditions (T_g, p) s'écrit :

$$\Delta G = \Delta G_1 + \Delta G_2 + \Delta G_3 + \Delta G_4 \tag{4.7}$$

$$\Delta G = n \int_p^{p_s} v_g \mathrm{d}p + 4\pi r^2 \sigma \tag{4.8}$$

On cherche à exprimer cette enthalpie libre en fonction du rayon puisque le but est ici de trouver le rayon critique qui correspond à une goutte stable. Pour cela on cherche à exprimer n en fonction de r. Le volume de la goutte formée peut s'exprimer de deux manières différentes :

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 = n v_l \tag{4.9}$$

Le volume v_l associé à une molécule d'eau liquide vaut :

$$v_l = \frac{m_{1\ molécule}}{\rho_l} = \frac{M_{H_2O}}{\rho_l Na} \tag{4.10}$$

On obtient donc :

$$n = \frac{4}{3}\pi r^3 \frac{\rho_l Na}{M_{H_2O}} \tag{4.11}$$

Et on peut écrire :

$$\Delta G = \frac{4}{3}\pi r^3 \frac{\rho_l Na}{M_{H_2O}} \int_p^{p_s} v_g \mathrm{d}p + 4\pi r^2 \sigma \tag{4.12}$$

L'enthalpie libre a donc une évolution différente suivant le rapport de pression.

- Si $p_s > p$: le terme de gauche est positif et croît avec r. On est dans le domaine de la vapeur sèche, on ne crée pas de gouttes.
- Si $p_s = p$: on se situe sur la courbe de saturation. Le terme volumique est nul, mais le terme surfacique ne l'est pas. Là encore, ΔG est positif et croît avec r.
- Si $p_s < p$: le terme volumique est négatif. Aux faibles rayons, c'est le terme surfacique qui prime, ΔG croît donc avec r jusqu'à un rayon critique. Au delà de ce rayon le terme volumique négatif prend le pas sur la contribution surfacique. ΔG décroît alors avec l'augmentation du rayon. La valeur de l'extremum de ΔG correspond à l'énergie d'activation nécessaire à la création d'une goutte stable de rayon appelé rayon critique.

On obtient alors le rayon critique de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial r}\right)_{p,T} = 0 \tag{4.13}$$

En faisant les hypothèses suivantes :

- la masse volumique du liquide ne dépend pas du rayon,
- la tension de surface ne dépend pas du rayon,

on obtient :

$$r_C = \frac{2\sigma M_{H_2O}}{\rho_l Na \int_p^{p_s} v_g \mathrm{d}p} \tag{4.14}$$

Ce qui s'écrit :

$$r_C = \frac{2\sigma}{\rho_l \int_p^{p_s} v_{g\ massique} \mathrm{d}p} \tag{4.15}$$

où $v_{g\ massique}$ est le volume massique du gaz.

Ce rayon critique est obtenu sans approximation sur la loi d'état choisie pour décrire le comportement du gaz. Cependant, il est souvent fait le choix de considérer la vapeur comme un gaz parfait. On peut alors calculer le volume moléculaire de la vapeur en appliquant la loi d'état des gaz parfaits à une molécule :

$$pv_g = \frac{1}{Na} RT_g \tag{4.16}$$

Et en utilisant la définition de la constante des gaz parfaits :

$$R = Nak_B \tag{4.17}$$

On en déduit l'expression du volume associé à une molécule d'eau gazeuse :

$$v_g = \frac{k_B T_g}{p} \tag{4.18}$$

On obtient donc pour la variation d'enthalpie libre lors de l'étape 1 :

$$\Delta G_1 = n \int_p^{p_s} \frac{k_B T_g}{p} \mathrm{d}p \tag{4.19}$$

$$\Delta G_1 = n k_B T_g \ln\left(\frac{p_s}{p}\right) \tag{4.20}$$

Lors de la condensation la variation d'enthalpie libre peut donc être exprimée sous la forme suivante :

$$\Delta G = n k_B T_g \ln\left(\frac{p_s}{p}\right) + 4\pi r^2 \sigma \tag{4.21}$$

En suivant la même démarche que précédemment, on peut exprimer le rayon critique sous la forme classique :

$$r_C = \frac{2\sigma}{\rho_l R_{H_2O} T_g \ln\left(\frac{p}{p_s}\right)} \tag{4.22}$$

où $R_{H_2O} = \dfrac{R}{M_{H_2O}}$.

Une troisième formulation pour le rayon critique apparaît également dans la littérature, elle est utilisée par exemple par Mousavi *et al.* [2006]. Elle est obtenue à partir de 4.22

en utilisant la relation de Clausius-Clapeyron. En faisant l'approximation que la chaleur latente est constante entre les températures d'intégration $T_s(p)$ et T_g, on obtient une expression du rayon critique fonction du sous-refroidissement :

$$r_C = \frac{2\sigma T_s(p)}{\rho_l L(T_s(p) - T_g)} \tag{4.23}$$

Finalement trois expressions du rayon critique (Eqn. 4.15, 4.22 et 4.23) sont envisageables et sont utilisées dans la littérature. Cependant quelque soit le choix fait pour l'expression du rayon critique le seuil d'activation correspondant $\Delta G(r_C)$, noté ΔG_C, s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta G_C = \frac{4}{3}\pi r_C^2 \sigma \tag{4.24}$$

Le rayon critique correspond au rayon minimum des gouttes pouvant exister dans une vapeur à la pression p et à la température T_g. En effet, plus le rayon de courbure est faible, plus les forces intermoléculaires assurant la cohésion de la goutte sont faibles, il faut donc une pression extérieure (de vapeur) plus importante ou une température (de vapeur) plus faible pour assurer la stabilité de la goutte ce que l'on peut observer sur la figure 4.2.

Le rayon critique est la limite entre les domaines suivants :

- $r < r_c$: les forces de liaison sont pour les conditions thermodynamiques considérées trop faibles, la goutte émet plus de molécules qu'elle n'en reçoit : elle s'évapore.
- $r = r_c$: il y a autant de molécules reçues par la goutte que de molécules qui s'en échappent : la goutte est en équilibre.
- $r > r_c$: la goutte reçoit plus de molécules qu'elle n'en perd : elle grossit.

Volmer & Weber [1926] ont postulé que le nombre d'agrégats de molécules d'eau à l'équilibre avec la vapeur pouvait être calculé en utilisant une loi de distribution de Boltzmann. En utilisant cette loi de distribution, le nombre d'agrégats stables de n molécules présents par unité de volume s'écrit :

$$N_n = N_1 \exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B T_g}\right) \tag{4.25}$$

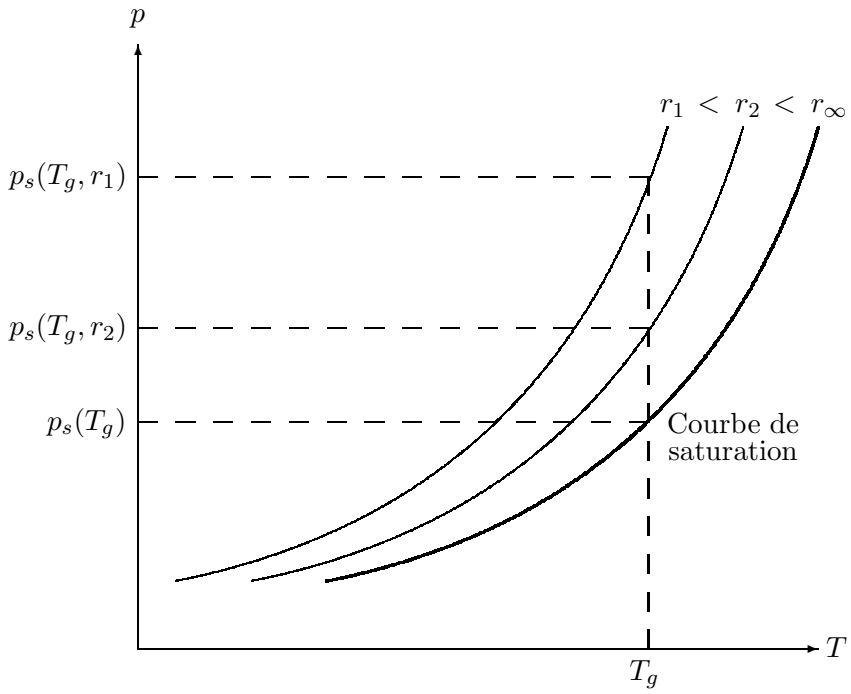


FIGURE 4.2 – Influence du sous refroidissement sur la taille des rayons critiques

où N_1 est le nombre de molécules d'eau par unité de volume, qui, par définition, s'écrit :

$$N_1 = \frac{\rho_g N a}{M_{H_2O}} \tag{4.26}$$

Le nombre d'agrégats de taille critique (qui correspond aux agrégats stables sous les conditions thermodynamiques considérées qui pourront ensuite grossir) est donné par :

$$N_C = N_1 \exp\left(-\frac{\Delta G_C}{k_B T_g}\right) \tag{4.27}$$

En utilisant l'expression du seuil d'activation calculé dans la partie précédente, on peut écrire le nombre d'agrégats de taille critique à l'équilibre sous la forme :

$$N_C = N_1 \exp\left(-\frac{4\pi r_C^2 \sigma}{3 k_B T_g}\right) \tag{4.28}$$

4.1.2 Taux de nucléation

4.1.2.1 Première estimation

La nucléation correspond à la formation de gouttes stables dans la vapeur dans des conditions thermodynamiques données. Pour obtenir une première approximation du taux de nucléation on peut considérer que :

- Le nombre de gouttes de taille critique par unité de masse de vapeur est toujours égal à la valeur à l'équilibre calculée dans le paragraphe précédent.
- Une molécule qui impacte une goutte de taille critique la fait basculer dans le domaine stable.
- On néglige la perte de molécules pour les gouttes de taille critique.

Sous ces hypothèses, tout agrégat de taille critique recevant une molécule d'eau supplémentaire grossit et est considéré comme une goutte stable. Le taux de nucléation volumique s'exprime alors :

$$J = KN_C \tag{4.29}$$

Où K représente la probabilité qu'une molécule vienne impacter un agrégat de rayon critique. On peut décomposer cette constante de la manière suivante :

$$K = \beta S \quad \text{avec} \quad S = 4\pi r_C^2 \tag{4.30}$$

β représente le taux de collision des molécules sur l'agrégat par unité de surface et par unité de temps et s'exprime, grâce à la théorie cinétique des gaz, de la manière suivante :

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{2\pi \frac{M_{H20}}{Na} k_B T_g}} \tag{4.31}$$

On obtient finalement une expression du taux de nucléation par unité de volume et par unité de temps donnée par :

$$J = 4\pi r_C^2 \frac{p}{\sqrt{2\pi \frac{M_{H20}}{Na} k_B T_g}} \frac{\rho_g Na}{M_{H2O}} \exp\left(-\frac{4\pi r_C^2 \sigma}{3k_B T_g}\right) \tag{4.32}$$

On peut déceler certaines limites dans la théorie permettant de l'obtenir. En effet, on considère que seuls les germes de taille critique croissent et basculent automatiquement dans le domaine stable. Or, dans la réalité, tous les germes quelque soit leur taille

peuvent grossir et donc basculer dans le domaine stable (même si leur rayon est inférieur au rayon critique) ou se désagréger et disparaître (même si leur taille est supérieure à leur taille critique). Pour déterminer les taux de nucléation de manière plus fine, on s'appuie sur la théorie cinétique.

4.1.2.2 Théorie cinétique

Un résumé de cette théorie est réalisé dans Bakhtar *et al.* [2005], Luijten [1998], White & Young [2008]. Nous nous appuierons sur ces références pour ce paragraphe.

Dans la réalité un agrégat de n molécules (n-mère) peut être créé à partir d'agrégats de n'importe quelle taille (2 agrégats plus petits peuvent entrer en collision et donner, après coalescence, un agrégat de n molécules, ou des agrégats plus gros peuvent entrer en collision et se scinder). Cependant, pour la description de la théorie cinétique on se limite à des échanges de une molécule : on considère qu'un agrégat de n molécules est créé soit à partir d'un agrégat de $n-1$ molécules ayant capté une molécule, soit à partir d'un agrégat de $n+1$ molécules ayant perdu une molécule. Le taux volumique de n-mères qui grandissent pour donner des n+1-mères est donc :

$$J_n = C_n f_n - E_{n+1} f_{n+1} \tag{4.33}$$

où C et E sont les taux respectivement de condensation et d'évaporation et f_n est la concentration volumique de n-mères. C et E dépendent du facteur β exprimé dans le paragraphe précédent et de la surface du n-mère considéré (Bakhtar *et al.* [2005]) :

$$\begin{aligned} C_n &= q_C A n^{2/3} \sqrt{\frac{Na}{2\pi M_{H2O} k_B T_g}} p \\ E_n &= q_E A n^{2/3} \sqrt{\frac{Na}{2\pi M_{H2O} k_B T_l}} p_S(T_l; r) \end{aligned} \tag{4.34}$$

où $An^{2/3}$ est la surface du n-mère, avec $A^3 = 36\pi \frac{m^2}{\rho_l^2}$. On peut montrer que :

$$An^{2/3} = 4\pi r^2 \tag{4.35}$$

en écrivant la masse de la goutte constituée de n monomères de deux manières :

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_l = nm \tag{4.36}$$

où m est la masse d'un monomère.

q_C et q_E sont les facteurs de condensation et d'évaporation. q_C représente ainsi la probabilité qu'a une molécule impactant le n-mère d'y adhérer, ce facteur est souvent pris égal à 1 tout comme le facteur q_E.

L'évolution de f_n peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\mathrm{d}f_n}{\mathrm{d}t} = J_{n-1} - J_n \tag{4.37}$$

Dans deux cas cette dérivée peut être nulle :

- à l'équilibre : les taux de nucléation sont nuls pour tout n, on a alors :

$$C_n f_{n,eq} - E_{n+1} f_{n+1,eq} = 0 \tag{4.38}$$

  Ce qui peut s'écrire :

$$C_n N_n - E_{n+1} N_{n+1} = 0 \tag{4.39}$$

  où N_n est le nombre d'agrégats de n molécules à l'équilibre par unité de volume.
- avec une solution stationnaire. On a alors f_n qui est indépendant du temps et qui ne dépend que du nombre de molécules n, et le taux de nucléation J qui est indépendant de n. White & Young [2008] vérifient cette hypothèse en montrant que cet état stationnaire est atteint dans des temps inférieurs à 0,1μs.

On obtient donc :

$$J_n = J = C_n f_n - \frac{C_n N_n}{N_{n+1}} f_{n+1} \tag{4.40}$$

Ce qui s'écrit :

$$\frac{J}{C_n N_n} = \frac{f_n}{N_n} - \frac{f_{n+1}}{N_{n+1}} \tag{4.41}$$

Donc :

$$\frac{J}{C_n N_n} = \frac{f_n}{N_n} - \frac{f_{n+1}}{N_{n+1}} \cong \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{f_n}{N_n}\right) \tag{4.42}$$

En intégrant sur l'ensemble des n-mères :

$$J \int_{n=1}^{\infty} \frac{\mathrm{d}n}{C_n N_n} = \int_{n=1}^{\infty} -\mathrm{d}\left(\frac{f_n}{N_n}\right) \tag{4.43}$$

D'après Bakhtar *et al.* [2005] :

$$\begin{aligned} \lim_{n\to 1} \frac{f_n}{N_n} &= 1 \\ \lim_{n\to\infty} \frac{f_n}{N_n} &= 0 \end{aligned} \tag{4.44}$$

On obtient :

$$J = \left[\int_{n=1}^{\infty} \frac{\mathrm{d}n}{C_n N_n} \right]^{-1} \tag{4.45}$$

En substituant la valeur de N_n donnée par (4.25) :

$$J = \left[\int_{n=1}^{\infty} \frac{\mathrm{d}n}{C_n N_1 \exp\left(-\dfrac{\Delta G}{k_B T_g}\right)} \right]^{-1} \tag{4.46}$$

On approxime la variation d'enthalpie libre par une série de Taylor tronquée à l'ordre 2 :

$$\Delta G = \Delta G_C + (n - n_C) \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial n} \right)_C + \frac{(n - n_C)^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \Delta G}{\partial n^2} \right)_C \tag{4.47}$$

L'état critique correspondant à un extremum de ΔG, on a :

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial n} \right)_C = 0 \tag{4.48}$$

On considère que les variations de C_n sont faibles ($\propto n^{2/3}$) en comparaison des variations de l'exponentielle qui atteint son maximum à n_C. On fait donc l'approximation suivante :

$$C_n = C_{n_C} \tag{4.49}$$

On obtient alors :

$$J = C_{n_C} N_1 Z \exp\left(-\frac{\Delta G_C}{k_B T_g}\right) \tag{4.50}$$

où Z est le facteur de Zeldovich qui s'exprime sous la forme suivante :

$$Z = \left[\int_{n=1}^{\infty} \exp\left(- \left(\frac{\partial^2 \Delta G}{\partial n^2} \right)_C \frac{(n - n_C)^2}{2 k_B T_g} \right) \mathrm{d}n \right]^{-1} \tag{4.51}$$

En étendant l'intégrale à l'ensemble des réels, on retrouve une intégrale de Gauss, et on peut écrire :

$$Z = \sqrt{ - \left(\frac{\partial^2 \Delta G}{\partial n^2} \right)_C \frac{1}{2\pi k_B T_g} } \tag{4.52}$$

Le taux de nucléation obtenu par cette théorie correspond à celui obtenu en première approximation au facteur de Zeldovich près. Ce dernier permet de tenir compte des flux autour du rayon critique. Notre modèle tient alors compte du fait qu'un agrégat de rayon critique ne gagne pas forcément des molécules pour basculer du côté stable et

continuer à grossir mais peut se redissoudre. On obtient alors l'expression classique du taux de nucléation :

– Massique (en germes/kg/s) :

$$J_{massique} = \sqrt{\frac{2Na^3\sigma}{\pi M_{H2O}^3}} \frac{\rho_g}{\rho_l} \exp\left(-\frac{4\pi r_C^2 \sigma}{3k_B T_g}\right) \tag{4.53}$$

– Volumique (en germes/m^3/s) :

$$J_{volumique} = \sqrt{\frac{2Na^3\sigma}{\pi M_{H2O}^3}} \frac{\rho_g^2}{\rho_l} \exp\left(-\frac{4\pi r_C^2 \sigma}{3k_B T_g}\right) \tag{4.54}$$

Ce taux de nucléation a fait l'objet de nombreuses études. Il s'est avéré, lors de la confrontation des résultats obtenus avec certains résultats expérimentaux, que cette expression n'était pas satisfaisante. De nombreuses expressions modifiées de ce taux ont été proposées par différents auteurs. Le but ici n'est pas de lister exhaustivement les modèles recensés dans la littérature, une partie de ce travail ayant déjà été réalisée lors de travaux de thèse portant plus particulièrement sur la condensation (Braem [1997], Collignan [1993]). D'autre part, Bakhtar *et al.* [2005] réalisent un historique détaillé des différents contributeurs à la théorie classique de la condensation, et à son application à la vapeur humide dans les turbines. On peut cependant citer la modification apportée par Kantrowitz [1951] qui permet de prendre en compte les effets non isothermes. Cette considération a par la suite été reprise et approfondie par Feder *et al.* [1966]. Les agrégats dégagent de l'énergie (la chaleur latente de condensation) pour grossir jusqu'à leur taille critique. Cette énergie qui est dissipée dans la vapeur environnante augmente sa température et a pour conséquence de diminuer le taux de nucléation des gouttes de rayon critique. La modification du taux de nucléation isotherme par Kantrowitz s'écrit de la manière suivante :

$$J_K = \frac{1}{1+\Phi} J \tag{4.55}$$

L'expression du coefficient de correction Φ varie suivant les références de la littérature. Gyarmathy dans le livre de Moore & Sieverding [1976] donne l'expression suivante issue des travaux de Feder *et al.* [1966] :

$$\Phi = \frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1}\left(\frac{L}{R_{H20}T_g} - 0,5\right)^2 \tag{4.56}$$

Bakhtar *et al.* [2005] proposent l'expression suivante, expression la plus souvent réutilisée

dans la littérature :

$$\Phi = q_C \frac{\rho_g R_{H2O}}{\alpha_r} \sqrt{\frac{R_{H2O} T_g}{2\pi}} \frac{L}{R_{H2O} T_g} \left(\frac{L}{R_{H2O} T_g} - 0,5 \right) \tag{4.57}$$

où L est la chaleur latente de changement de phase à T_g. Le coefficient de transfert thermique est souvent exprimé, dans la littérature, de la manière suivante :

$$\alpha_{r\ Hill} = \frac{p}{\sqrt{2\pi R_{H2O} T_g}} \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} R_{H2O} \tag{4.58}$$

Cette formulation est issue de l'équation de conservation de l'énergie de Hill (Eqn.4.62). Young [1982], qui a réalisé un travail de synthèse des résultats expérimentaux présents dans la littérature, note que l'expression du taux de nucléation basée sur les équations 4.53, 4.55, 4.57 et 4.58 est correcte sur une large gamme de pression.

4.1.2.3 Conclusions

L'expression du taux de nucléation et sa méthode d'obtention (à partir de la théorie classique de la nucléation) font encore débat. Nous avons présenté ici l'approche classique basée sur des considérations thermodynamiques et cinétiques. Cependant comme le montre Ford [2005] son domaine d'application est plutôt restreint. Le taux de nucléation obtenu s'écarte de quelques ordres de grandeurs de celui observé expérimentalement avec certaines espèces (comme des alcanes ou des alcools) ou avec des mélanges. L'auteur évoque donc une autre approche utilisant la physique statistique. Cependant l'utilisation de cette théorie est plus coûteuse en temps de calcul et nécessite de prendre en compte les interactions moléculaires et une description fine de la physique microscopique. Elle nécessite notamment des valeurs précises des potentiels moléculaires.

Un état de l'art des approches envisageables (théorie basée sur la physique statistique, théorie classique basée sur des considérations thermodynamiques et cinétiques, et théories hybrides) a été réalisé par Bakhtar *et al.* [2005]. Les auteurs en viennent cependant à la conclusion qu'aucune approche n'a encore émergé comme étant meilleure que les autres. La théorie classique de la nucléation permet de décrire ce phénomène qualitativement à des coûts restreints. Ford note même que dans le cas de l'eau elle s'avère étonnamment précise. Il faut cependant être vigilant puisqu'aux hautes températures l'adéquation avec les résultats expérimentaux ne semble plus aussi bonne et des recalages sont nécessaires.

4.2 Loi de grossissement

On considère que les gouttes créées par nucléation ne grossissent que par condensation de la vapeur à leur surface puisque la coalescence a été négligée (cf. partie 2.1.3).

Le grossissement ($\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}$) et l'évolution de température des gouttes (T_l) sont régis par les transferts de masse et d'énergie entre la phase liquide et la vapeur environnante. Ces lois varient suivant le domaine (continu, intermédiaire ou moléculaire) dans lequel on se trouve. Les frontières entre ces trois domaines sont définies suivant la valeur du nombre de Knudsen qui est le rapport entre le libre parcours moyen et le diamètre de la goutte considérée. On a :

$$Kn = \frac{\tilde{l}}{2r} \tag{4.59}$$

Les trois domaines sont répartis de la manière suivante :

- Moléculaire : $Kn \gg 1$
- Intermédiaire : $Kn \sim 1$
- Continu : $Kn \ll 1$

Dans les domaines continu et moléculaire, les physiques mises en jeu sont bien définies. Un aperçu des différentes théories est simplement réalisé ici. Pour plus de détails le lecteur pourra se référer aux travaux de Braem [1997] et Young [1982] qui présentent des synthèses détaillées et donnent les références nécessaires pour approfondir les différents modèles.

4.2.1 Domaine moléculaire

Bilan de masse :

On considère que l'évolution de masse d'une goutte correspond à la différence entre les flux de molécules captées et de molécules perdues par la goutte. Le modèle de Hertz-Knudsen (présenté par exemple par Puzyrewski & Krol [1976]), qui a par la suite été modifié par Schrage [1953] donne :

$$\rho_l \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{2q_C}{2 - q_C} \left[\frac{p}{\sqrt{2\pi R_{H2O} T_g}} - \frac{q_E}{q_C} \frac{p_S(T_l; r)}{\sqrt{2\pi R_{H20} T_l}} \right] \tag{4.60}$$

où q_C et q_E sont les coefficients de condensation et d'évaporation.
La pression de saturation est donnée par la loi de Kelvin-Helmoltz :

$$p_s(T_l; r) = p_s(T_l) \exp\left(\frac{2\sigma}{\rho_l R_{H2O} T_l r} \right) \tag{4.61}$$

Bilan d'énergie :

L'équation d'énergie utilisée est donnée par Hill [1966] :

$$\rho_l L \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{p}{\sqrt{2\pi R_{H2O} T_g}} \frac{\gamma+1}{2\gamma} c_p (T_l - T_g) \tag{4.62}$$

4.2.2 Domaine continu

Les bilans de masse et d'énergie dans le domaine continu sont donnés par Young [1982].

Bilan de masse :

$$\rho_l \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \sqrt{2\rho_g (p - p_{lg})} \tag{4.63}$$

où p_{lg} est la pression de vapeur à la surface de la goutte.

Bilan d'énergie :

$$\rho_l L \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{\lambda_g}{r} (T_l - T_g) \tag{4.64}$$

où λ_g est la conductivité thermique de la vapeur.

Grâce à ces deux équations on peut déterminer, dans chacun des domaines, les deux inconnues que sont le taux de grossissement ($\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}$) et la température du liquide (T_l).

4.2.3 Dans une turbine

Dans une turbine on se situe à la limite entre les trois domaines selon la pression à laquelle on travaille (en basse pression on se rapproche du domaine moléculaire alors qu'en haute pression on s'approche du domaine continu) et la taille des gouttes (lorsque les germes viennent d'être nucléés on se situe à proximité du domaine moléculaire et au fur et à mesure que la goutte grossit on glisse vers le domaine continu) on peut passer d'un domaine à l'autre. Avoir des théories différenciées par plage de valeur du nombre de Knudsen est donc (en plus d'être relativement lourd) peu adapté à notre cas. Dans l'optique de l'intégration dans un code de calcul on cherche donc à avoir une description unique indépendante du domaine considéré. De plus résoudre ces systèmes à deux équations est coûteux. Le but est donc de s'en affranchir et de trouver une expression explicite du taux de grossissement.

4.2.3.1 Formulation de Gyarmathy

Oswatitsch (1942) fut le premier a donner une loi de grossissement des gouttelettes dans leur vapeur sous refroidie à partir d'un bilan énergétique sur la goutte et le gaz environnant : la chaleur latente libérée lors de la condensation est égale à la chaleur fournie à la vapeur environnante.

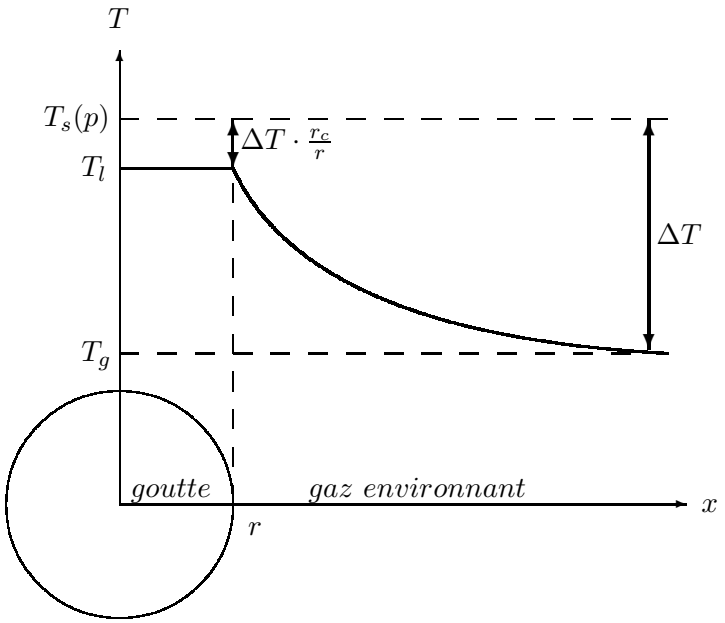


FIGURE 4.3 – Température autour de la goutte dans le modèle d'Oswatitsch

On considère que la vitesse de glissement entre les deux phases est nulle et que les gouttes sont sphériques. On suppose également la capacité calorifique de la goutte négligeable ce qui, étant données les tailles de gouttes considérées, peut être considéré comme une approximation valable. On a alors :

$$L\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = \alpha_r 4\pi r^2 (T_l - T_g) \tag{4.65}$$

où m représente la masse d'eau condensée et α_r est le coefficient de transfert thermique. Avec :

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = \rho_l 4\pi r^2 \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} \tag{4.66}$$

On obtient :

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{\alpha_r}{\rho_l L}(T_l - T_g) \tag{4.67}$$

Le coefficient de transfert de chaleur α_r est dépendant du régime dans lequel on se trouve (continu, intermédiaire ou moléculaire). Suivant la valeur du nombre de Knudsen, son expression varie. Gyarmathy dans Moore & Sieverding [1976] donne une expression fonction du nombre de Knudsen valable quelque soit le régime pour une goutte sphérique vérifiant $Re < 1$ et $M < 0,1$ (en considérant que l'accommodation thermique des molécules impactant la goutte est parfaite) :

$$\alpha_r = \frac{\lambda_g}{r}\frac{1}{1 + \frac{2\sqrt{8\pi}}{1,5Pr}\frac{\gamma}{\gamma+1}Kn} \tag{4.68}$$

Le nombre de Prandtl est défini de la manière suivante :

$$Pr = \frac{\mu_g c_p}{\lambda_g} \tag{4.69}$$

où c_p est la capacité calorifique du gaz à pression constante.
Cette formulation appliquée avec $\gamma = 1,32$ (valeur communément utilisée pour la vapeur) et $Pr = 1,2$ donne :

$$\alpha_{r\ Gyarmathy} = \frac{\lambda_g}{r}\frac{1}{1 + 3,18Kn} \tag{4.70}$$

Cette expression a été obtenue par Gyarmathy [1962] en approximant la courbe définie par les expressions du coefficient de chaleur issues des travaux de Emmons (cf. référence 15 de Gyarmathy [1962]) pour les régimes continu, intermédiaire et moléculaire. La courbe 4.4 représente l'évolution du coefficient de transfert de chaleur issue des travaux de Gyarmathy et Young (qui seront développés dans le paragraphe suivant) adimensionné par la valeur en régime continu ($\alpha_{r\ continu} = \frac{\lambda_g}{r}$) en fonction du nombre de Knudsen. Reste alors pour déterminer le taux de grossissement (cf. Eqn. 4.67) à déterminer la température du liquide. Cela peut se faire en introduisant une équation sur la conservation de la masse. Gyarmathy propose une méthode permettant de s'affranchir de l'introduction d'une nouvelle équation en exprimant la différence de température entre la goutte et le gaz environnant. Pour cette différence, il propose :

$$(T_l - T_g) = \left(1 - \frac{r_C}{r}\right)(T_s(p) - T_g) \tag{4.71}$$

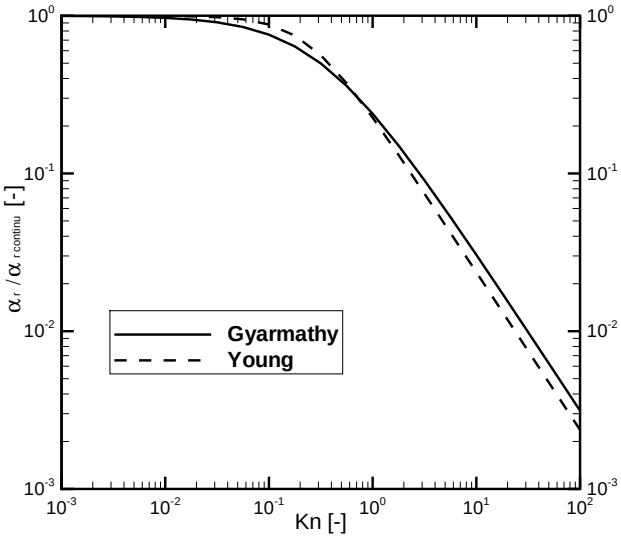


FIGURE 4.4 – Coefficient de transfert thermique adimensionné par sa valeur en régime continu en fonction du nombre de Knudsen

Cette expression peut être obtenue en décomposant la différence de température de la manière suivante (Young [1982]) :

$$(T_l - T_g) = (T_l - T_{sl}) + (T_{sl} - T_s(p)) + (T_s(p) - T_g) \tag{4.72}$$

Où T_{sl} est la température de saturation d'un film liquide soumis à la pression $p_s(T_l; r)$. Dans cette démonstration on considère que les variations de températures sont faibles et que l'on peut faire les approximations suivantes :

- $\sigma(T_l) = \sigma(T_g) = \sigma(T_{sl}) = \sigma(T_s(p)) = \sigma$
- $\rho_l(T_l) = \rho_l(T_g) = \rho_l(T_{sl}) = \rho_l(T_s(p)) = \rho_l$
- $L(T_l) = L(T_g) = L(T_{sl}) = L(T_s(p)) = L$

Le terme $(T_l - T_{sl})$ s'exprime en utilisant l'intégration de la relation de Clausius-Clapeyron :

$$\ln\left(\frac{p_s(T_l; r)}{p_s(T_l)}\right) = \frac{L}{R_{H2O}}\left(\frac{T_{sl} - T_l}{T_{sl}T_l}\right) \tag{4.73}$$

La relation de Kelvin Helmoltz donne :

$$p_s(T_l; r) = p_s(T_l)\exp\left(\frac{2\sigma}{\rho_l R_{H2O} T_l r}\right) \tag{4.74}$$

En combinant ces deux équations on obtient :

$$T_l - T_{sl} = -\frac{2\sigma T_{sl}}{\rho_l L r} \tag{4.75}$$

On procède de la même manière pour trouver l'expression de $(T_s(p) - T_g)$. L'intégration de la relation de Clausius-Clapeyron nous donne :

$$\ln\left(\frac{p}{p_s(T_g)}\right) = \frac{L}{R_{H2O}}\left(\frac{T_s(p) - T_g}{T_s(p) T_g}\right) \tag{4.76}$$

On utilise l'expression du rayon critique (Eqn. 4.22) que l'on substitue dans l'équation précédente pour obtenir :

$$T_s(p) - T_g = \frac{2\sigma T_s(p)}{\rho_l L r_C} \tag{4.77}$$

En combinant les équations 4.75 et 4.77, on obtient :

$$T_l - T_{sl} = -\frac{T_{sl}}{T_s(p)}\frac{r_C}{r}(T_s(p) - T_g) \tag{4.78}$$

On considère que les différences entre les différentes températures considérées sont faibles, donc :

$$T_l - T_{sl} \approx -\frac{r_C}{r}(T_s(p) - T_g) \tag{4.79}$$

L'équation 4.72 devient donc :

$$(T_l - T_g) = (1 - \frac{r_C}{r})(T_s(p) - T_g) + (T_{sl} - T_s(p)) \tag{4.80}$$

Pour retrouver l'expression de Gyarmathy il suffit de supposer que $(T_{sl} - T_s(p)) = 0$, ce qui revient également à dire que $p_s(T_l; r) = p$ c'est à dire que la pression du gaz environnant la goutte est égale à la pression de saturation. Cette approximation permet d'obtenir l'expression suivante de la différence de température entre la goutte et le gaz environnant :

$$(T_l - T_g) = \left(1 - \frac{r_C}{r}\right)(T_s(p) - T_g) \tag{4.81}$$

Ceci permet d'exprimer le taux de grossissement grâce à une expression simple.

4.2.3.2 Formulation de Young

Le modèle présenté par Gyarmathy a l'avantage de donner des résultats relativement précis pour sa simplicité. Cependant, Young [1982] juge cette expression erronée

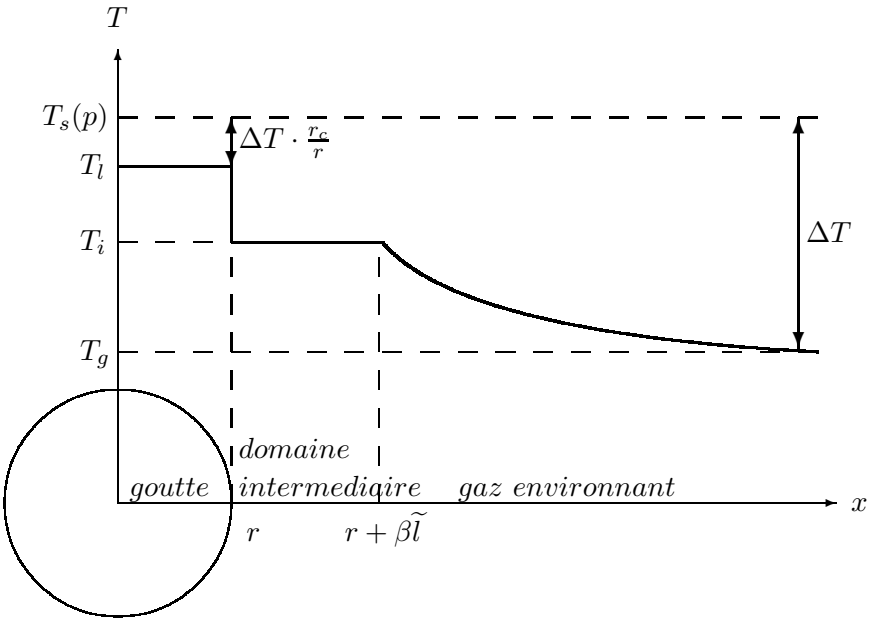


FIGURE 4.5 – Température autour de la goutte avec un domaine intermédiaire

puisqu'il estime que la valeur du nombre de Prandtl (1,2), utilisée par Gyarmathy pour obtenir l'expression du coefficient de transfert de chaleur (Eqn. 4.70), est mal évaluée dans le cas étudié. En basse pression le nombre de Prandtl devrait selon lui être de l'ordre de 0,95. Il propose donc une expression plus fine prenant en compte une zone intermédiaire de largeur $\beta\tilde{l}$ ($\tilde{l}$ étant le libre parcours moyen) entre la goutte et la vapeur environnante dans laquelle la température est constante (Fig. 4.5). La valeur de ce coefficient β introduit est prise égale à 2. Il modifie donc l'expression du coefficient de transfert thermique :

$$\alpha_{r\ Young} = \frac{\lambda_g}{r} \frac{1}{\dfrac{1}{1+2\beta Kn} + \dfrac{\sqrt{8\pi}}{1,5}\dfrac{2\gamma}{\gamma+1}\dfrac{Kn}{Pr}} \tag{4.82}$$

Et il obtient finalement :

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{\lambda_g}{r\rho_l L} \frac{1}{\dfrac{1}{1+2\beta Kn} + \dfrac{\sqrt{8\pi}}{1,5}\dfrac{2\gamma}{\gamma+1}\dfrac{Kn}{Pr}} (T_l - T_g) \tag{4.83}$$

Pour pouvoir déterminer le grossissement, il reste à déterminer la différence de température $(T_l - T_g)$. Pour Young, l'approximation de Gyarmathy reposant sur l'assimilation de la pression à la surface de la goutte à la pression de vapeur saturante n'a pas de justification physique puisque la condensation ne se fait pas obligatoirement à l'équilibre thermodynamique. Il propose donc une formule permettant de s'affranchir de cette approximation.

$$(T_l - T_g) = \frac{1}{1 - \nu\delta}\left(1 - \frac{r_C}{r}\right)(T_s(p) - T_g) \tag{4.84}$$

Avec :

$$\begin{cases} \delta = \dfrac{3,78\dfrac{Kn}{Pr}}{\dfrac{1}{1+2\beta Kn} + 3,78\dfrac{Kn}{Pr}} \\ \nu = \dfrac{R_{H2O}T_s(p)}{L}\left(\alpha - 0,5 - \dfrac{2-q_C}{2q_C}\dfrac{\gamma+1}{2\gamma}\dfrac{c_pT_s(p)}{L}\right) \end{cases} \tag{4.85}$$

Reste ensuite à fixer les deux valeurs des coefficients q_C et α pour déterminer la différence de température entre les deux phases et la loi de grossissement de la goutte considérée. On fixe normalement $q_C = 1$ et $\alpha = 0$. Cependant avec ces valeurs, Young remarque que pour de faibles pressions (de l'ordre de 0,1bar pour le point de Wilson) le choc de condensation observé sur le calcul se produit en aval de la position expérimentale. Une adaptation des valeurs $q_C = 1$ et $\alpha = 9$ permet d'obtenir des résultats théoriques en accord avec l'expérience. De manière générale, le coefficient q_C prendra des valeurs décroissantes avec l'augmentation de la pression correspondant au point de Wilson. Quant au coefficient α, sa valeur est généralement comprise entre 0 et 9 dans la littérature. Par exemple Kermani & Gerber [2003] en minimisant l'erreur entre des résultats expérimentaux et numériques sur la répartition axiale de pression dans des tuyères trouvent une valeur optimale de $\alpha = 5$.

4.3 Expression des tensions de surface

La tension de surface apparaît à l'exposant 3 dans l'exponentielle de l'équation 4.53 (puisque le rayon critique est lui-même fonction de cette grandeur). Ses variations ont donc un impact fort sur la valeur du taux de nucléation. Pour donner un ordre de grandeur de cette dépendance, une diminution de 1% de cette grandeur entraîne une multiplication du taux de nucléation par plus de 2 (White & Young [1993], Simpson & White [2005]).

4.3.1 Effet de la température

Pour une bibliographie concernant les différentes formulations envisageables on pourra se reporter à la thèse de Luijten [1998] ou à celle de Lamanna [2000]. Dans cette étude nous nous concentrerons sur six formulations de la littérature fonction de la température.

Hill (dans Wegener [1969]) :

$$\sigma_{Hill}(T) = (75,6 - 0,192(T - 273,15))10^{-3} \tag{4.86}$$

Luijten [1998] :

$$\sigma_{Luijten}(T) = 0,127245 - 0,189845 \times 10^{-4}T \quad \text{pour} \quad T < 268K \tag{4.87}$$

Schnerr & Dohrmann [1990]

$$\sigma_{SD}(T) = \begin{cases} (76,1 + 0,155(273,15 - T))10^{-3} & \text{pour} \quad T \geq 249.39K \\ ((1,1313 - 3,7091 \times 10^{-3}T)T^4 10^{-4} - 5,6464)10^{-6} & \text{pour} \quad T < 249.39K \end{cases} \tag{4.88}$$

Lamanna [2000] :

$$\sigma_L(T) = \begin{cases} \text{pour } T < 250K : \\ (8,52 \times 10^{-2} - 3,54236 \times 10^{-4}T + 3.50835 \times 10^{-6}T^2 - 8,71691 \times 10^{-9}T^3 \\ \text{pour } T \geq 250K : \\ (76,1 + 0,155(273,15 - T))10^{-3} \end{cases} \tag{4.89}$$

Strey *et al.* [1994] :

$$\sigma_{Strey}(T) = (93,6635 + 0,009133T - 0,000275T^2)10^{-3} \tag{4.90}$$

Young [1982] :

$$\sigma_{Young}(T) = (82,27 + 75,612T_R - 256,889T_R^2 + 95,928T_R^3)10^{-3} \tag{4.91}$$

T_R est la température réduite définie de la manière suivante :

$$T_R = \frac{T}{647,286} \tag{4.92}$$

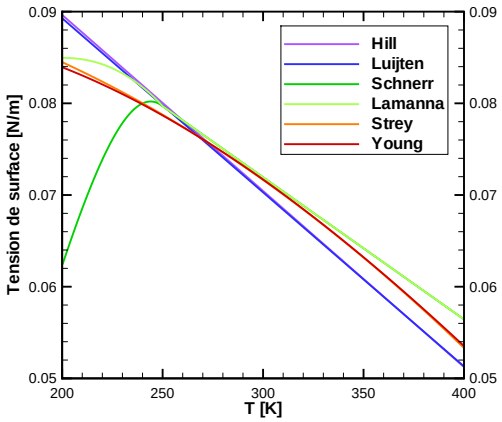


FIGURE 4.6 – Évolution de la tension de surface en fonction de la température pour les différents modèles considérés

4.3.2 Effet du rayon de la goutte

Outre l'effet de la température sur la tension de surface apparaît l'effet de la courbure de la surface. En effet les expressions présentées ci-dessous sont valables pour une courbure nulle (pour un film liquide plat). On peut se poser la question de savoir si ces expressions sont encore valables pour des agrégats de quelques dizaines de molécules ou si l'erreur générée est importante. Il apparaît dans la littérature certaines corrections permettant de prendre en compte l'influence de la taille des gouttes (Benson & Shuttleworth [1951] ou Toldman dans Wegener [1969]). Cependant, ces corrections ne sont généralement pas utilisées et l'on retrouve plutôt l'introduction d'un facteur correctif dont la valeur est évaluée afin de s'approcher au mieux des résultats expérimentaux. La valeur de ce facteur peut aller, de manière générale, de 0,8 (la tension de surface des gouttes est plus faible que celle d'un film plat) à 1,2 (la tension de surface des gouttes est plus importante que celle d'un film plat) (Gerber [2002]). On constate donc que le sens même de l'évolution de la tension de surface en fonction du rayon pour améliorer les valeurs des taux de nucléation n'est pas universel.

Nous avons vu que l'approximation d'indépendance de la tension de surface vis à vis du rayon était nécessaire à l'obtention de l'expression du rayon critique des gouttes nucléées (Eqn. 4.15). Pour la suite nous conserverons donc cette approximation et nous ne corrigerons pas l'expression fonction de la température pour tenir compte du rayon

des gouttes.

4.4 Modèle diphasique homogène

4.4.1 Inventaire des modèles envisageables et choix

Dans le code de calcul Greenwich qui est un code méridien monophasique la thermodynamique IAPWS-IF97 [2007] a été implantée pour permettre de traiter la vapeur d'eau comme un gaz réel. On souhaite modifier ce code pour pouvoir prendre en compte la création et le transport des gouttes créées lors de la détente dans une turbine à vapeur.

De nombreuses formulations permettent de prendre en compte numériquement une phase dispersée. Chacune de ces approches est à choisir notamment en fonction de la quantité d'informations sur la phase dispersée et du temps de restitution souhaités. Les deux grandes méthodologies permettant de traiter la phase dispersée sont les approches lagrangiennes et euleriennes.

Dans notre cas l'approche lagrangienne, utilisée par exemple par Gerber [2002], a un intérêt restreint puisque les gouttes nucléées ont un rayon imposé (le rayon critique) et ces gouttes sont ensuite soumises à un écoulement moyenné dans la direction orthoradiale. La distribution de gouttes ne subira donc pas de dispersion significative. D'autre part le surcoût en temps de calcul de ce type de méthode est important et n'est donc pas compatible avec une formulation méridienne. Cette approche peut par contre avoir un intérêt en trois dimensions puisqu'elle pourrait permettre d'étudier les effets des sillages qui, en induisant des fluctuations de températures, ont un impact sur la nucléation et le grossissement des gouttes. Ils sont ainsi connus pour avoir un effet sur la dispersion de la distribution de gouttes (Crane & Heaton [2005]).

Concernant les méthodes euleriennes, elles peuvent être scindées en deux grandes catégories, les approches homogènes et les approches bi-fluides. Dans notre cas, où la phase dispersée est constituée de très fine gouttelettes, on considérera que les deux phases ont la même vitesse. Les temps de relaxations inertiels des gouttes constituant l'humidité fine dans les turbines sont de l'ordre de 10^{-2} à 10^{2} μs (Yau & Young [1987]). Plus la pression est forte plus ce nombre diminue et, inversement, plus la taille des gouttes est importante plus ce temps de relaxation est fort. Dans une turbine le temps de passage de l'écoulement dans une roue, qui peut être considéré comme une estimation de la période des fluctuations de l'écoulement de la phase continue, est de l'ordre de la milliseconde. Ce temps étant donc dix fois plus grand que l'estimation du plus grand

des temps de relaxation des gouttes, on peut considérer que l'utilisation de la même vitesse pour les deux phases est une approximation valable.

Différentes méthodologies peuvent être utilisées en formulation eulerienne homogène suivant la quantité d'information souhaitée sur la phase dispersée. On peut là aussi les classer en deux grandes catégories : la méthode des classes qui permet de suivre les évolutions de gouttes regroupées par taille et la méthode des moments, et ses dérivées, qui permet de suivre les évolutions des moments d'une distribution de gouttes.

La méthode des classes consiste à répartir les gouttes dans des classes de rayons. Ainsi, on discrétise le spectre, et on s'intéresse à l'évolution de la contribution de chaque classe à l'humidité totale. White [2003] décrit la mise en donnée d'une telle méthode. Pour chaque groupe de gouttes, on choisit le rayon médian de la classe et on résout la conservation de la masse de cette classe de goutte. On retrouve autant d'équations que de classes de gouttes choisies pour représenter la phase dispersée. Cette méthode a l'inconvénient d'être relativement lourde puisque si on utilise plusieurs dizaines de classes pour décrire la distribution de gouttes on aura plusieurs dizaines d'équations supplémentaires à résoudre. D'autre part ce type de méthode nécessite de connaître a priori la distribution de goutte attendue afin de choisir une répartition en classe adaptée. Le surcoût en temps de calcul n'étant pas compatible avec un code méridien nous n'utiliserons donc pas cette méthode.

La méthode des moments MOM (White & Hounslow [2000]) permet de décrire l'évolution des premiers moments de la fonction de distribution en nombre des gouttes. L'avantage de cette méthode est d'obtenir des informations sur la distribution et donc sur la phase dispersée à des coûts raisonnables. Le moment d'ordre 0 représente par exemple le nombre total de gouttes par unité de masse de mélange et le moment d'ordre trois est proportionnel à la fraction massique de liquide dans la vapeur humide. Cette méthode nécessite la résolution d'une équation supplémentaire par moment considéré. Cette méthode a donné naissance à d'autres méthodes comme la méthode QMOM (décrite par McGraw [1997] et utilisée par Mousavi *et al.* [2006], Gerber & Mousavi [2007]) et DQMOM (décrite et utilisée par Marchisio & Fox [2005]). La méthode QMOM permet d'utiliser des relations de fermeture approchées du système bien moins restrictives que celles utilisées par la méthode des moments. Dans notre cas par exemple on peut utiliser une fonction de grossissement quelconque avec cette méthode ce qui n'est pas possible avec la méthode des moments.

Dans notre cas nous avons besoin, afin de déterminer par la suite la fraction d'eau qui se dépose sur les aubes, de connaître une taille caractéristique des gouttes présentes dans l'écoulement ainsi que leur nombre. On utilisera donc une méthode des moments

en se limitant à deux équations de transport portant sur la masse d'eau présente dans la vapeur humide et portant sur le nombre de gouttes. Avec ces deux données on pourra ensuite obtenir une taille caractéristique de goutte. Cette méthode nécessite l'adjonction de deux équations supplémentaires ce qui limite le surcoût en temps de calcul.

Finalement le modèle diphasique permettant de prendre en compte la vapeur humide dans le code Greenwich est un modèle eulerien homogène en vitesse. On résout ainsi les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour la phase gazeuse et une équation de conservation de la masse de liquide et du nombre de gouttes. Ce système est fermé en utilisant la thermodynamique gaz réel IAPWS-IF97 [2007].

4.4.2 Formulation à deux équations de transport pour la phase dispersée

Dans la partie précédente (cf. 4.4.1) on a justifié le choix d'un modèle à deux équations pour décrire la phase dispersée. On considère alors la phase dispersée comme une phase continue de même vitesse que la phase gazeuse. Ces deux équations traduisant la conservation de la masse de liquide et la conservation du nombre de gouttes ont été établies par Young [1995] en utilisant les travaux de Gyarmathy [1982].

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial t}\left(\rho_m y\right) + \nabla.\left(\rho_m y \mathbf{u}\right) &= \rho_m \left(n\dot{m} + m_C J\right) \\ \dfrac{\partial}{\partial t}\left(\rho_m n\right) + \nabla.\left(\rho_m n \mathbf{u}\right) &= \rho_m J \end{cases} \tag{4.93}$$

Les variables indicées m sont relatives au mélange gaz/liquide. Dans ces équations n est le nombre de gouttes par unité de masse de mélange gaz/liquide, J est le taux de nucléation par unité de masse de mélange, m_C est la masse des gouttes de rayon critique nucléées et $\dot{m}$ correspond au débit massique de liquide qui se condense à la surface d'une goutte. ρ_m est la masse volumique du mélange diphasique vapeur/goutte et est définie de la manière suivante :

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{y}{\rho_l} + \frac{1-y}{\rho_g} \tag{4.94}$$

Dans le cas eau/vapeur, on a $\rho_l \gg \rho_g$, l'expression de la masse volumique du mélange peut être approximée par :

$$\rho_m = \frac{\rho_g}{1-y} \tag{4.95}$$

Le système d'équations 4.93 peut être adapté au modèle méridien. Par analogie avec la conservation de la masse du système 3.5, on obtient :

$$\left\{\begin{array}{rcl} \dfrac{\partial}{\partial t}\left(b\rho_m y\right)+\dfrac{\partial}{\partial x}\left(b\rho_m y u_{xg}\right)+\dfrac{\partial}{\partial r}\left(b\rho_m y u_{rg}\right) & = & -\dfrac{b\rho_m y u_{rg}}{r}+b\rho_m\left(n\dot{m}+m_C J\right) \\ \dfrac{\partial}{\partial t}\left(b\rho_m n\right)+\dfrac{\partial}{\partial x}\left(b\rho_m n u_{xg}\right)+\dfrac{\partial}{\partial r}\left(b\rho_m n u_{rg}\right) & = & -\dfrac{b\rho_m n u_{rg}}{r}+b\rho_m J \end{array}\right. \tag{4.96}$$

La prise en compte de la condensation affecte l'ensemble des équations de 3.5. Des termes sources relatifs à la masse de gaz qui se condense apparaissent. La masse de gaz qui se condense est donnée par : $b\rho_m\left(n\dot{m}+m_C J\right)$. Le gaz perd cette masse ainsi que la quantité de mouvement et l'énergie correspondantes. On considère également que la totalité de la chaleur latente dégagée lors de la condensation est fournie au gaz (la chaleur fournie à la goutte peut être négligée d'après Gerber & Kermani [2004]). On obtient finalement le système d'équations suivant qui est une adaptation du système d'équations 3.5 permettant la prise en compte de la nucléation et le transport des gouttes créées lors de la détente :

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} b\rho_g \\ b\rho_g u_{xg} \\ b\rho_g u_{rg} \\ b\rho_g u_{\theta g} \\ b\rho_g E_g \\ b\rho_m y \\ b\rho_m n \end{pmatrix}+\frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix} b\rho_g u_{xg} \\ b\rho_g u_{xg}u_{xg}+p \\ b\rho_g u_{xg}u_{rg} \\ b\rho_g u_{xg}u_{\theta g} \\ b\rho_g u_{xg}H_g \\ b\rho_m u_{xg} y \\ b\rho_m u_{xg} n \end{pmatrix}+\frac{\partial}{\partial r}\begin{pmatrix} b\rho_g u_{rg} \\ b\rho_g u_{rg}u_{xg} \\ b\rho_g u_{rg}u_{rg}+p \\ b\rho_g u_{rg}u_{\theta g} \\ b\rho_g u_{rg}H_g \\ b\rho_m u_{rg} y \\ b\rho_m u_{rg} n \end{pmatrix}= \\ &\frac{b}{r}\begin{pmatrix} -\rho_g u_{rg} \\ -\rho_g u_{rg}u_{xg} \\ \rho_g u_{\theta g}u_{\theta g}-\rho_g u_{rg}u_{rg} \\ -2\rho_g u_{rg}u_{\theta g} \\ -\rho_g u_{rg}H_g \\ -\rho_m y u_{rg} \\ -\rho_m n u_{rg} \end{pmatrix}+\begin{pmatrix} 0 \\ p\dfrac{\partial b}{\partial x}+bf_{bx} \\ p\dfrac{\partial b}{\partial r}+bf_{br} \\ bf_{b\theta} \\ bf_{b\theta}\Omega r \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}+\begin{pmatrix} -b\rho_m\left(n\dot{m}+m_C J\right) \\ -b\rho_m\left(n\dot{m}+m_C J\right)u_{xg} \\ -b\rho_m\left(n\dot{m}+m_C J\right)u_{rg} \\ -b\rho_m\left(n\dot{m}+m_C J\right)u_{\theta g} \\ -b\rho_m\left(n\dot{m}+m_C J\right)\left(H_g-L\right) \\ b\rho_m\left(n\dot{m}+m_C J\right) \\ b\rho_m J \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{4.97}$$

4.4.3 Fermeture du système

Pour fermer le système 4.97 il reste à déterminer J, m_C et $\dot{m}$. Ces grandeurs peuvent être déterminées à partir des théories développées dans les parties portant sur la nucléation (cf. partie 4.1) et le grossissement des gouttes (cf. partie 4.2).

Pour déterminer la masse critique des gouttes nucléées on utilise l'expression du rayon critique. Dans la partie 4.1 nous avons établi trois expressions pour ce rayon suivant que la vapeur était considérée comme un gaz réel (Eqn. 4.15) ou comme un gaz parfait (Eqn. 4.22 et 4.23).

L'expression du taux de nucléation a fait l'objet de la partie 4.1.2. À l'issue de cette partie une expression a émergé comme la plus communément admise et utilisée (Eqn. 4.53, 4.55, 4.57).

Ce taux de nucléation est parfaitement déterminé à partir des conditions thermodynamiques de l'écoulement. Il reste cependant à faire le choix d'une expression pour la tension de surface parmis les expressions 4.86 à 4.91. D'autre part l'expression du facteur Φ fait apparaître le coefficient de transfert thermique. Or nous avons vu différentes expressions pour ce facteur :

- Eqn.4.70 : expression de Gyarmathy
- Eqn.4.58 : expression issue de la conservation de l'énergie de Hill (Eqn. 4.62)
- Eqn.4.82 : expression de Young. Cependant, au moment de la nucléation les gouttes considérées étant très petites on se situe dans le domaine moléculaire. En faisant l'approximation $Kn \gg 1$, cette expression est équivalente à l'équation 4.58.

Finalement deux formulations sont envisageables pour le taux de nucléation suivant le choix qui est fait pour l'expression du coefficient de transfert thermique (expression de Gyarmathy ou de Young/Hill).

L'expression de la masse d'eau condensée autour d'une goutte par unité de temps peut être déterminée à partir des lois de grossissement développées dans la partie 4.2. On peut en effet écrire :

$$\dot{m} = \rho_l 4\pi r^2 \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} \tag{4.98}$$

$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}$ est déterminé d'après l'équation 4.67 en utilisant le modèle de Gyarmathy (partie 4.2.3.1) ou le modèle de Young (partie 4.2.3.2).

Comme rayon caractéristique des gouttes nous utilisons r_{30}. Ce rayon moyen est déterminé à partir de y et n :

$$r_{30} = \left(\frac{3y}{4\pi n \rho_l} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{4.99}$$

4.5 Étude de sensibilité sur la tuyère de Moore

Le cas test le plus utilisé dans la littérature pour la validation des modèles de condensation est un cas issu de Moore *et al.* [1973]. Nous utiliserons ici le cas test B de cet article. La géométrie complète de la tuyère utilisée n'est pas fournie dans l'article de référence la forme du convergent n'étant pas spécifiée. Le choix a été fait de réutiliser la géométrie définie par Kermani & Gerber [2003] (cf. Fig. 4.7).

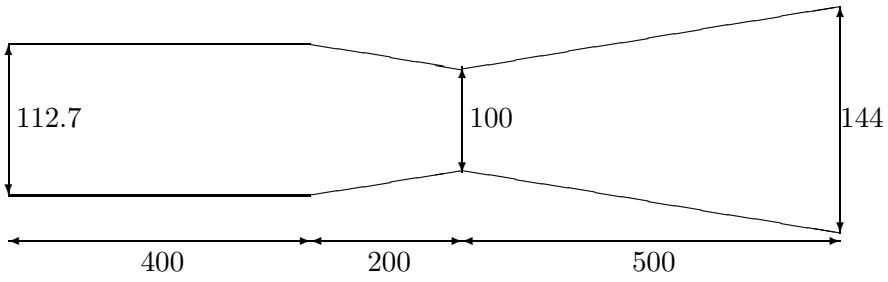


FIGURE 4.7 – Géométrie de la tuyère B de Moore utilisée (en mm)

Cette géométrie est souvent utilisée lors des validations car le taux de détente et les conditions thermodynamiques sont caractéristiques de ceux rencontrés dans les turbines à vapeur. Les conditions en entrée sont une pression totale de 0,25 bars et une surchauffe de 20K, c'est à dire une température totale de 358K.

4.5.1 Conditions de calcul avec Greenwich

Dans la suite de cette étude nous avons utilisé le code méridien Greenwich en configuration 2D, c'est à dire qu'il n'y a pas de terme source cylindrique (le terme S dans le système 3.1). Il n'y a pas d'aubes dans le domaine, le facteur de blocage est donc égal à 1 et les termes S_{b1} et S_{b2} sont nuls. Sauf indication contraire, nous avons utilisé les modèles suivants :

– Le taux de nucléation utilise la correction de Kantrowitz avec le coefficient de transfert thermique de Hill (Eqn. 4.58).

- La loi de grossissement est celle proposée par Young et les valeurs des constantes α et β de ce modèle sont 5 et 2.
- L'expression des tensions de surface est celle proposée par Hill dans Wegener [1969] (cf. Eqn.4.86).
- L'expression du rayon critique est donnée par l'équation 4.22.
- L'expression du nombre de Knudsen et du libre parcours moyen est donné par Gyarmathy [1962] (cf. Eqn. 4.5.6).
- Le maillage est constitué de 2798 mailles axiales et 60 mailles radiales.

4.5.2 Influence du maillage

La nucléation homogène est un phénomène très local et relativement brutal, d'où le terme couramment utilisé de choc de condensation. Pour capter correctement ce phénomène il faudra donc un maillage fin. Le but de cette première étude est d'étudier l'impact du maillage sur les résultats obtenus. Nous avons réalisé sept maillages avec différents raffinements dans les directions axiales et normales à l'axe de la tuyère :

- 33 mailles axiales et 10 mailles radiales
- 68 mailles axiales et 20 mailles radiales
- 138 mailles axiales et 40 mailles radiales
- 208 mailles axiales et 60 mailles radiales
- 418 mailles axiales et 60 mailles radiales
- 1398 mailles axiales et 60 mailles radiales
- 2798 mailles axiales et 60 mailles radiales

Les maillages sont structurés et présentent une taille de maille uniforme dans la direction radiale. Dans la direction axiale la taille des mailles est uniforme dans le convergent et le divergent de la tuyère. Sur la figure 4.8 nous présentons le maillage 68*20.

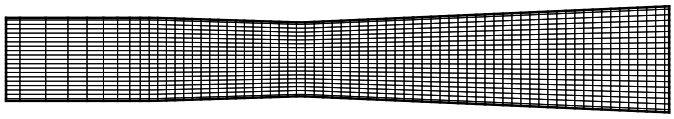


FIGURE 4.8 – Maillage de la tuyère de Moore (68*20)

Il apparaît sur la figure 4.9 que la convergence en maillage est très difficile à obtenir. En effet, le rayon des gouttes en sortie passe de $3,65 \times 10^{-8}$ m pour le maillage à 1398 mailles axiales à $3,37 \times 10^{-8}$ m pour le maillage à 2798 mailles axiales, ce qui constitue une différence de 8% entre nos deux maillages les plus fins. Cependant, entre ces deux

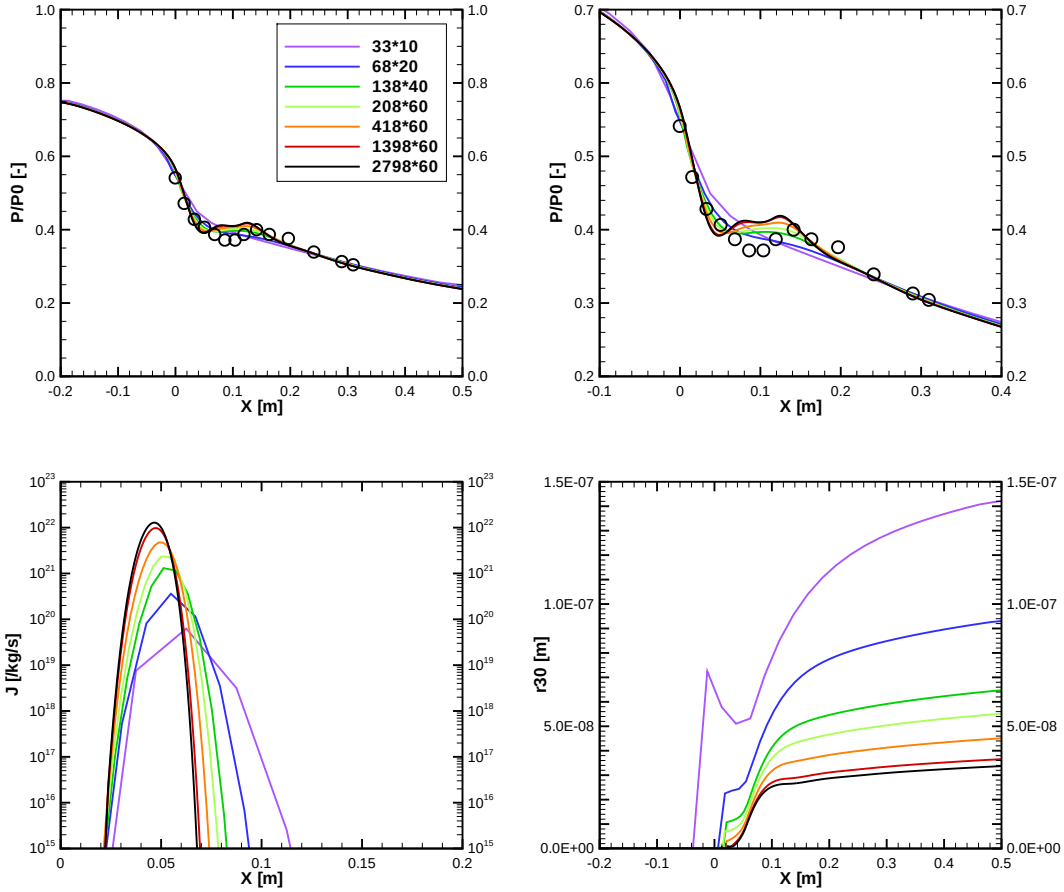


FIGURE 4.9 – Influence du maillage sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (en haut), visualisation sur la géométrie entière (à gauche) et zoom autour du choc de nucléation (à droite) ; Influence du maillage sur l'évolution axiale du taux de nucléation (en bas à gauche) et du rayon des gouttes formées calculé avec l'équation 4.99 (en bas à droite)

maillages (où la taille des mailles a été divisée par 2) nous n'observons presque aucune différence sur l'évolution axiale de pression. D'autre part la zone dans laquelle le taux de nucléation est supérieur à 1% du taux de nucléation maximum observé sur l'axe de la tuyère est couverte par plus de 90 mailles sur le maillage le plus fin dont les mailles ont une longueur de 0,4mm dans la direction axiale.

Bien que la convergence ne soit pas atteinte avec le maillage fin (comportant 2798 mailles axiales), nous considèrerons pour la suite que l'on en est suffisamment proche pour pouvoir l'utiliser lors de l'étude de l'influence de divers choix de modélisations

possibles.

4.5.3 Influence de l'expression du rayon critique

Nous avons vu, dans la partie 4.1.1 que trois expressions pouvaient être envisagées pour l'expression du rayon critique.

- $r_C = \dfrac{2\sigma}{\rho_l \int_p^{p_s} v_{g\ massique} \mathrm{d}p}$

  $\int_p^{p_s} v_{g\ massique} \mathrm{d}p$ est calculé en utilisant la thermodynamique IAPWS-IF97 [2007]. Cette expression du rayon critique est obtenue sans approximation comme étant la taille de goutte permettant de minimiser l'énergie libre correspondant à la création d'une goutte (partie 4.1.1).

- $r_C = \dfrac{2\sigma}{\rho_l R_{H_2O} T_g \ln\left(\dfrac{p}{p_s}\right)}$

  Cette expression est obtenue en utilisant la loi d'état de gaz parfait pour simplifier l'expression précédente.

- $r_C = \dfrac{2\sigma T_s(p)}{\rho_l L(T_s(p) - T_g)}$

  Cette expression est obtenue à partir de la première expression en utilisant la loi d'état des gaz parfait ainsi que la relation de Clausius-Clapeyron. Pour obtenir cette expression l'hypothèse d'indépendance de la chaleur latente à la température a été faite.

Des calculs ont été menés avec chacune de ces expressions. Il apparaît que quelque soit le choix fait pour exprimer le rayon critique, cela n'influence pas significativement l'évolution axiale de pression dans la tuyère. Concernant les rayons obtenus, le résultat obtenu par l'expression utilisant une loi d'état de gaz réel est considéré comme la référence puisqu'il s'agit de l'expression obtenue sans approximation. Le fait d'utiliser une loi d'état de gaz parfait entraîne une diminution de 3% de la taille des gouttes. La combinaison de cette approximation et de l'utilisation de la relation de Clausius-Clapeyron avec une chaleur latente indépendante de la température entraîne une augmentation de 16% de la taille des gouttes. L'approximation consistant à considérer la chaleur latente comme constante n'est donc pas valable. En effet pour la tuyère considérée le sous-refroidissement maximum atteint est de l'ordre de 32K, or pour une telle variation de température autour de 300K la chaleur latente varie d'environ 3%.

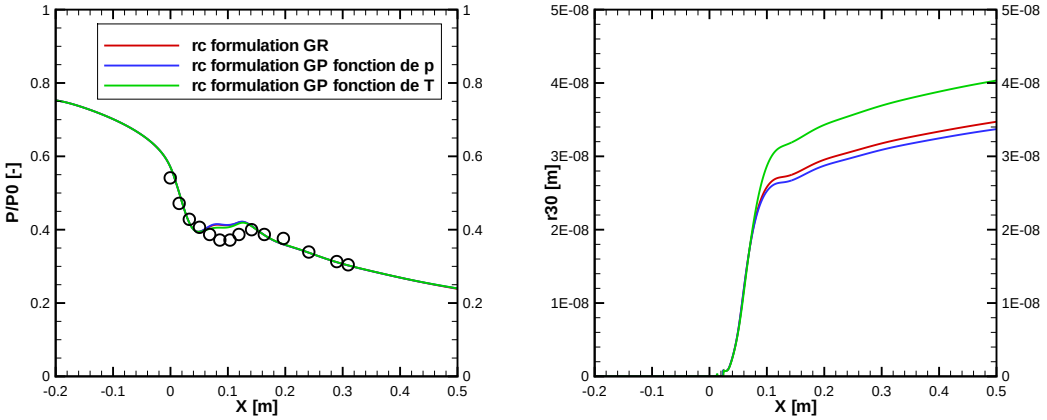


FIGURE 4.10 – Influence du choix de l'expression du rayon critique sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (à droite)

Lors de l'utilisation de l'équation 4.15 l'intégrale a été calculée par une méthode des rectangles. Cependant, avec l'utilisation de la thermodynamique IAPWS-IF97 [2007], le polynôme donnant $v_g = f(p,t)$ dans le domaine métastable comprend treize termes. Nous avons utilisé une méthode des rectangles à 100 points de discrétisation puis à 200 points de discrétisation pour nous assurer de la convergence du calcul de l'intégrale. Cette estimation d'intégrale entraîne une multiplication du temps de calcul par sept par rapport à l'utilisation de l'équation 4.22. Cela rend impossible toute étude industrielle avec cette formulation. Le choix a donc été fait pour la suite d'utiliser l'expression du rayon critique basée sur l'approximation gaz parfait (Eqn. 4.22).

4.5.4 Influence du modèle de grossissement

4.5.4.1 Influence des facteurs α et β dans le modèle de grossissement de Young

Dans cette partie nous nous intéressons en premier lieu à l'influence des deux constantes α et β qui apparaissent dans le modèle de Young (partie 4.2.3.2). Nous avons réalisé trois calculs permettant de quantifier l'influence du facteur β dans ce modèle de grossissement. Cette constante détermine la largeur de la zone intermédiaire entre la goutte et la vapeur environnante (Fig. 4.5). Il s'avère que ce facteur n'a aucune influence visible sur les résultats obtenus (Fig. 4.11) puisque les courbes donnant l'évolution axiale de pression ou du rayon des gouttes correspondant à $\beta = 1$, 2 ou 3

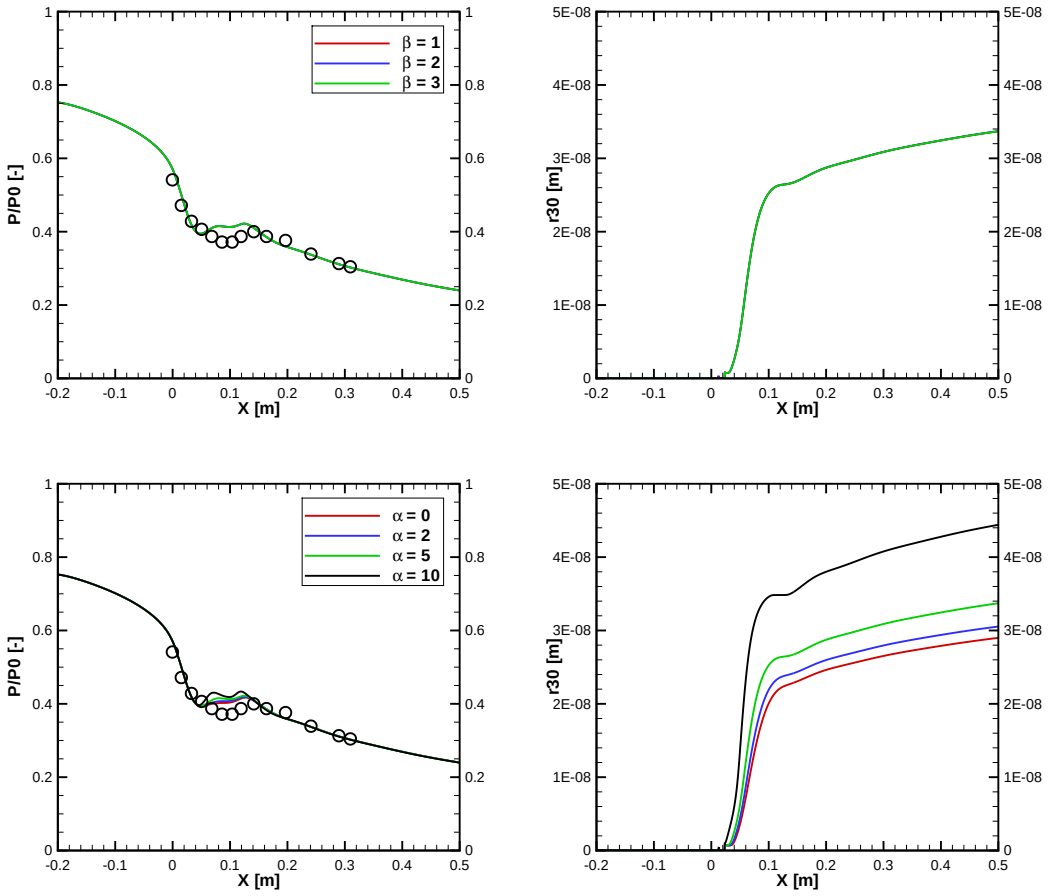


FIGURE 4.11 – Influence du facteur β sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (en haut à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (en haut à droite) et influence du facteur α sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (en bas à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (en bas à droite)

sont superposées (la valeur préconisées par Young [1982] étant de 2).

Nous avons également réalisé quatre calculs permettant de quantifier l'influence du facteur α dans le modèle de grossissement de Young (partie 4.2.3.2). Ce facteur est d'après Young [1982] communément fixé à 0. Cependant cette valeur le conduit à des résultats non satisfaisants. Il modifie donc ce coefficient et obtient une bonne adéquation avec les résultats expérimentaux de Moore *et al.* [1973] sur les tuyères A, B, C et D pour

$\alpha = 9$. Cependant cette valeur n'est pas adoptée universellement, en effet le facteur α sert de constante de calibration du modèle. Ainsi Kermani & Gerber [2003] trouvent, en minimisant l'erreur sur l'évolution axiale de pression entre leurs résultats numériques et les résultats expérimentaux de Moore *et al.* [1973] (sur les tuyères A et C), que la meilleure adéquation est obtenue pour $\alpha = 5$. Sur la figure 4.11 apparaît l'influence de ce coefficient dans notre cas. Faire vrier la valeur de ce coefficient de 0 à 10 entraîne une augmentation du rayon des gouttes de 53%. Plus ce fateur est important plus le choc de nucléation a lieu en amont dans l'écoulement. Or plus le choc de nucléation a lieu tôt plus le sous refroidissement atteint est faible et plus le taux de nucléation (c'est à dire le nombre de gouttes créées) est faible. Pour atteindre la même humidité à l'équilibre si les gouttes sont moins nombreuses dans l'écoulement elles doivent être plus grosses. Ceci explique l'augmentation de 53% de la taille des gouttes en passant de $\alpha = 0$ à $\alpha = 10$. Pour la suite nous choisirons la valeur de 5 spécifiée par Kermani & Gerber [2003].

4.5.4.2 Comparaison des modèles de Young et Gyarmathy et influence de la correction de Kantrowitz

Dans cette partie nous nous intéressons aux différences obtenues entre les différents modèles : les modèle de Young (Young [1982]) ou de Gyarmathy (Gyarmathy [1962]) pour la loi de grossissement, avec ou sans correction de Kantrowitz (Kantrowitz [1951]) pour le taux de nucléation.

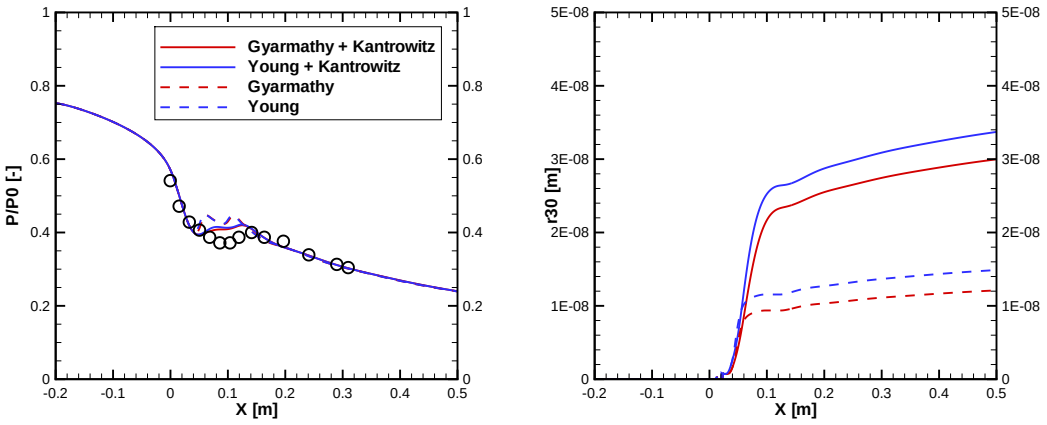


FIGURE 4.12 – Influence du modèle sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (à droite)

L'utilisation de la correction de Kantrowitz atténue le choc de condensation (cf. Fig. 4.12), le taux de nucléation est plus faible, moins de gouttes sont créées. Les gouttes obtenues en sortie de tuyère avec la correction de Kantrowitz sont donc bien plus grosses que celles obtenues sans cette correction quelque soit le modèle de grossissement choisi (Young ou Gyarmathy). Il y a environ un facteur trois entre les deux tailles de gouttes. Le but du facteur de Kantrowitz est de prendre en compte les effets non isothermes lors de la condensation. On cherche à prendre en compte le réchauffement de la vapeur environnante, donc la diminution du sous-refroidissement. Il est logique que la prise en compte de cette correction diminue le taux de nucléation et mène donc à des gouttes plus grosses.

Nous avons ici utilisé pour le modèle de grossissement de Young les valeurs 5 et 2 pour α et β. Dans les deux cas, avec ou sans correction de Kantrowitz, les gouttes obtenues avec le modèle de Young sont plus grosses (de 13%) que celles obtenues avec le modèle de Gyarmathy. Les gouttes obtenues avec le modèle de ce dernier avec correction de Kantrowitz ont une taille qui correspond à celle obtenue avec le modèle de Young utilisant une valeur de 2 pour le coefficient α (cf. Fig.4.11). Étant donnée l'incertitude qui pèse sur ce coefficient on peut considérer que les deux modèles donnent des résultats similaires. L'avantage du modèle de Young est la présence de la constante α permettant de recaler les résultats obtenus par rapport aux résultats expérimentaux. Le modèle de Gyarmathy n'offre pas ce degré de liberté.

4.5.5 Influence de la tension de surface

Il a été évoqué dans la partie 4.3 la forte dépendance du taux de nucléation à la valeur de la tension de surface. On peut donc se poser la question, pour nos gouttes, du choix de la formulation de la tension de surface la plus précise et la plus adéquate dans notre domaine d'application. Jusqu'ici les calculs que nous avons présenté utilisaient la formulation de Hill. Nous comparons dans ce paragraphe les résultats obtenus avec les six formulations présentées dans la partie 4.3 (Eqn. 4.86 à 4.91).

Les résultats obtenus permettent de regrouper les formulations de tension de surface en trois binômes :

- les formulations de Hill (Eqn. 4.86) et de Luijten (Eqn. 4.87) donnent les gouttes les plus petites. Avec ces formulations le choc de condensation a lieu plus en amont dans la tuyère.
- les formulations de Strey (Eqn. 4.90) et de Young (Eqn. 4.91) donnent des gouttes de taille similaires et de taille intermédiaire par rapport aux autre formulations.

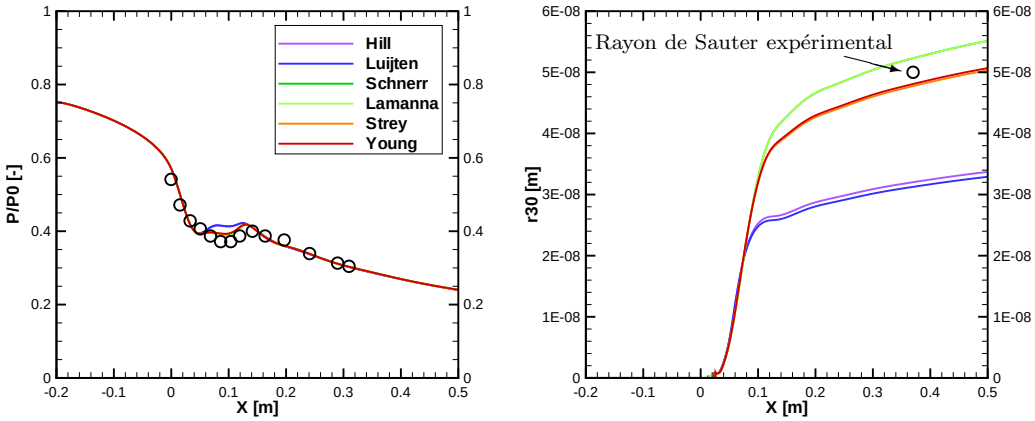


FIGURE 4.13 – Influence de l'expression de la tension de surface sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées (à droite)

– les formulations de Schnerr-Dohrmann (Eqn. 4.88) et de Lamanna (Eqn. 4.89) donnent exactement les mêmes résultats puisque pour une température supérieure à 250K les deux formulations sont identiques. Or, dans le cas de la tuyère de Moore B, les températures rencontrées sont supérieures à cette limite. Ce sont les formulations qui conduisent aux plus grosses gouttes obtenues. Le choc de nucléation quant à lui est situé à la même abscisse qu'avec les formulations de Strey et Young, on n'observe pas de différence significative sur l'évolution axiale de pression.

Les résultats expérimentaux fournissent sur cette configuration de tuyère le diamètre moyen de Sauter (r_{32}) mesuré à 5×10^{-8} m. On considérera qu'en sortie de tuyère la distribution des gouttes présente un spectre très étroit. Cette approximation peut être considérée comme valable à la vue de l'homogénéité de l'écoulement dans une tuyère. Il n'y a pas, comme dans une turbine, d'inhomogénéités de température (rencontrées par exemple dans les sillages) ou de pression (comme sur les intrados ou les extrados des aubes) qui peuvent conduire à des différences lors de la nucléation des gouttes ou lors de leur grossissement et donc à un élargissement de leur spectre de taille. Dans notre cas on assimilera donc les rayons caractéristiques r_{32} et r_{30}. Ce sont donc les formulations de tension de surface de Young et Strey qui fournissent le meilleur accord

avec les résultats expérimentaux.

4.5.6 Influence de la valeur du nombre de Knudsen

Une des incertitudes de ce modèle réside dans l'expression du nombre de Knudsen. En effet ce nombre apparaît explicitement dans l'expression du coefficient de transfert thermique et donc du taux de grossissement des gouttes. Or ce nombre adimensionné fait intervenir le libre parcours moyen, qui n'a qu'une valeur qualitative (Lifshitz & Pitaevskii [1981], p.10) et non quantitative. On trouve d'ailleurs dans la littérature différentes expressions pour le libre parcours moyen et pour le nombre de Knudsen.

– Expression de Guha [1997] :

$$\tilde{l} = \frac{\mu_g \sqrt{2\pi R_{H2OT_g}}}{2p} \text{ et } Kn = \frac{\tilde{l}}{2r} \tag{4.100}$$

– Expression de Gyarmathy [1962] :

$$\tilde{l} = \frac{1,5\mu_g \sqrt{R_{H2OT_g}}}{p} \text{ et } Kn = \frac{\tilde{l}}{2r} \tag{4.101}$$

Entre ces deux expressions il y a une différence de 20% sur l'expression du libre parcours moyen et donc sur la valeur du nombre de Knudsen. Nous utilisons l'expression de Gyarmathy comme expression de référence et nous augmenterons ou diminuerons la valeur obtenue du nombre de Knudsen de 20% pour évaluer l'influence de ce nombre adimensionné sur les résultats obtenus (Fig. 4.14). Une augmentation du nombre de Knudsen entraîne un retard supplémentaire à la condensation. Le choc de condensation est donc plus fort, il y a plus de gouttes créées et ces gouttes ont donc une taille plus petite en sortie de tuyère. On obtient l'effet inverse avec une diminution du nombre de Knudsen. Par rapport au cas de référence l'erreur sur la taille des gouttes en sortie induite par une augmentation, respectivement une diminution, de 20% du nombre de Knudsen est de 3,9%, respectivement 6,5%.

4.6 Conclusions

Un modèle à deux équations a été implanté dans le code méridien afin de décrire la phase liquide. Ces deux équations, traduisant la conservation de la masse de liquide et la conservation du nombre de gouttes, ont été exprimées en coordonnées cylindriques et en formulation méridienne. Les équations de conservation portant sur la phase gazeuse

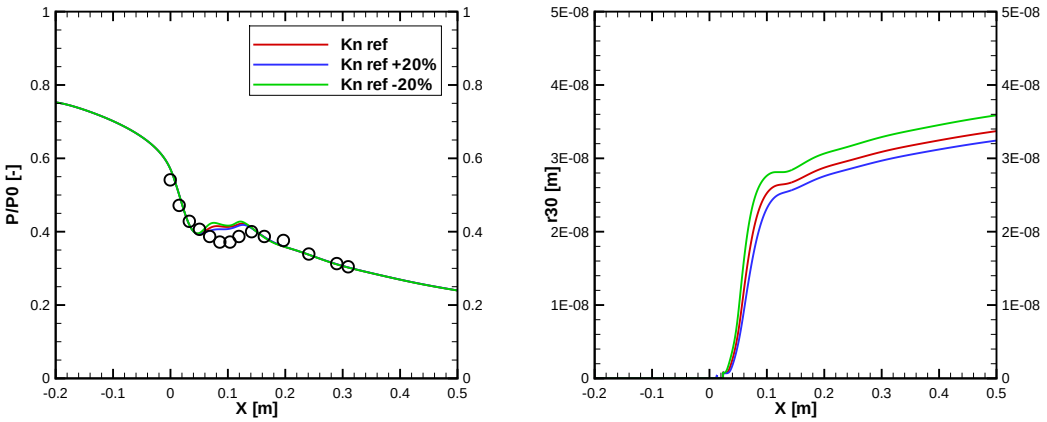


FIGURE 4.14 – Influence de la valeur du nombre de Knudsen sur l'évolution de la pression adimensionnée par la pression totale d'entrée le long de l'axe central de la tuyère (à gauche) et sur l'évolution du rayon des gouttes formées

ont été affectées de termes sources permettant la prise en compte du phénomène de condensation. Une formulation pour le taux de nucléation issue de la théorie classique de la nucléation ainsi que le modèle de grossissement des gouttes de Young ont été adoptés. Nous avons également explicité les formulations choisies pour le rayon critique des gouttes nucléées, l'expression de la tension de surface en fonction de la température et le nombre de Knudsen. Le système à sept équations alors obtenu est fermé par l'utilisation de la thermodynamique gaz réel IAPWS-IF97 [2007].

Des études sur l'influence que pourrait avoir différents paramètres sur ce modèle ont été réalisées. Nous en avons tiré les conclusions suivantes :

- Le maillage a une influence prépondérante sur les résultats. La convergence en maillage est difficile à obtenir puisque la bonne description du phénomène de nucléation nécessite un maillage très fin .
- L'utilisation d'une loi d'état de gaz parfait pour l'obtention de l'expression du rayon critique (Eqn. 4.22) n'est pas source d'une erreur significative. Cependant l'utilisation de la relation de Clausius-Clapeyron en faisant l'approximation d'une chaleur latente indépendante de la température en vue de l'obtention d'une expression en fonction du sous-refroidissement (Eqn 4.23) conduit à une erreur de l'ordre de 15% sur la taille des gouttes obtenues en sortie de tuyère.
- Dans le modèle de grossissement de Young la valeur de la constante β ne semble pas avoir d'influence significative sur l'évolution axiale de pression ou la taille des

gouttes obtenues. La constante α quant à elle permet de recaler le modèle sur les résultats obtenus expérimentalement en déplaçant vers l'amont ou l'aval le choc de nucléation.

- Les modèles de grossissement de Young et Gyarmathy donnent des résultats similaires en choisissant $\alpha = 2$ dans le modèle de Young.
- Les expressions de Strey et Young pour la tension de surface donnent les résultats les plus proches des résultats expérimentaux en utilisant le modèle de grossissement de Young avec $\alpha = 5$.
- Le choix de l'expression du nombre de Knudsen a un impact non négligeable sur les résultats obtenus. Cependant cette problématique est rarement évoquée dans la littérature.

Chapitre 5

Modélisation de la déposition

Dans la partie 2.2.2.6 nous avons identifié dans le cas des turbines à vapeur les phénomènes physiques contribuant à la déposition de l'humidité fine. Nous avons identifié que la turbophorèse et la diffusion devaient être prises en compte ainsi que l'effet de l'inertie des gouttes qui suivent les lignes de courant gazeuses avec un certain retard.

5.1 Modèles utilisés

5.1.1 Contribution de la turbophorèse et de la diffusion

On rappelle que l'on se situe ici dans le cas d'un code méridien et que l'on s'intéresse à la déposition sur les aubes. Dans ce contexte il est important de signaler que nous ne disposons, dans nos calculs, que de grandeurs moyennées dans la direction méridienne. Nous avons donc à exprimer un taux de déposition uniquement fonction de ces grandeurs moyennes, en particulier nous ne disposons pas des gradients de concentration dans la direction normale aux aubes.

Zaichik *et al.* [1995] établissent numériquement un taux de déposition largement réutilisé et amélioré par la suite (Alipchenkov *et al.* [2009], Zaichik *et al.* [2010]). Le flux de particules déposées sur la paroi est donnée par :

$$J_{zaichik} = j_{+\ zaichik} u_* c \tag{5.1}$$

avec

$$j_{+\ zaichik} = \frac{0,115 Sc_B^{-3/4} + 2,5 \times 10^{-4} \tau_+^{2,5}}{1 + 10^{-3} \tau_+^{2.5}} \tag{5.2}$$

et

– u_* est la vitesse de frottement
– c est la concentration en gouttes
– Sc_B est le nombre de Schmidt basé sur le coefficient de diffusion brownien
– τ_+ est le temps de relaxation inertiel des gouttes adimensionné (cf. Eqn.2.2)

Cette expression permet de prendre en compte la contribution de la diffusion et de la turbophorèse.

Cette formulation est valable pour des gouttes d'inertie modérée ($\tau_+ < 100$) et la concentration utilisée est normalement celle à une distance y_+ comprise entre 20 et 100. Selon Zaichik *et al.* [1995] la concentration varie peu dans cette zone. Pour les petites particules ($\tau_+ < 1$) la variation de concentration a lieu dans la couche de diffusion dont la dimension est bien plus faible que la sous couche visqueuse de la couche limite (Zaichik *et al.* [1995]) cette approximation est donc valable. Pour les particules plus grosses cette approximation peut devenir plus discutable. Ainsi Slater *et al.* [2003] présentent des profils de concentration dans la direction normale à la paroi pour un écoulement turbulent en canal plan. Pour des particules ayant un temps de relaxation inertiel adimensionné de 50 la concentration dans la zone $20 < y_+ < 100$ varie entre 0,6 et 1,2 fois la concentration moyenne en particules de l'écoulement. Dans notre cas on utilisera la concentration au coeur de l'écoulement puisque c'est la seule à laquelle nous avons accès.

5.1.2 Contribution des effets inertiels

Les aubes imposent à la vapeur des lignes de courant à fortes courbures. Les plus grosses gouttes vont suivre ces lignes de courant avec un certain retard lié à leur inertie et peuvent donc se déposer sur les aubes. Pour connaître précisément la contribution de ce phénomène à la déposition il faudrait calculer les trajectoires des gouttes et avoir accès aux positions des parois. Or, dans un code méridien, les aubes n'ont pas de présence physique. En effet le principe même de cette modélisation (cf. partie 3.1) est de moyenner les équations de conservation (de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) dans la direction orthoradiale et de les modifier pour prendre en compte l'influence des aubes sur l'écoulement fluide. Le traitement lagrangien de la phase liquide dispersée dans le code méridien n'est donc pas envisageable pour estimer le taux de déposition inertiel. Gyarmathy [1962] a proposé dans sa thèse une méthode simplifiée pour prendre en compte cette déposition. Il décompose l'aube en un bord d'attaque, un intrados et un extrados. La déposition sur l'extrados par effet inertiel est négligée puisque cet effet a tendance à écarter les gouttes de la paroi. La contribution inertielle

à la déposition est donc décomposée en deux contributions : une sur le bord d'attaque et une sur l'intrados.

5.1.2.1 Déposition sur la bord d'attaque

Gyarmathy [1962] propose de modéliser le bord d'attaque par un cylindre. On s'intéresse donc ici à la déposition sur un cylindre soumis à un écoulement incident uniforme. Le facteur de collecte η_C d'un cylindre défini comme le rapport entre les distances R_1 et R (cf. Fig. 5.1) ne dépend que du nombre de Stokes (St) pour des gouttes à nombre de Reynolds particulaire (Re_p) inférieur à 1 (Young & Yau [1988]). Ces deux nombres sont définis ci-dessous.

$$\eta_C = \frac{R_1}{R} \quad ; \quad Re_p = \frac{d\rho_g \|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l\|}{\mu_g} \quad ; \quad St = \frac{\tau \|\mathbf{u}_g\|}{2R} \tag{5.3}$$

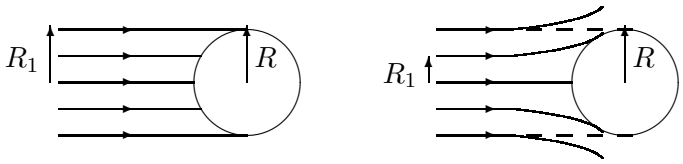


FIGURE 5.1 – Trajectoires des gouttes dans les cas $\eta_C = 1$ (à gauche) et $\eta_C < 1$ (à droite)

Connaissant ce facteur η_C il est possible de déterminer la fraction des gouttes qui se déposent sur les aubes de la manière suivante :

$$F_{LE} = \eta_c \frac{2R_{LE}}{P} \tag{5.4}$$

où :

- R_{LE} est le rayon du bord d'attaque de l'aube considérée.
- P est le pas entre deux aubes.

5.1.2.2 Déposition sur l'intrados

L'intrados est lui modélisé par une parabole. Les hypothèses suivantes concernant l'écoulement sont réalisées :

- Les lignes de courant du gaz sont supposées paraboliques.

– La vitesse axiale de la phase gazeuse est constante et la vitesse de glissement axiale entre les deux phases est négligeable.
– La répartition orthoradiale des gouttes est uniforme en entrée de roue.

Sous ces hypothèses il est possible d'exprimer la fraction des gouttes qui se déposent sur l'intrados :

$$F_{intrados} = \frac{2s}{P} St(1-\alpha)\left(1 - St\left(1 - e^{\frac{-1}{St}}\right)\right) \tag{5.5}$$

Dans cette formulation le nombre de Stokes est défini par $\frac{\tau u_{mg}}{c}$ (où $u_{mg} = \sqrt{u_{xg}^2 + u_{rg}^2}$). Le paramètre α permet la prise en compte de l'accélération de Coriolis, il s'exprime de la manière suivante :

$$\alpha = \frac{\Omega c^2 \sin(\Phi)}{s u_{mg}} \tag{5.6}$$

avec $\Phi = \arctan(\frac{u_{rg}}{u_{xg}})$, et Ω la vitesse de rotation de la turbine. Les grandeurs géométriques c et s sont définies sur la figure 5.2. Pour plus d'informations sur cette mise en équation le lecteur pourra se reporter à Young & Yau [1988].

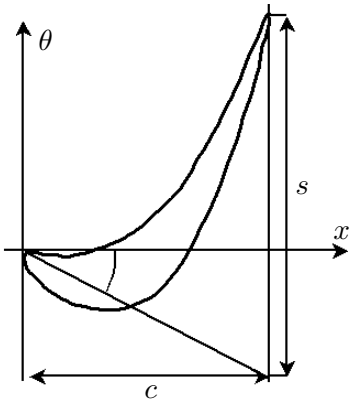


FIGURE 5.2 – Données géométriques d'une aube utilisée pour l'expression du taux de déposition inertiel sur l'intrados

Cependant, Yau [1986] est assez catégorique quant à la possibilité d'estimer la déposition inertielle grâce à des corrélations ou à des méthodes simplifiées comme celle proposée par Gyarmathy. En effet, selon lui, ce type de méthode permet effectivement d'avoir accès à un ordre de grandeur du taux de déposition mais ne donne en aucun cas des valeurs précises. Pour cela, étant donné que les taux de déposition dépendent de la géométrie précise des aubes, il faut réaliser des calculs 3D pour avoir accès à l'écoulement gazeux et suivre la trajectoire des gouttes.

5.2 Estimation de la déposition inertielle

5.2.1 Méthodologie

Afin d'estimer les contributions inertielles à la déposition nous allons utiliser le logiciel CFX dans sa version 12.1 avec son module lagrangien. Nous récapitulons dans cette partie les modèles utilisés :

- Pour la phase gazeuse (lorsqu'il s'agit de vapeur d'eau), on utilise un modèle de vapeur humide à l'équilibre. Un modèle gaz réel a dans un premier temps été utilisé mais les conditions thermodynamiques amenaient, à certains endroits du domaine, la vapeur à "traverser" la courbe de saturation. Nous avons donc été contraint à utiliser un modèle de vapeur à l'équilibre c'est à dire que l'on considère la vapeur comme un mélange homogène des deux phases liquide et gazeuse qui sont à l'équilibe thermodynamique.
- Le modèle de turbulence utilisé est un modèle $k-\omega$ SST et les maillages utilisés vérifient $y_+ \sim 1$ en paroi.
- Pour chaque calcul on fait d'abord converger le calcul en considérant uniquement la phase continue puis on calcule les trajectoires de la phase dispersée.
- La turbulence de la phase continue n'a pas d'effet sur la phase dispersée.
- Les gouttes sont considérées comme sphériques et on ne prend en compte ni la coalescence ni l'atomisation.
- La force de traînée s'exerçant sur les gouttes est calculée en utilisant l'expression du coefficient de traînée de Schiller & Naumann [1933] qui est une correction de l'expression de Stokes ($C_D = \frac{24}{Re}$) seulement valable pour les sphères à $Re \ll 1$.

$$\begin{cases} C_{D\ Schiller-Naumann} = \dfrac{24}{Re}\left(1 + 0,15Re^{0,687}\right) & \text{pour} \quad Re < 1000 \\ C_{D\ Schiller-Naumann} = 0,438 & \text{pour} \quad Re \geqslant 1000 \end{cases} \tag{5.7}$$

avec $Re = \dfrac{d\rho_g \|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l\|}{\mu_g}$

Ce coefficient de trainée est altéré pour prendre en compte les effets de gaz raréfié de la manière suivante :

$$C_D = \frac{C_{D\ Schiller-Naumann}}{1 + 2,7Kn} \tag{5.8}$$

- La phase dispersée est traitée en "one way-coupling", c'est à dire qu'on ne prend

pas en compte l'influence des gouttes sur la phase continue.
- Il n'y a pas d'échange ni de masse ni d'énergie entre les deux phases (une goutte ne peut ni grossir par condensation ni rétrécir par évaporation).
- Les trajectoires sont calculées grâce à un pas de temps qui a été amené à convergence (en augmentant le nombre de pas d'intégration par cellule de maillage les trajectoires ne sont pas modifiées).
- Le coefficient d'adhérence est fixé à 1, c'est à dire que lorsqu'une goutte entre en contact avec la paroi elle y adhère.

5.2.2 Modélisation de l'expérience de Pui

Le but de ce cas test est de valider la méthodologie décrite dans la partie précédente en vue de l'estimation d'un taux de déposition dû aux effets inertiels en comparant les résultats obtenus aux résultats expérimentaux de Pui *et al.* [1987]. Ce cas test est régulièrment repris dans la littérature comme cas de validation (on peut par exemple citer les travaux de Nerisson [2009] ou de Zaichik *et al.* [2010] qui l'utilisent). La figure 5.3 présente le dispositif expérimental utilisé pour mesurer des taux de déposition dans un coude.

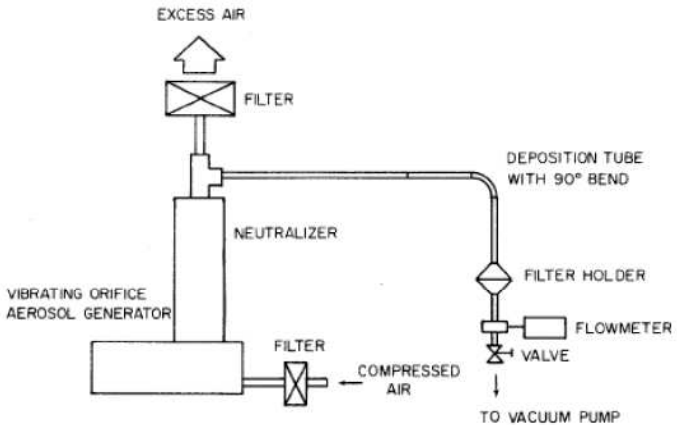


FIGURE 5.3 – Dispositif expérimental de Pui *et al.* [1987]

Dans cette expérience l'écoulement d'air présente un nombre de Reynolds de 6000, le diamètre hydraulique de la conduite est de 5,03mm et le rayon de courbure du coude est de 1,43cm. La déviation est de 90 ° et la taille des aérosols varie de 1,08 à 6,91μm. Le nombre de Stokes correspondant varie de 0,03 à 1 et le nombre de Reynolds de 1,3 à 8,3.

Le domaine de calcul numérique, représenté sur la figure 5.4 correspond au coude et

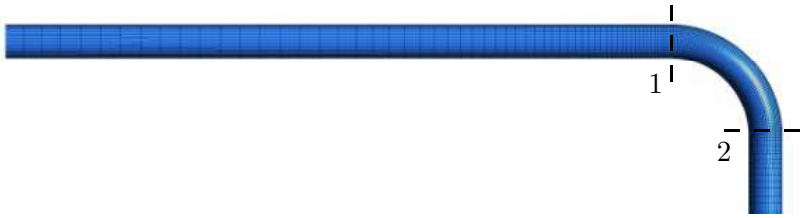


FIGURE 5.4 – Maillage du domaine de calcul de l'expérience de Pui *et al.* [1987]

à la portion de conduite droite en amont. On utilise un maillage non structuré d'environ 100 000 éléments. La phase continue est de l'air dont le comportement thermodynamique est décrit par une loi de gaz parfait, il s'agit du seul écart à la méthodologie présentée dans la partie précédente. Les conditions aux limites (vitesse et température en entrée et pression en sortie) sont déterminées de manière à respecter le nombre de Reynolds, le nombre de Reynolds particulaire ainsi que le nombre de Stokes des aérosols. On injecte environ 650 gouttes équi-réparties sur la face d'entrée dont on suit les trajectoires. La fraction déposée est calculée comme le rapport entre le nombre de gouttes qui se déposent entre les sections 1 et 2 (cf. Fig. 5.4) et le nombre de gouttes traversant la section 1.

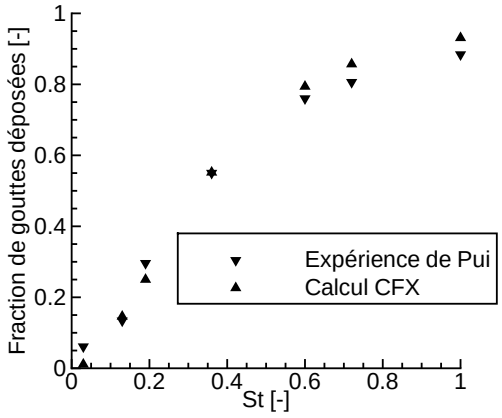


FIGURE 5.5 – Comparaison de la fraction de gouttes déposée dans le coude obtenue expérimentalement par Pui *et al.* [1987] et par la méthodologie de calcul présentée

La figure 5.5 représente la fraction de gouttes qui se dépose dans la partie coudée de la conduite. On peut constater que l'adéquation entre les résultats de calcul et l'expérience est bonne puisque les erreurs relatives sont inférieures à 15% quelque soit la taille des gouttes à part pour les gouttes de 1μm (St $= 0{,}03$) pour lesquelles la déposition

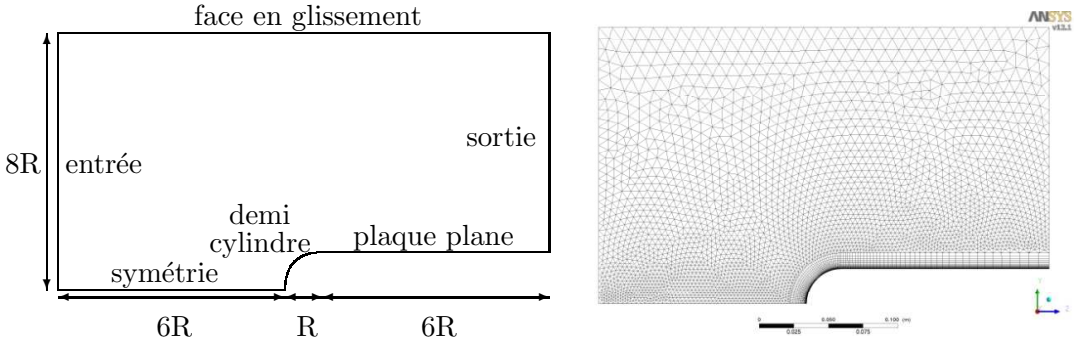


FIGURE 5.6 – Domaine de calcul utilisé pour estimer la déposition sur un cylindre (à gauche) et maillage de ce domaine (à droite)

est sous-estimée de 80%. Au vu de ces résultats on peut considérer que la méthodologie utilisée permet d'estimer correctement les taux de déposition dus aux effets inertiels. On va donc employer cette même méthodologie pour estimer les contributions inertielles aux taux de déposition sur les aubes. Comme nous l'avons vu dans la partie 5.1.2 deux contributions sont à estimer : la déposition sur le bord d'attaque et la déposition sur l'intrados de l'aube.

5.2.3 Déposition sur le bord d'attaque

On cherche ici à obtenir le facteur de collecte d'un cylindre en fonction du nombre de Stokes à partir de calculs réalisés avec le logiciel CFX 12.1. On défini ici un cas test représentatif des conditions rencontrées en turbine à vapeur. On considère un cylindre de 2,5 cm de rayon, ce qui correspond à la dimension du bord d'attaque à mi-hauteur de veine du stator du dernier étage du corps BP1300. La figure 5.6 présente le domaine de calcul utilisé et le maillage du domaine réalisé. Nous avons utilisé la symétrie du problème afin de se limiter à la modélisation autour d'un demi cylindre en vue de la réduction du domaine de calcul et donc du temps de calcul. Le maillage réalisé comporte environ 190 000 éléments et 80 000 nœuds.

La méthodologie de calcul utilisée est celle décrite dans la partie 5.2.1. En entrée la vitesse est de 220m/s et la température totale de 330K, en sortie la pression est de 0,1 bar. Les gouttes sont injectées sur la surface d'entrée. On y impose leur taille et leur vitesse qui est égale à celle du gaz. Pour faire évoluer le nombre de Stokes des gouttes on fait évoluer leur taille. On réalise des calculs de déposition avec des gouttes de diamètre variant de 0,5 à 50μm.

La figure 5.7 présente ainsi le champ de pression aux abords du demi-cylindre

considéré ainsi que les trajectoires de gouttes de 3μm. On constate ainsi qu'une partie des gouttes se dépose sur le cylindre (celles dont la trajectoire intercepte la paroi) et qu'une partie suit l'écoulement et contourne l'obstacle.

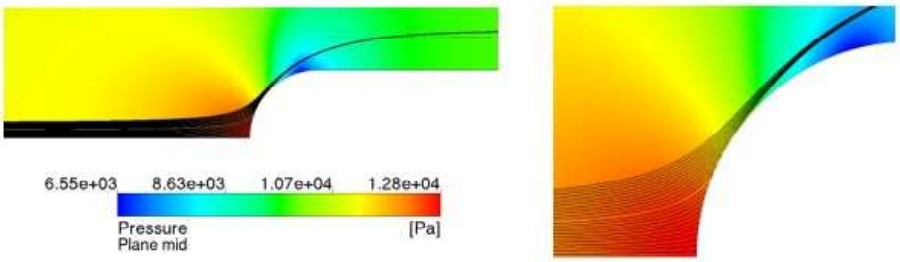


FIGURE 5.7 – Champ de pression et trajectoires de gouttes de 3μm de diamètre autour d'un cylindre. Vue des abords du cylindre (gauche) et zoom aux abords du point d'arrêt (droite).

La figure 5.8 représente l'évolution du facteur de collecte d'un cylindre obtenu par les calculs réalisés ainsi que des résultats de la littérature (Gyarmathy [1962] et Young & Yau [1988]). Il apparaît sur cette courbe que les facteurs de collecte calculés sont inférieurs à ceux de la littérature. Cependant on remarquera que la limite à partir de laquelle le taux de déposition commence à croître significativement est semblable pour nos calculs et pour les résultats de Young et correspond à un nombre de Stokes de l'ordre de 0,1.

Il est difficile d'interpréter ces différences puisqu'on ne connaît pas la manière exacte dont ont été obtenus les résultats de Young et Gyarmathy. Un élément de réponse est donné par Crane [1973] , d'après qui, les résultats de Gyarmathy surestiment les taux de déposition à cause du pas de temps trop important utilisé lors du calcul des trajectoires. Les résultats de Young et Yau, plus récents, sont donc certainement plus précis. Dans notre cas, comme spécifié dans la partie 5.2.1 une étude sur l'influence du pas de temps utilisé pour le calcul des trajectoires des particules a été réalisée et les résultats présentés sont ceux obtenus à convergence de ce facteur.

5.2.4 Déposition sur l'intrados

Nous nous concentrons ici sur une géométrie particulière qui est celle du stator d'un étage final d'un corps basse pression de turbine 1300MW. Le domaine de calcul est une grille d'aube réalisée à partir du profil de cette aube à mi-hauteur de veine. Il représente deux canaux inter-aube et a une épaisseur de 2cm. Le maillage représenté sur la figure 5.9 comporte environ 100 000 éléments et vérifie $y_+ \sim 1$ en paroi. La

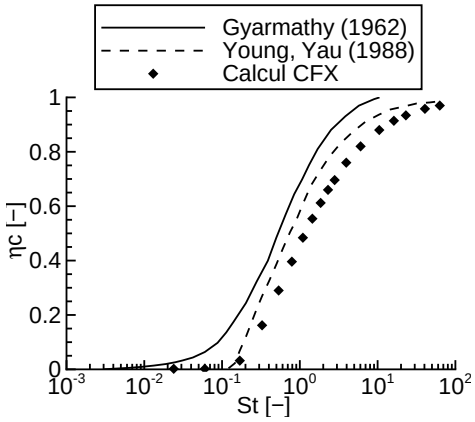


FIGURE 5.8 – Facteur de collecte d'un cylindre

méthodologie utilisée est celle présentée dans la partie 5.2.1. Les conditions aux limites sont les suivantes :

- vitesse en entrée de 100m/s,
- température totale en entrée de 330K,
- pression statique en sortie de 0,1bar.

Les gouttes injectées en entrée ont une taille fixée, sont injectées à la même vitesse que le gaz et sont équiréparties sur un canal interaube. Sur ce cas test la déposition sur l'intrados pour des gouttes de taille inférieure à deux micromètres de diamètre est nulle. On peut donc penser que pour des gouttes correspondant à l'humidité fine (submicronique) la déposition inertielle sera négligeable.

Comme on peut le voir sur la figure 5.10 le long d'une ligne de courant gazeuse passant à proximité de l'intrados les zones où il y a une forte courbure des lignes de courant, qui correspondent aux zones présentant une forte variation de la déflection de l'écoulement, sont des zones où les vitesses sont relativement faibles. C'est le cas de la première moitié de l'aube. Sur la seconde moitié de l'aube, où l'accéleration est importante la déflection reste constante, les lignes de courant sont rectilignes il ne peut donc pas y avoir de déposition sous l'influence des effets inertiels sur cette partie de l'aube.

Bien que les effets inertiels ne semblent pas suffisants pour contribuer à la déposition sur les intrados des aubes, ils ont tendance à enrichir en gouttelettes les abords de l'intrados et à apauvrir les abords de l'extrados ce qui peut contribuer à une modification des taux de déposition dûs aux autres phénomènes (turbophorèse ou thermophorèse par exemple). Cette inter-dépendance entre les différents phénomènes a d'ailleurs été montrée par Slater *et al.* [2003] à travers une étude numérique.

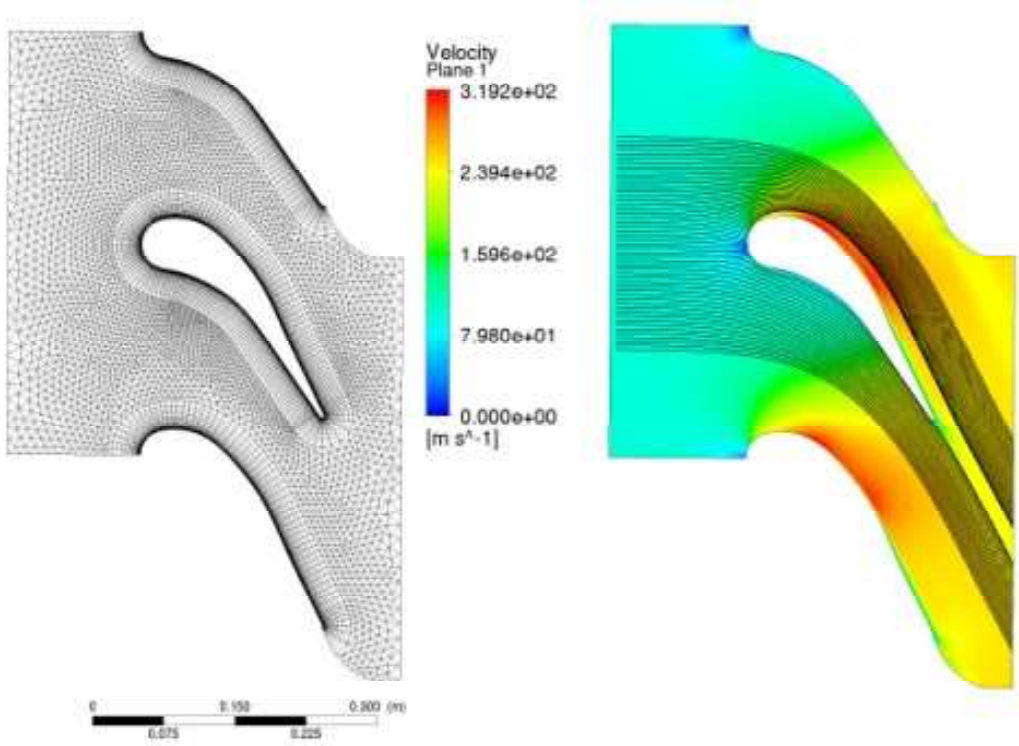


FIGURE 5.9 – Représentation du domaine de calcul et du maillage utilisé (à gauche) ; Champ de vitesse de la phase continue et trajectoires des gouttes de $2\mu m$ de diamètre injectées (à droite)

Nous avons ainsi établi que sur un profil particulier la déposition inertielle sur l'intrados était négligeable pour des gouttes submicroniques. On cherche maintenant à estimer l'influence de la géométrie de l'aube sur ce taux de déposition. Pour cela, on considère trois géométries d'aube différentes :

- La géométrie de référence utilisée précédemment pour réaliser un calcul de déposition sur grille d'aube.
- Cette même géométrie dilatée d'un facteur 1,25 dans la direction axiale.
- Cette même géométrie contractée d'un facteur 0,75 dans la direction axiale.

La méthodologie de calcul est, dans les trois cas, celle présentée précédemment pour le calcul réalisé sur grille d'aube. Les conditions aux limites sont également identiques sauf pour la géométrie contractée où pour éviter le blocage la vitesse en entrée a été réduite à 90m/s. On reporte sur la figure 5.11 la fraction de gouttes déposée en fonction

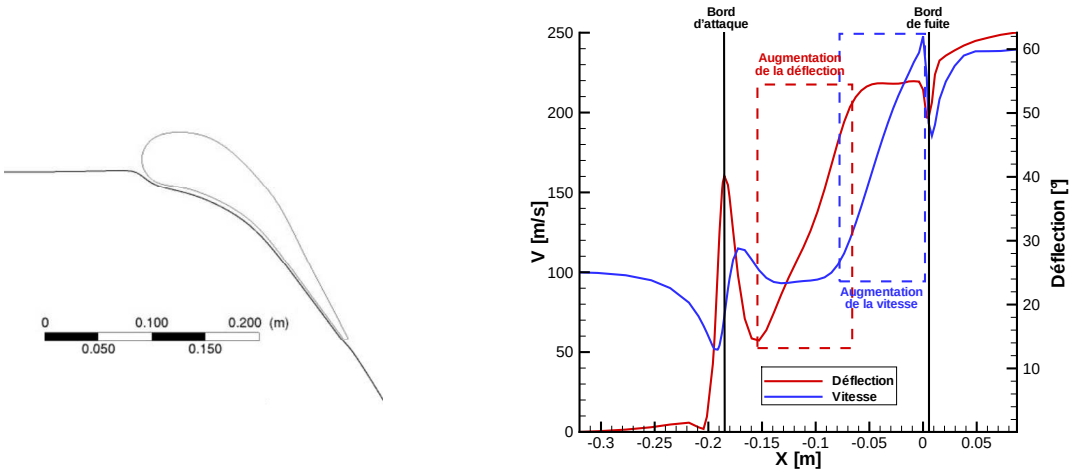


FIGURE 5.10 – Ligne de courant gazeuse considérée (à gauche) ; Évolution de la vitesse et de la déflection du gaz le long de la ligne de courant considérée (à droite)

du nombre de Stokes qui est calculé de la manière suivante :

$$St = \frac{\tau w_x}{c} \tag{5.9}$$

où w_x est la vitesse relative axiale du gaz en entrée et c la corde des aubes.

On relève ainsi les taux de déposition en fonction du nombre de Stokes pour ces trois géométries. Il apparaît que le taux de déposition varie légèrement d'une géométrie à l'autre à un nombre de Stokes fixé. Cependant la limite à partir de laquelle les gouttes commencent à se déposer correspond, dans les trois cas, à un nombre de Stokes de 0,02.

Un calcul réalisé avec un code méridien utilisé par EDF, le code CAPTUR, a permis d'estimer les conditions en entrée de chacune des vingt roues d'un corps basse pression de turbine à vapeur 1300MW à différentes hauteurs de veine. Il apparaît que pour des gouttes de $1\mu m$ de diamètre le nombre de Stokes en entrée de roue, basé sur le temps de relaxation inertiel de la goutte, la vitesse axiale gazeuse et la longueur de corde de l'aube, n'atteint jamais cette valeur. On peut donc estimer que la déposition inertielle des gouttes constituant l'humidité fine sur l'intrados des aubes peut être négligée.

Une étude similaire réalisée avec le logiciel CAPTUR a montré que cette valeur de 0,02 pour le nombre de Stokes n'était pas non plus atteinte sur le corps haute pression d'une turbine à vapeur de 1300MW pour des gouttes de $1\mu m$. Dans les turbines haute pression les vitesses mises en jeu sont plus faibles qu'en basse pression et les temps de relaxation inertiel des gouttes sont également plus faibles, les nombres de Stokes estimés sont donc également plus faibles. Ce résultat est en désaccord avec une des

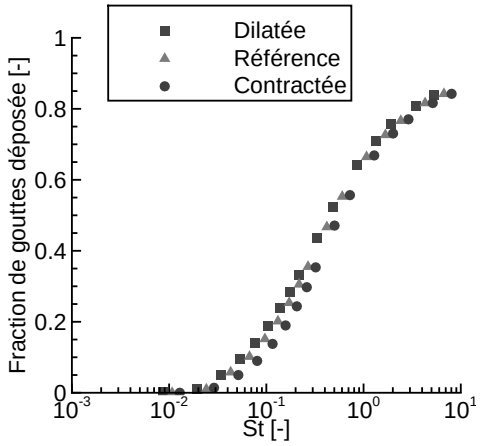


FIGURE 5.11 – Influence du profil d'une aube sur la fraction de gouttes déposée par inertie

conclusions de Yau [1986]. En effet, dans sa thèse (p. 40), il évoque une déposition bien supérieure dans les turbines hautes pressions que dans les turbines basses pressions (la déposition est multipliée par 7). En haute pression, les gouttes issues de la nucléation sont plus grosses et les cordes des aubes plus petites donc les nombres de Stokes peuvent être plus importants qu'en basse pression. Cependant la pression plus importante et les vitesses plus faibles ont tendance à faire diminuer le nombre de Stokes. Finalement différents paramètres agissent donc dans des sens contraires sur le nombre de Stokes. Postuler d'une évolution a priori de la déposition inertielle en fonction du corps de turbine semble donc peu envisageable sans recalculer le nombre de Stokes pour chaque cas considéré.

5.3 Modèle retenu

Finalement à l'issue de cette partie les choix suivants ont été réalisés.

- On prend en compte l'influence de la diffusion brownienne, de la turbophorèse et de l'inertie des gouttes.
- La contribution de la diffusion brownienne et de la turbophorèse à la déposition est prise en compte grâce à un taux de déposition établi numériquement par Zaichik (Eqn. 5.1).
- La contribution des effets inertiels sur l'intrados et l'extrados des aubes est négligée.
- La fraction des gouttes circulant dans un passage inter-aube et se déposant sur le

bord d'attaque d'une aube, modélisé par un cylindre, est donnée par l'équation 5.4.

– La contribution due à la diffusion et à la turbophorèse et celle due à l'inertie sont considérées comme indépendantes, la déposition totale est donc la somme de ces deux contributions. Cette dernière hypothèse semble contestable (Slater *et al.* [2003]) mais il n'a pas été possible dans le temps imparti à la thèse d'approfondir cet aspect.

Chapitre 6

Modélisation du film liquide

On cherche, dans cette partie, à décrire la cinématique du film liquide sur les aubes. Nous avons vu, dans la partie 2.3, que l'on pouvait considérer le film comme continu et que les phénomènes prépondérants sur sa cinématique étaient la force d'entraînement exercée par l'écoulement gazeux environnant, la force de frottement sur les aubes et les effets de la rotation sur les aubes de rotors. On considère également que le film liquide est créé uniquement par déposition et désagrégé par arrachement sur les bords des aubes (c'est à dire les bords d'attaque, de fuite et en tête des rotors). Ni les échanges de masse entre la phase gazeuse et le film liquide par condensation et évaporation ni l'arrachement du film ailleurs que sur les bords des aubes ne sont pris en compte.

6.1 Mise en équation

Le but de la méthodologie décrite dans cette partie est d'avoir accès à l'épaisseur du film liquide et à sa vitesse en tout point de la surface d'une aube.

Dans sa thèse Foucart [1998] fait l'inventaire des modèles envisageables pour traiter un film liquide dans un code de calcul.

- La méthode eulerienne directe permettant de suivre l'évolution de l'interface grâce à une méthode Volume Of Fluid (Hirt & Nicholls [1981]). Cette technique nécessiterait un maillage fin dans la direction orthogonale aux aubes. En formulation méridienne cette méthodologie devient donc inapplicable.
- L'approche lagrangienne dans laquelle le film est décrit par des particules se déplaçant le long de la paroi. Cette approche, utilisée par Williams & Young [2007] pour déterminer l'influence de différents paramètres sur le déplacement du

film liquide, nécessite un algorithme de trajectographie. Le développement de ce type d'algorithme dans le code méridien a été jugé trop lourd pour que cette méthode soit appliquée dans le cadre de ce travail.

– La méthode eulerienne intégrale consiste à assimiler le film à une entité surfacique après intégration de ses équations sur sa hauteur (Foucart [1998], Stanton [1995]). C'est cette dernière approche qui a été choisie et qui sera présentée dans la suite.

6.1.1 Équations de conservation

L'évolution du film liquide est décrite par les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Les échanges de masse par condensation et évaporation n'étant pas pris en compte, la conservation de l'énergie permettant d'avoir accès à la température du film n'est pas nécessaire, elle n'est donc pas utilisée.

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour le film liquide en coordonnées cartésiennes, intégrées sur la hauteur du film liquide s'écrivent de la manière suivante (Foucart [1998]) :

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}\mathcal{V}_\mathcal{D}}{\mathrm{d}t} + \displaystyle\oint_{\partial\mathcal{A}} h\ \langle \mathbf{u_l} \rangle_h \mathbf{n}\ \mathrm{d}l = S_\mathcal{V} \\ \dfrac{\mathrm{d}\mathbf{M}_\mathcal{D}}{\mathrm{d}t} + \displaystyle\oint_{\partial\mathcal{A}} h\ \langle \mathbf{u}_l.\mathbf{u}_l \rangle_h.\mathbf{n}\ \mathrm{d}l = \mathbf{S}_M \end{cases} \tag{6.1}$$

Dans ce système :

– $\mathcal{D}$ est le domaine élémentaire considéré (cf. Fig. 6.1).
– $\mathcal{A}$ est la surface à la paroi du domaine $\mathcal{D}$.
– $\partial\mathcal{A}$ est le bord de la surface $\mathcal{A}$.
– $\mathbf{n}$ est la normale sortante de la surface constituant le bord du domaine.
– $\mathcal{V}_\mathcal{D}$ est le volume du domaine considéré et s'exprime de la manière suivante : $\mathcal{V}_\mathcal{D} = h\mathcal{A}$.
– $\mathbf{M}_\mathcal{D} = \langle \mathbf{u_l} \rangle_h \mathcal{V}_\mathcal{D}$.

Dans ce système $S_\mathcal{V}$ est le terme source de volume correspondant aux gouttes se déposant sur les aubes. Le terme source de quantité de mouvement $\mathbf{S}_M$ regroupe les différentes forces prises en compte. On s'intéressera à l'expression à donner à ces termes dans les paragraphes suivants.

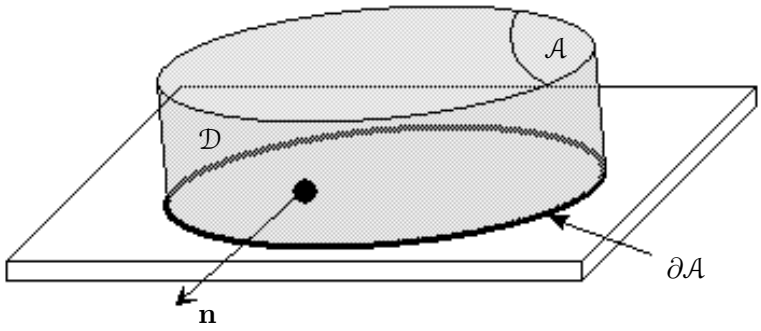


FIGURE 6.1 – Visualisation du domaine considéré

En coordonnées cylindriques (x, r, θ), le système 6.1 s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}\mathcal{V}_\mathcal{D}}{\mathrm{d}t} + \displaystyle\oint_{\partial\mathcal{A}} h\ \langle \mathbf{u_l} \rangle_h \mathbf{n}\ \mathrm{d}l = S_\mathcal{V} + \iiint_\mathcal{D} S_{\mathcal{V}\ cyl}\ \mathrm{d}\mathcal{V} \\ \dfrac{\mathrm{d}\mathbf{M}_\mathcal{D}}{\mathrm{d}t} + \displaystyle\oint_{\partial\mathcal{A}} h\ \langle \mathbf{u}_l.\mathbf{u}_l \rangle_h.\mathbf{n}\ \mathrm{d}l = \mathbf{S}_M + \iiint_\mathcal{D} \mathbf{S}_{M\ cyl}\ \mathrm{d}\mathcal{V} \end{cases} \tag{6.2}$$

Cette formulation fait apparaître des termes intégrés sur le volume que l'on appellera par la suite termes sources cylindriques. Ces termes sources cylindriques s'expriment de la manière suivante (Simon [2007], Kakouros [1984]) :

$$\begin{cases} S_{\mathcal{V}\ cyl} = -\dfrac{u_{rl}}{r} \\ \mathbf{S}_{M\ cyl} = \begin{cases} -\dfrac{u_{rl}u_{xl}}{r} \\ -\dfrac{u_{rl}u_{rl} - u_{\theta l}u_{\theta l}}{r} \\ -\dfrac{2u_{rl}u_{\theta l}}{r} \end{cases} \end{cases} \tag{6.3}$$

Dans notre modèle on choisit de faire l'approximation que le film liquide se déplace le long de l'aube jusqu'à atteindre un de ses bords où le liquide quitte alors la surface. Sous cette hypothèse il n'y a pas de décollement du film de la surface de l'aube. Or, cette surface étant une donnée du problème, sa courbure est connue, cela permet de s'affranchir d'une dimension et de réduire le système 6.2 à un système de dimension trois. En effet la vitesse orthoradiale du film liquide peut être déterminée à partir de la vitesse axiale du film liquide et de la courbure de la surface sur laquelle il se déplace. D'autre

part, dans le code méridien utilisé, nous ne disposons pas des courbures des intrados et des extrados mais uniquement de la courbure du squelette de l'aube. Finalement, la vitesse orthoradiale du film liquide est déterminée de la manière suivante :

$$u_{\theta l} = u_{xl} \tan(\beta) + u_b \tag{6.4}$$

Dans cette expression :

- β est défini d'après la figure 6.2.
- u_b est la vitesse des aubes. Elle est nulle pour les stators et vaut Ωr pour les rotors (où Ω est la vitesse de rotation de la machine).

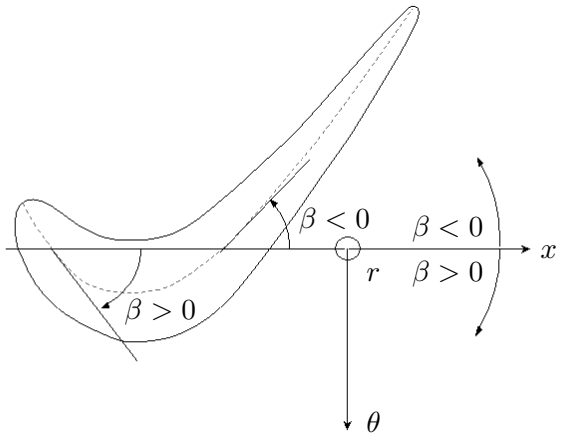


FIGURE 6.2 – Définition de la géométrie d'une aube

On décrira donc avec notre modèle l'évolution d'un film liquide se déplaçant sur le squelette de l'aube considérée et soumis à un écoulement gazeux dont les caractéristiques sont déterminées par le code méridien. Ces caractéristiques sont une masse volumique, une vitesse et une enthalpie moyennées dans la direction orthoradiale.

6.1.2 Expression des termes sources

6.1.2.1 Terme source de volume

Ce terme dépend directement des taux de déposition évalués dans le chapitre 4. Il aura donc deux contributions. Une première, due à la diffusion et à la turbophorèse, qui alimentera le film liquide sur la totalité de la surface de l'aube et une seconde, due à la déposition inertielle, qui alimentera le film liquide uniquement sur le bord d'attaque. Le but de cette partie est d'exprimer la contribution de chacun de ces termes.

La contribution de la diffusion et de la turbophorèse à la déposition a été exprimée grâce à une formulation proposée par Zaichik (Eqn. 5.1 et 5.2) permettant de donner le flux de particules déposées par mètre carré et par seconde noté $J_{zaichik}$. Pour obtenir le terme source de volume associé $S_{\mathcal{V}\ zaichik}$ il suffit de multiplier ce flux par le volume des gouttes déposées et par la surface de déposition, on obtient ainsi :

$$S_{\mathcal{V}\ zaichik} = j_{+\ zaichik} u_* c \times \frac{4\pi r^3}{3} \times \mathcal{A} \tag{6.5}$$

Or la fraction volumique de liquide dans l'écoulement, ϵ, est définie par :

$$\epsilon = c \times \frac{4\pi r^3}{3} \tag{6.6}$$

Elle s'exprime également de la manière suivante :

$$\epsilon = \frac{\rho_m y}{\rho_l} \tag{6.7}$$

Finalement :

$$S_{\mathcal{V}\ zaichik} = j_{+\ zaichik} u_* \times \frac{\rho_m y}{\rho_l} \times \mathcal{A} \tag{6.8}$$

La contribution inertielle à la déposition est donnée par l'équation 5.4 donnant la fraction des gouttes déposées par déposition sur le bord d'attaque (F_{LE}). Pour déterminer le volume d'eau déposé correspondant il convient de déterminer le nombre total de gouttes traversant un passage inter-aube par seconde. Ce nombre s'exprime de la manière suivante :

$$N_{gouttes} = \frac{\dot{m}_{turbine}}{N_{aubes}} \times \frac{y}{4/3\rho_l \pi r^3} \tag{6.9}$$

- $\dot{m}_{turbine}$ est le débit massique traversant la turbine.
- N_{aubes} est le nombre d'aubes de la roue considérée.

Ainsi le terme source de volume peut s'exprimer de la manière suivante :

$$S_{\mathcal{V}\ LE} = \delta_{LE} \times \frac{1}{2} \times F_{LE} \times N_{gouttes} \times \frac{4\pi r^3}{3} \tag{6.10}$$

Dans cette équation :

- δ_{LE} vaut 1 sur le bord d'attaque, 0 ailleurs.
- Le facteur 1/2 vient du fait que la déposition sur le bord d'attaque contribue à alimenter le film liquide sur l'intrados et sur l'extrados, ce terme source alimente donc deux surfaces.

En faisant l'hypothèse que toutes les gouttes se déposant sur la paroi y adhèrent et alimentent ainsi le modèle de film liquide, on obtient finalement que le terme source de volume est la somme de ces deux contributions (Eqn. 6.8 et 6.10) et s'écrit de la manière suivante :

$$S_{\mathcal{V}} = j_{+\ zaichik} u_* \times \frac{\rho_m y}{\rho_l} \times \mathcal{A} + \delta_{LE} \times \frac{1}{2} \times F_{LE} \times \frac{\dot{m}_{turbine}}{N_{aubes}} \times \frac{y}{\rho_l} \tag{6.11}$$

6.1.2.2 Termes sources de quantité de mouvement

Dans ce terme on retrouve les contributions des forces s'appliquant sur le film liquide et la contribution de la déposition si l'on considère que les gouttes se déposent en transmettant une part de leur quantité de mouvement au film liquide. Dans cette étude on négligera cette seconde contribution et nous nous focaliserons sur la contribution des différentes forces. On a vu (cf. partie 2.3.3) que l'influence de la gravité et du gradient de pression pouvaient être négligées. On retrouve donc dans le terme $\mathbf{S}_M$ les contributions de la force d'entraînement gazeux et de la force de frottement en paroi que l'on va maintenant s'attacher à expliciter.

Force d'entraînement exercée par l'écoulement gazeux

La contrainte exercée par le mélange sur le film liquide se met sous la forme suivante :

$$\boldsymbol{\tau}_m = \frac{f_m \rho_m}{2} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| (\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l) \tag{6.12}$$

La force associée s'écrit :

$$\mathbf{F}_m = \boldsymbol{\tau}_m \mathcal{A} \tag{6.13}$$

Dans cette expression f_m est le coefficient de frottement entre les deux phases. La difficulté de cette expression réside dans la valeur à donner à ce coefficient de frottement. Une littérature fournie décrit différentes expressions issues de corrélations empiriques fonctions des nombres de Reynolds (du mélange gaz/gouttes et du film liquide) et de l'état de surface du film (lisse ou avec vagues). Nous retiendrons ici quatre formulations principalement choisies pour leur simplicité.

– Expression 1 (issue de Cohen & Hanratty [1968]) :

$$f_m = 0,0142 \tag{6.14}$$

– Expression 2 (issue de Miya *et al.* [1971]) :

$$f_m = 0,008 + 2.10^{-5} Re_l \tag{6.15}$$

Ces deux formulations se retrouvent dans l'article de Spedding & Hand [1997] qui recensent quelques expressions de la littérature. Elles sont valables pour des interfaces présentant des vagues de faible amplitude.

– Expression 3 (issue de Ihnatowicz & Mikielewicz [1979]) :

$$f_m = (0,0007 + 0,0625 Re_m^{0,32})(1 + 0,025 Re_l) \tag{6.16}$$

Bien que plus complexe, cette dernière expression a été établie expérimentalement avec comme visée applicative le cas des films liquides dans les turbines, donc pour des conditions proches de celles qui nous intéressent. Les autres formulations empiriques étant généralement issues de travaux concernant des écoulements en conduites annulaires (dont les applications visées sont pétrolières), il est difficile de connaître leur validité dans nos conditions.

– Expression 4 (issue de Wallis [1969]) :

$$f_m = 0,005(1 + 300\frac{h}{D}) \tag{6.17}$$

Dans cette dernière expression D correspond au diamètre hydraulique. Cette expression est la plus fréquemment rencontrée dans la littérature. Alipchenkov *et al.* [2004] ou Fore *et al.* [1999] l'utilisent par exemple dans leurs travaux.

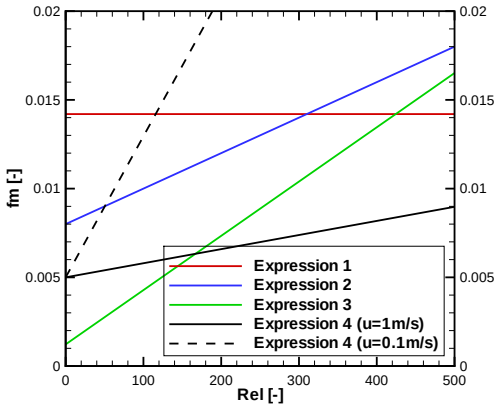


FIGURE 6.3 – Valeur du coefficient de frottement interfacial en fonction du nombre de Reynolds de film liquide

Nous avons comparé les valeurs de ces coefficients de frottement en fonction du nombre de Reynolds de film. Pour la troisième expression le nombre de Reynolds gazeux

est fixé à $3,1\times10^6$. Pour la quatrième expression le rapport h/D s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{h}{D} = \frac{Re_l \mu_l}{\rho_l \|\mathbf{u_l}\| D} \tag{6.18}$$

Les grandeurs μ_l et ρ_l sont estimées dans les conditions caractéristiques d'un étage basse pression (cf. table 2.1) et le diamètre hydraulique est pris égal à 0,1m (ordre de grandeur de la distance inter-aube). La vitesse du film u_l est quant à elle inconnue. Nous avons donc représenté deux cas où cette dernière est fixée à 0,1m/s et à 1m/s (qui sont des ordres de grandeur significatifs des vitesses de film liquide sur les aubes) pour avoir un ordre de grandeur des variations de cette expression du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds. On peut remarquer que ces différentes expressions du coefficient de frottement donnent des valeurs du même ordre pour des Reynolds de film l'ordre de 300 à 500. Dans le cas des films liquides dans les turbines à vapeur on s'attend à obtenir une valeur du nombre de Reynolds de l'ordre de 10 (cf. partie 2.3.1), les différences sont donc maximales. Ainsi la contrainte exercée par le gaz sur le film liquide variera du simple (avec l'expression 3), au quintuple (avec l'expression 2), voir au décuple (avec l'expression 1).

Force de frottement sur la paroi

Nous présenterons ici deux choix possibles pour l'expression de la force de frottement en paroi.

Le premier choix consiste à exprimer cette force de la même manière que la contrainte interfaciale :

$$\mathbf{F}_b = \frac{f_b \mathcal{A} \rho_l}{2} \|\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l\| (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l) \tag{6.19}$$

Dans cette équation $\mathbf{u}_b$ est la vitesse de l'aube. Pour les stators elle est nulle tandis que pour les rotors elle vaut $\Omega r \mathbf{n}_\theta$. Comme dans le cas de la contrainte exercée par le gaz, la difficulté réside ici dans l'expression du coefficient de frottement. La formulation la plus souvent trouvée dans la littérature est exprimée de la façon suivante :

$$f_b = \frac{k}{Re_l} \tag{6.20}$$

Le nombre de Reynolds liquide est donné par :

$$Re_l = \frac{\rho_l h \|\mathbf{u}_l\|}{\mu_l} \tag{6.21}$$

Cette expression est valable pour des nombre de Reynolds inférieurs à 2100. La grande difficulté réside dans l'expression de la constante k qui peut évoluer suivant la forme du canal que l'on considère ou le type d'écoulement (entraînement dominé par le gradient de pression ou le cisaillement). Ainsi cette constante est communément prise égale à 16 pour un écoulement de Poiseuille en conduite cylindrique. Spedding & Hand [1997] proposent d'utiliser une valeur de 24 pour cette constante afin de s'approcher de leurs résultats expérimentaux (Hand & Spedding [1991]). Dans un canal à deux dimensions elle est de 24 pour un écoulement dominé par le gradient de pression et de 8 pour un écoulement dominé par le cisaillement d'après Ng *et al.* [2004].

La seconde possibilité consiste à exprimer la contrainte en paroi en fonction de la contrainte du gaz et des grandeurs de film. C'est le choix qui a été fait par Foucart [1998] dans sa thèse. Pour cela on suppose un profil de vitesse dans le film liquide. Nous présentons ici les calculs avec un profil parabolique représenté sur la figure 6.4 (écoulement de Poiseuille).

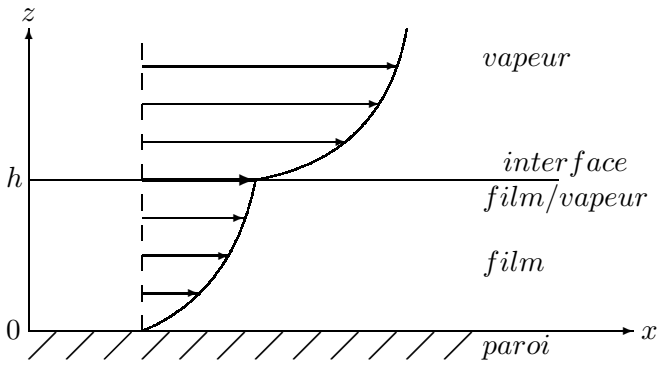


FIGURE 6.4 – Profil parabolique de vitesse dans l'épaisseur de film

Un développement au deuxième ordre de la vitesse dans le film conduit à :

$$\mathbf{u}_l(z) = \mathbf{u}_l(0) + z\frac{\partial \mathbf{u}_l}{\partial z}\bigg|_{z=0} + \frac{z^2}{2}\frac{\partial^2 \mathbf{u}_l}{\partial z^2}\bigg|_{z=0} \tag{6.22}$$

Avec l'utilisation des conditions aux limites :

- $\mathbf{u}_l(0) = \mathbf{0}$ (pour une paroi fixe)
- $\mathbf{u}_l(h) = \mathbf{u}_m(h)$
- $\mu_l \left.\dfrac{\partial \mathbf{u}_l}{\partial z}\right|_{z=h} = \boldsymbol{\tau}_m$

On peut en déduire l'expression des coefficients du développement limité :

$$\mathbf{u}_l(z) = z\left(\frac{2\mathbf{u}_m}{h} - \frac{\boldsymbol{\tau}_m}{\mu_l}\right) + z^2\left(\frac{\boldsymbol{\tau}_m}{h\mu_l} - \frac{\mathbf{u}_m}{h^2}\right) \tag{6.23}$$

La contrainte exercée par la paroi s'exprime à partir de la vitesse du liquide de la manière suivante :

$$\boldsymbol{\tau}_b = -\mu_l \left.\frac{\partial \mathbf{u}_l}{\partial z}\right|_{z=0} \tag{6.24}$$

En remplaçant la vitesse du liquide par l'expression obtenue à partir du développement limité, la contrainte en paroi s'exprime de la manière suivante :

$$\boldsymbol{\tau}_b = -\frac{2\mu_l}{h}\mathbf{u}_m + \boldsymbol{\tau}_m \tag{6.25}$$

La difficulté de cette expression réside dans l'expression de la vitesse du gaz qui n'est pas la vitesse débitante du gaz, mais la vitesse du gaz à l'interface. On cherche donc à exprimer cette vitesse en fonction de la vitesse débitante du film, pour cela on utilise la définition de la vitesse débitante :

$$\langle \mathbf{u}_l \rangle_h = \frac{1}{h}\int_0^h \mathbf{u}_l(z)\mathrm{d}z \tag{6.26}$$

En remplaçant dans l'intégrale l'expression de la vitesse du liquide déterminée ci-dessus on obtient :

$$\langle \mathbf{u}_l \rangle_h = \frac{1}{h}\int_0^h \left[z\left(\frac{2\mathbf{u}_m}{h} - \frac{\boldsymbol{\tau}_m}{\mu_l}\right) + z^2\left(\frac{\boldsymbol{\tau}_m}{h\mu_l} - \frac{\mathbf{u}_m}{h^2}\right)\right]\mathrm{d}z \tag{6.27}$$

Ce qui par intégration donne :

$$\langle \mathbf{u}_l \rangle_h = \frac{2}{3}\mathbf{u}_m(z=h) - \frac{1}{6}\frac{h\boldsymbol{\tau}_m}{\mu_l} \tag{6.28}$$

On obtient finalement :

$$\mathbf{u}_m(z=h) = \frac{3}{2}\langle \mathbf{u}_l \rangle_h + \frac{1}{4}\frac{h\boldsymbol{\tau}_m}{\mu_l} \tag{6.29}$$

On peut finalement exprimer la contrainte en paroi en fonction de la vitesse débitante

du film liquide et de la contrainte exercée par la phase gazeuse :

$$\boldsymbol{\tau}_b = -\frac{3\mu_l}{h}\langle \mathbf{u}_l \rangle_h + \frac{\boldsymbol{\tau}_m}{2} \tag{6.30}$$

La force de frottement exercée par la paroi sur le domaine $\mathcal{D}$ de film liquide (cf. Fig. 6.1) s'exprime alors de la manière suivante :

$$\mathbf{F}_b = \boldsymbol{\tau}_b \mathcal{A} \tag{6.31}$$

6.2 Discrétisation des équations

Il s'agit pour discrétiser les équations de choisir le volume de contrôle que l'on considère. La discrétisation pour le calcul du film s'effectue ici à partir du maillage méridien. Le volume de contrôle est donc défini par le volume d'eau contenu dans une cellule de maillage et les inconnues sont localisées aux centres de ces cellules. Le volume du domaine considéré s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{V}_\mathcal{D} = h\mathcal{A}_{proj} \tag{6.32}$$

$\mathcal{A}_{proj}$ correspond à la surface obtenue par projection de la cellule du maillage considéré sur la surface réelle de l'aube.

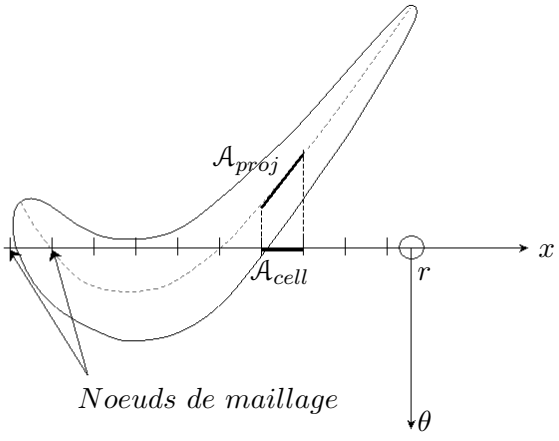


FIGURE 6.5 – Représentation dans le plan $(x;\theta)$ du volume de contrôle considéré

Le contour $\partial\mathcal{A}$ s'exprime comme la somme des segments définissant le bord de la

maille considérée. Le système 6.2 s'exprime alors de la manière suivante :

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}U_l}{\mathrm{d}t} + \dfrac{1}{\mathcal{A}_{proj}} \displaystyle\sum_{j=1}^{N} U_{lj}\ \mathbf{u_{lj}}.\mathbf{l}_j = S_l + S_{l\ cyl} \\ u_{\theta l} = u_{xl} \tan(\beta) + u_b \end{cases} \tag{6.33}$$

Où $\mathbf{l}_j$ est la normale sortante au bord considéré et :

$$U = \begin{bmatrix} h \\ hu_{lx} \\ hu_{lr} \end{bmatrix} \tag{6.34}$$

$$S_l = \begin{bmatrix} \dfrac{j_{+\ zaichik} u_* \rho_m y}{\rho_l} + \dfrac{\delta_{LE} F_{LE} \dot{m}_{turbine} y}{2\mathcal{A}_{proj} N_{aubes} \rho_l} \\ \dfrac{\tau_{bx} + \tau_{mx}}{\rho_l} \\ \dfrac{\tau_{br} + \tau_{mr}}{\rho_l} \end{bmatrix} \tag{6.35}$$

$$S_{l\ cyl} = \begin{bmatrix} -\dfrac{hu_{xl}}{r} \\ -\dfrac{hu_{xl}u_{rl}}{r} \\ -\dfrac{h(u_{rl}^2 - u_{\theta l}^2)}{r} \end{bmatrix} \tag{6.36}$$

Dans ce système les vitesses de film liquide sont des vitesses moyennées sur la hauteur de film.

6.2.1 Discrétisation temporelle

Les équations sont résolues en deux étapes entre les pas de temps n et $n+1$. On se concentre dans un premier temps sur les termes sources, et on cherche donc à résoudre le système suivant :

$$\frac{\mathrm{d}U_l}{\mathrm{d}t} = S_l + S_{l\ cyl} \tag{6.37}$$

On considère que toutes les grandeurs relatives au mélange sont connues. Les termes sources étant non linéaires, nous devons les traiter de manière explicite :

$$h_{n+1/2} = h_n + \Delta t \left(\frac{j_{+\ zaichik} u_* \rho_m y}{\rho_l} + \frac{\delta_{LE} F_{LE} \dot{m}_{turbine} y}{2\mathcal{A}_{proj} N_{aubes} \rho_l} - \frac{hu_{xl}}{r} \right)_n \tag{6.38}$$

Pour les expressions des quantités de mouvement, deux discrétisations sont obtenues suivant le choix fait pour la contrainte de frottement en paroi. Dans le cas où on l'exprime en fonction de la différence de vitesse entre le film liquide et l'aube on obtient les relations suivantes :

$$\begin{cases} (hu_{xl})_{n+1/2} &= \dfrac{(hu_{xl})_n + \Delta t \left(\frac{f_m \rho_m}{2\rho_l} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| u_{xm} - \frac{hu_{xl}u_{rl}}{r} \right)_n}{1 + \frac{\Delta t}{2h} \left(\frac{f_m \rho_m}{\rho_l} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| + f_b \|\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l\| \right)_n} \\ (hu_{rl})_{n+1/2} &= \dfrac{(hu_{rl})_n + \Delta t \left(\frac{f_m \rho_m}{2\rho_l} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| u_{rm} - \frac{hu_{rl}^2 - u_{\theta l}^2}{r} \right)_n}{1 + \frac{\Delta t}{2h} \left(\frac{f_m \rho_m}{\rho_l} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| + f_b \|\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l\| \right)_n} \end{cases} \tag{6.39}$$

Dans le cas où l'on exprime cette contrainte en fonction de la vitesse débitante du film liquide et de la contrainte exercée par l'écoulement environnant :

$$\begin{cases} (hu_{xl})_{n+1/2} &= \dfrac{(hu_{xl})_n + \Delta t \left(\frac{3 f_m \rho_m}{4\rho_l} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| u_{xm} - \frac{hu_{xl}u_{rl}}{r} \right)_n}{1 + \frac{\Delta t}{h} \left(\frac{3 f_m \rho_m}{4\rho_l} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| + \frac{3\mu_l}{\rho_l h} \right)_n} \\ (hu_{rl})_{n+1/2} &= \dfrac{(hu_{rl})_n + \Delta t \left(\frac{3 f_m \rho_m}{4\rho_l} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| u_{rm} - \frac{hu_{rl}^2 - u_{\theta l}^2}{r} \right)_n}{1 + \frac{\Delta t}{h} \left(\frac{3 f_m \rho_m}{4\rho_l} \|\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l\| + \frac{3\mu_l}{\rho_l h} \right)_n} \end{cases} \tag{6.40}$$

Dans un second temps on se focalise sur l'influence des flux, on cherche à résoudre le système suivant :

$$\frac{\mathrm{d}U_l}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{\mathcal{A}_{proj}} \sum_{j=1}^{N} U_{lj} \ \mathbf{u_{lj}}.\mathbf{l}_j = 0 \tag{6.41}$$

La discrétisation en temps de ce système est réalisée grâce à une formulation Euler explicite :

$$(U_l)_{n+1} = (U_l)_{n+1/2} + \Delta t \left(\frac{1}{\mathcal{A}_{proj}} \sum_{j=1}^{N} U_{lj} \ \mathbf{u_{lj}}.\mathbf{l}_j \right)_{n+1/2} \tag{6.42}$$

6.2.2 Discrétisation spatiale

On cherche ici à exprimer les flux aux faces de la maille considérée. Un schéma upwind est choisi car ce schéma d'ordre 1 étant monotone, il permet ainsi d'assurer la positivité de la hauteur de film liquide.

On cherche donc à exprimer la grandeur $U_{lj}\ \mathbf{u_{lj}}.\mathbf{l}_j$. Pour cela on se place à la face frontière j entre deux mailles indexées 1 et 2. La maille considérée, notre domaine d'intégration, est la maille 1. La normale sortante $\mathbf{l}_j$ pointe donc de 1 vers 2. On considère la variables $(\mathbf{u}_{l1} + \mathbf{u}_{l2}).\mathbf{l}_j$, où les vitesses $\mathbf{u}_{l1}$ et $\mathbf{u}_{l2}$ sont les vitesses du film liquide dans les domaines 1 et 2. Deux cas sont dès lors envisageables :

- $(\mathbf{u}_{l1} + \mathbf{u}_{l2}).\mathbf{l}_j \geq 0$ dans ce cas la maille 1 est considérée comme donneuse, et on a : $U_{lj}\ \mathbf{u_{lj}}.\mathbf{l}_j = U_{l1}\ \mathbf{u_{l1}}.\mathbf{l}_j$
- $(\mathbf{u}_{l1} + \mathbf{u}_{l2}).\mathbf{l}_j < 0$ dans ce cas la maille 2 est considérée comme donneuse, et on a : $U_{lj}\ \mathbf{u_{lj}}.\mathbf{l}_j = U_{l2}\ \mathbf{u_{l2}}.\mathbf{l}_j$

6.3 Validation

6.3.1 Validation du schéma numérique

Dans un premier temps on souhaite valider la discrétisation des flux convectifs. Pour cela, on ne considère ni les contraintes exercées par la phase gazeuse sur le film, ni le frottement du film liquide sur la paroi. Le gaz et la paroi n'ont aucun impact sur le déplacement du film, seules les variables initiales (hauteur et vitesse de film) ont une influence sur son mouvement. On ne considère pas non plus les termes sources liés à la déposition et on travaille dans un repère cartésien, il n'y a donc pas non plus de termes sources liés à l'expression des équations en coordonnées cylindriques. Le système considéré se réduit à 6.41.

Sous ces conditions on considère la propagation d'un créneau sur une plaque plane. On travaillera ici avec des grandeurs sans dimension. La plaque est discrétisée par des mailles carrées de dimension 1×1, et est de dimension 100×100 mailles. Le pas de temps est fixé égal à 1. Les conditions initiales sont les suivantes :

- La hauteur de film sur les mailles d'abscisse 1 à 5 est égale à 1 et la vitesse du film est imposée égale à u dans la direction x. La variation de cette vitesse permet de réaliser une étude sur l'influence du nombre de CFL. Ce nombre est donné en 1D par la relation $u\Delta t/\Delta x$. Dans la direction y la vitesse initiale est nulle le déplacement du film liquide sera donc purement 1D dans la direction x.
- Ailleurs dans le domaine la hauteur de film liquide est initialement nulle.

Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 6.6. On représente à différents instants l'évolution du créneau imposé à t=0 pour différentes valeurs du nombre de CFL. On remarque que le schéma utilisé est dissipatif pour des valeurs inférieures à 1. Pour un nombre de CFL supérieur à 1, le schéma devient instable. Ce cas test permet

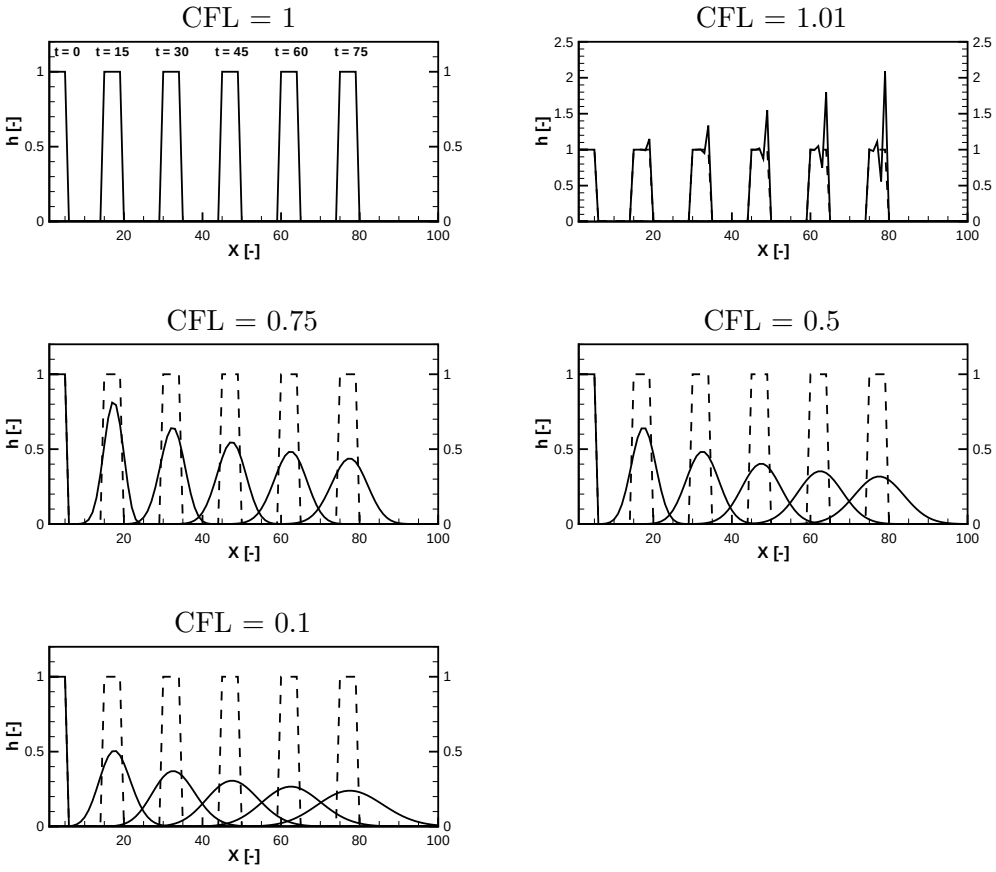


FIGURE 6.6 – Déplacement d'un créneau de liquide sur une surface à différents nombre de CFL

également de vérifier que la perturbation se déplace à la bonne vitesse ainsi pour un nombre de CFL de 1 (cas où la vitesse initiale est fixée à 1), le créneau s'est déplacé de 75 mailles à t = 75. Il faut 10 fois plus d'itérations à CFL = 0,1 pour que le créneau atteigne la même position. On constate également le caractère dissipatif de ce schéma numérique (sauf pour un nombre de CFL de 1), qui entraîne l'altération de la forme du créneau en lissant les discontinuités. Ce cas test a permis également de vérifier la conservation du volume de film liquide en sommant la hauteur de film sur toutes les cellules du domaine.

6.3.2 Expérience de l'Université de Michigan

6.3.2.1 Présentation du cas test

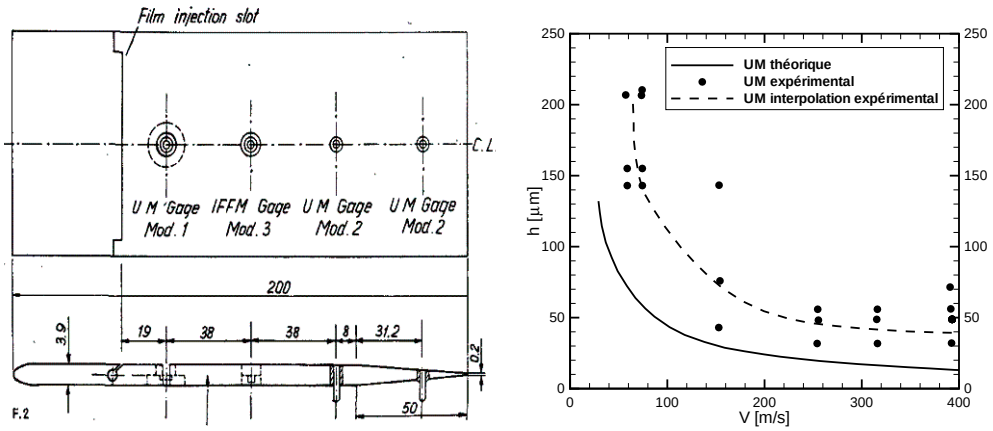


FIGURE 6.7 – Cas test expérimental de l'université de Michigan, visualisation de la surface sur laquelle s'écoule le film liquide (à gauche) ; Évolution de la hauteur de film en fonction de la vitesse de la vapeur pour un débit de film de 30 cm^3/min (à droite) (Hammitt *et al.* [1976])

Cette expérience réalisée par Hammitt *et al.* [1976] à l'Université de Michigan visait à étudier un film liquide d'eau s'écoulant sur une plaque plane soumis à un co-courant de vapeur. La hauteur du film liquide est mesurée à différentes abscisses grâce à des capteurs de conductivité (cf. Fig. 6.7). L'impact de la vitesse de la vapeur entraînante ainsi que celui du débit de liquide injecté sont étudiés. Les résultats sont présentés sous la forme de courbes donnant l'évolution de la hauteur de film mesurée en fonction de la vitesse de la vapeur (cf. Fig. 6.7). Bien que relativement ancienne cette expérience est intéressante puisqu'elle est représentative des conditions de fonctionnement d'une turbine à vapeur basse pression. En effet le gaz entraînant est de la vapeur (au lieu de l'air souvent utilisé), ses vitesses sont importantes (jusqu'à 400 m/s) et la pression est faible (0,2 bar).

6.3.2.2 Résultats

Nous avons ici réalisé des modélisations de ce cas test pour différentes valeurs du coefficient de frottement gazeux et pour différentes expressions de la contrainte de frottement sur l'aube. Ainsi les quatres expressions des coefficients de frottement interfaciaux (Eqn. 6.14 à 6.17) présentées dans la partie 6.1.2.2 sont testées. Pour l'expression

de la force de frottement nous avons également utilisé les deux formulations présentées dans la partie 6.1.2.2 (Eqn. 6.19 et 6.30). Pour la valeur de la constante intervenant dans le coefficient de frottement pariétal (Eqn. 6.20) nous avons utilisé deux valeurs (16 et 24) communément retrouvées dans la littérature.

Sur la figure 6.8 apparaissent les résultats obtenus avec notre modèle de film liquide en utilisant chacune des quatre expressions pour le coefficient de frottement interfacial. Sur chacune des quatre figures représentées on retrouve trois cas dépendant de l'expression de la contrainte pariétale :

- cas 1 : la contrainte pariétale est fonction de la contrainte interfaciale et de la vitesse débitante du film (Eqn. 6.30).
- cas 2 : la contrainte pariétale est exprimée avec l'équation 6.19, le coefficient de frottement pariétale utilisé est $16/Re_l$.
- cas 3 : la contrainte pariétale est exprimée avec l'équation 6.19, le coefficient de frottement pariétale utilisé est $24/Re_l$.

Dans l'ensemble, on constate que l'expression de la contrainte pariétale utilisant un coefficient de frottement en $24/Re_l$ donne les résultats les plus proches des résultats expérimentaux. L'expression du coefficient de frottement interfacial donné par l'équation 6.16 fourni la meilleure adéquation avec les résultats expérimentaux. Ceci peut s'expliquer par le fait que cette expression empirique du coefficient de frottement a été établie pour des conditions proches de celles rencontrées dans les turbines à vapeur et donc de celles utilisées dans ce cas test expérimental.

6.4 Conclusions

Nous avons établi dans ce chapitre un modèle permettant d'avoir accès à la hauteur de film liquide et à sa vitesse sur les aubes sous un certain nombre d'hypothèses.

- Le film liquide est considéré comme continu.
- Il est uniquement soumis à la force de cisaillement exercée par l'écoulement gazeux, la force de frottement sur la paroi de l'aube et aux effets de la rotation.
- Il s'écoule sur une surface définie par le squelette de l'aube.
- Il reste collé à l'aube et ne la quitte que lorsqu'il atteint un bord (d'attaque, de fuite ou tête de rotor).
- Il n'y a pas d'échange de masse par évaporation ou condensation entre le film liquide et le gaz environnant.

La comparaison des résultats numériques obtenus avec les résultats expérimentaux de l'université de Michigan a permis de sélectionner une formulation pour le coefficient

de frottement interfacial (Eqn. 6.16) et pour la contrainte de frottement pariétale (Eqn. 6.19 avec $f_b = 24/Re_l$). Les résultats ainsi obtenus sont en bonne adéquation avec les résultats expérimentaux et ont permis de valider le modèle choisi dans des conditions très similaires à celles rencontrées dans les turbines à vapeur basse pression.

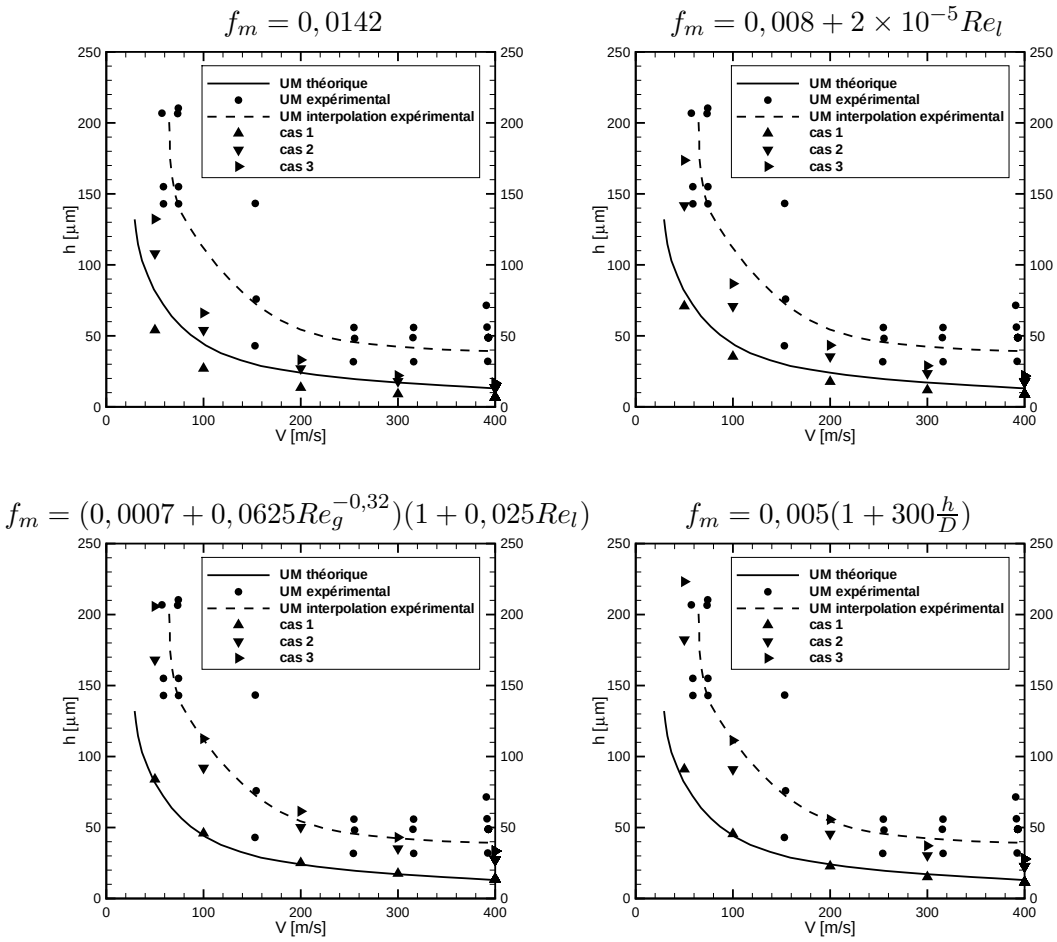


FIGURE 6.8 – Validation du modèle de film liquide sur le cas test de l'Université de Michigan pour quatre expressions de la contrainte exercée par l'écoulement gazeux environnant (Eqn. 6.14 à 6.17) et pour trois expressions de la contrainte de frottement sur l'aube (cas 1 à 3)

Chapitre 7

Cas test industriel

Chacun des modèles présentés dans les chapitres précédents a été validé sur des cas test à géométrie simple. Ainsi le modèle de condensation a été validé sur une tuyère. Le modèle de déposition, quant à lui est issu de travaux réalisés par Zaichik sur un canal plan et, pour évaluer la déposition inertielle nous avons travaillé sur un écoulement autour d'un cylindre et à travers une grille d'aube. Le modèle de film liquide a été validé sur une expérience réalisée sur une plaque plane. Le but de ce chapitre est d'étudier le comportement des modèles sélectionnés sur des géométries plus complexes proches de géométries industrielles de turbine à vapeur. Dans un premier temps nous considérerons un étage de turbine transsonique (VEGA2) puis les huit premiers étages d'un corps basse pression d'une turbine à vapeur de tranche 1300MW.

7.1 Cas test VEGA2

7.1.1 Présentation du cas test et de la méthodologie de calcul

Le calcul gaz réalisé sur la géométrie VEGA2 est présenté dans la partie 3.3. On rappelle ici les principales conditions de calcul et comment on utilise ce calcul pour réaliser des études paramétriques sur les modèles de déposition et de film liquide.

Le but est ici d'étudier l'influence de différents paramètres, dans le cadre de ce cas test, sur les modèles de déposition et de film liquide. On ne prend pas en compte la condensation hors équilibre, on peut donc réaliser certaines approximations afin d'alléger le traitement du mélange vapeur/gouttes. Le gaz utilisé lors des expériences ou des modélisations suscitées était de l'air. Dans notre cas, nous souhaitons réaliser des calculs utilisant de la vapeur d'eau et des conditions proches des turbines à vapeur basse pression. On choisit finalement de traiter le mélange comme un gaz parfait dont les

constantes ont été modifiées pour s'approcher au mieux du comportement de la vapeur d'eau dans les derniers étages d'une turbine basse pression contenant 10% d'humidité. Le rapport des capacités calorifiques, γ, est fixé à 1,12 et la constante de la vapeur d'eau, R_{H2O}, est fixée à 413 $J/(kg.K)$.

On conserve le taux de détente de 4 de la turbine mais on modifie les conditions aux limites et la vitesse de rotation du rotor afin de conserver un écoulement adapté dans la turbine avec le gaz utilisé. Finalement le calcul méridien se fera sous les conditions aux limites suivantes :

- Pression totale en entrée : 20000 Pa ; la température totale est la température de saturation associée à P_0.
- Pression de sortie statique : 5000 Pa.
- Vitesse de rotation du rotor : 13500 tours par minute.

Pour alimenter le modèle de déposition et de film liquide il suffit d'imposer une taille de goutte et une fraction massique de liquide. Le reste des données nécessaires est issue du solveur gaz. Ainsi :

- Les données géométriques (rayon du bord d'attaque, courbure des aubes) sont disponibles à l'issue de la mise en donnée propre au solveur gaz.
- Les données relatives à l'écoulement gazeux sont obtenues grâce au solveur gaz (pour la masse volumique, la vitesse et la température). La viscosité est obtenue grâce à la formulation IAPWS-IF97 [2007].
- Les données relatives à la phase liquide (masse volumique, viscosité) sont estimées grâce à la thermodynamique IAPWS-IF97 [2007].
- La vitesse de frottement est estimée grâce à la formulation de Schlichting [1968] (Eqn. 2.15).

7.1.2 Résultats obtenus

Nous réalisons, dans un premier temps, un calcul en utilisant une humidité de 10% et des gouttes de diamètre 0,5 μm pour alimenter les modèles de déposition et de film liquide.

La figure 7.1 donne un aperçu du temps de relaxation inertiel adimensionné (cf. Eqn.2.2) des gouttes de 0,5 μm dans les passages inter aubes et du terme source de déposition dû à la diffusion et à la turbophorèse alimentant le modèle de film liquide. On remarque que le temps de relaxation adimensionné des gouttes augmente au fur et à mesure que la vitesse augmente et que la pression diminue dans l'écoulement. Cette grandeur est donc de l'ordre de 5 dans le rotor alors qu'elle est de l'ordre de 2 dans

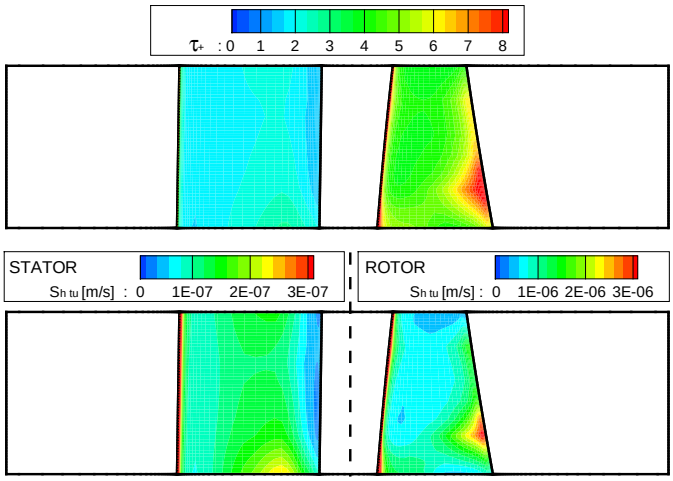


FIGURE 7.1 – Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes (haut) ; Termes sources de hauteur de film liquide dus à la turbophorèse et à la diffusion (bas)

le stator. Les taux de déposition dans la roue mobile sont donc nettement supérieurs à ceux dans la roue fixe. La différence est d'environ un ordre de grandeur. Les termes sources correspondant pour le calcul du film liquide sont donc différents d'un ordre de grandeur entre le stator et le rotor.

Sur la figure 7.2 apparaissent les nombres de Stokes et les facteurs de collecte des aubes calculés aux bords d'attaque. Ces nombres colorent les aubes sur toute leur

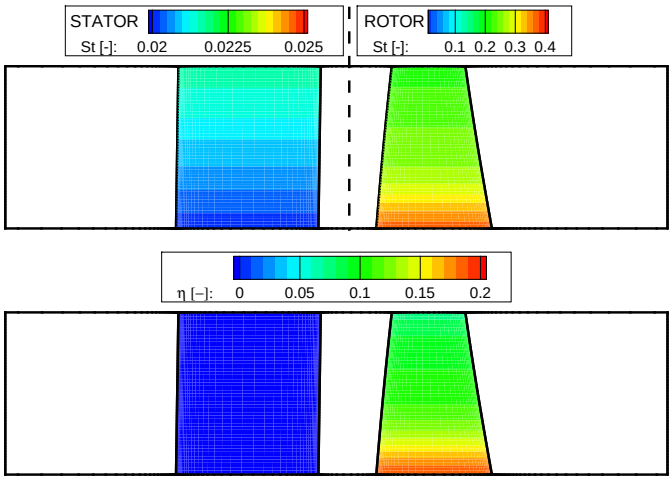


FIGURE 7.2 – Nombre de Stokes (haut) ; Facteur de collecte des bords d'attaque des aubes (bas)

longueur de corde pour plus de lisibilité. Il n'y a pas de contribution inertielle à la déposition sur le stator. Le nombre de Stokes des gouttes est trop faible pour cela (cf. Fig. 7.2). La contribution inertielle sur le rotor est, quant à elle, importante. L'augmentation de la vitesse du gaz ainsi que la diminution de sa pression entraîne une augmentation du nombre de Stokes sur cette roue. Sur la roue mobile, l'eau déposée par inertie sur le bord d'attaque représente 1,10% de l'humidité présente dans l'écoulement gazeux. La déposition par turbophorèse et diffusion sur les deux roues représente 0,38% de l'humidité. Finalement 1,48% de l'humidité totale est déposée dans l'étage de turbine considéré.

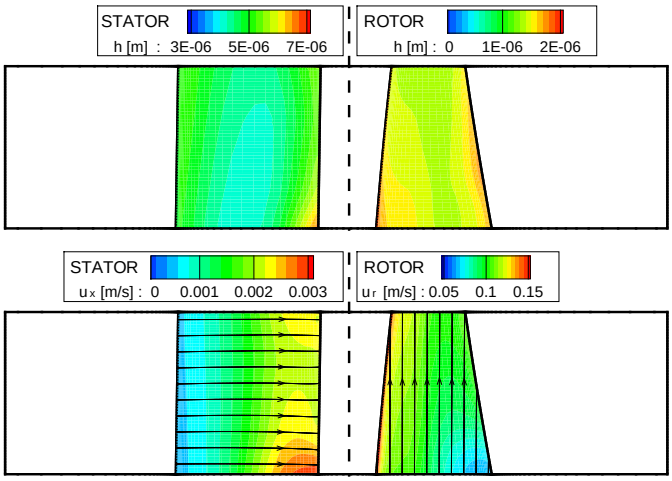


FIGURE 7.3 – Hauteur de film liquide (haut) ; Vitesse axiale du film liquide sur le stator et vitesse radiale du film liquide sur le rotor (bas)

Cette différence de déposition entre les deux roues ne permet pas de prévoir à elle seule l'évolution du film liquide sur les aubes. Ainsi, bien que la déposition soit plus importante sur le rotor que sur le stator, la hauteur de film y est moindre (cf. Fig. 7.3). Cela est la conséquence du fait que sur la roue mobile le film liquide est soumis à des effets centrifuges importants. La vitesse radiale sur le rotor est deux ordres de grandeur supérieure à la vitesse axiale sur le stator.

7.1.3 Influence de la taille des gouttes

Nous essayons maintenant, en conservant 10% d'humidité d'augmenter la taille des gouttes à 0,75 puis à 1,00 μm. Cette modification n'altère que le temps de relaxation inertiel des gouttes servant à calculer les taux de déposition alimentant le modèle de film liquide.

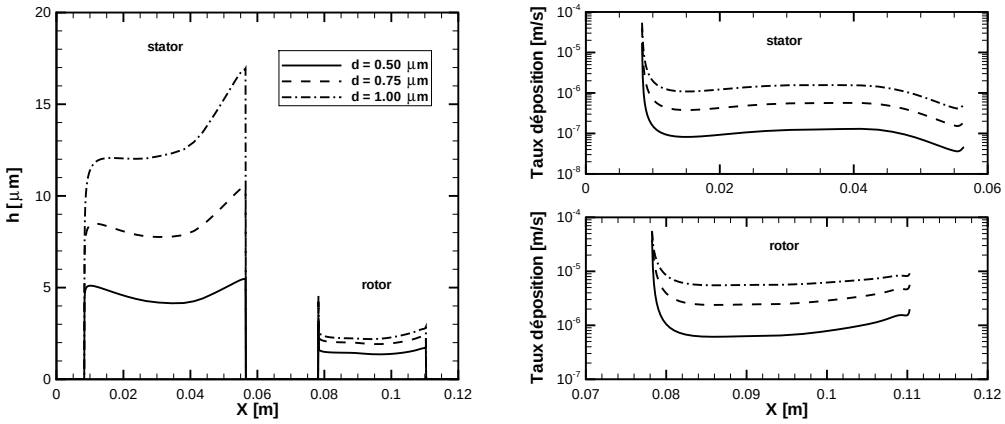


FIGURE 7.4 – Hauteur de film obtenue sur le stator et le rotor à mi-hauteur de veine (gauche) ; Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator et le rotor à mi-hauteur de veine (droite)

Lorsque la taille des gouttes augmente, leur temps de relaxation inertiel, proportionnel au rayon des gouttes au carré (cf. Eqn. 2.2), augmente également. Lorsque la taille des gouttes est doublée (de 0,5 à 1 μm), le terme d'alimentation du film liquide par le taux de déposition de Zaichik (turbophorèse et diffusion) gagne environ un ordre de grandeur à mi-hauteur de veine (cf. Fig. 7.4) passant de 10^{-7} à 10^{-6} m/s sur le stator et de 10^{-6} à 10^{-5} m/s sur le rotor. Sur le stator le débit total déposé passe alors de 0,04% à 0,36% du débit de liquide dans la turbine. Ce dernier représente lui-même 10% du débit total puisqu'on a fixé l'humidité à 10% (cf. Table 7.1). Sur le rotor le débit total déposé (par turbophorèse et diffusion et par inertie sur le bord d'attaque)

d [μm]	Déposition par turbophorèse sur le stator	Déposition par inertie sur le stator	Déposition par turbophorèse sur le rotor	Déposition par inertie sur le rotor
0,50	0,04	0	0,35	1,10
0,75	0,14	0	0,99	2,21
1,00	0,36	0	1,92	3,28

TABLE 7.1 – Pourcentage du débit de la phase dispersée déposée sur les aubes

passe de 1,45% à 5,20% du débit liquide lorsque la taille des gouttes passe de 0,5 à 1 μm. Étant donnée cette évolution du taux de déposition, l'épaisseur du film liquide sur le stator est multipliée par environ trois lorsque la taille des gouttes est multipliée par deux. Sur le rotor l'épaisseur du film est très faible étant donnée l'importance des effets centrifuges, l'impact de l'évolution de la déposition sur l'épaisseur du film liquide est également moins important que sur le stator. Cette étude montre la nécessité d'avoir une bonne estimation de la taille des gouttes présentent dans la vapeur pour pouvoir estimer avec précision les taux de déposition puis l'écoulement du film liquide.

Dans la réalité les gouttes présentes dans une turbine ne sont pas toutes de taille identique. Ainsi Young *et al.* [1988] donnent une distribution de taille de goutte mesurée en sortie d'une turbine de 500MW (Fig. 7.5). Notre modèle de condensation, qui sera par la suite amené à fournir la taille de goutte qui sera utilisée pour estimer la déposition, ne nous fournit qu'un diamètre caractéristique de la distribution d_{30}. Or, comme le montre Young *et al.* [1988], les différents diamètres caractéristiques de la distribution présentée varient sur une large plage de valeurs. Young donne ainsi : $d_{30} = 0,39\mu m$; $d_{32} = 0,52\mu m$; $d_{43} = 0,62\mu m$, où d_{ab} est défini de la manière suivante :

$$d_{ab} = \left(\frac{\int_0^{d_{max}} n(d) d^a \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max}} n(d) d^b \, \mathrm{d}d} \right)^{\frac{1}{a-b}} \tag{7.1}$$

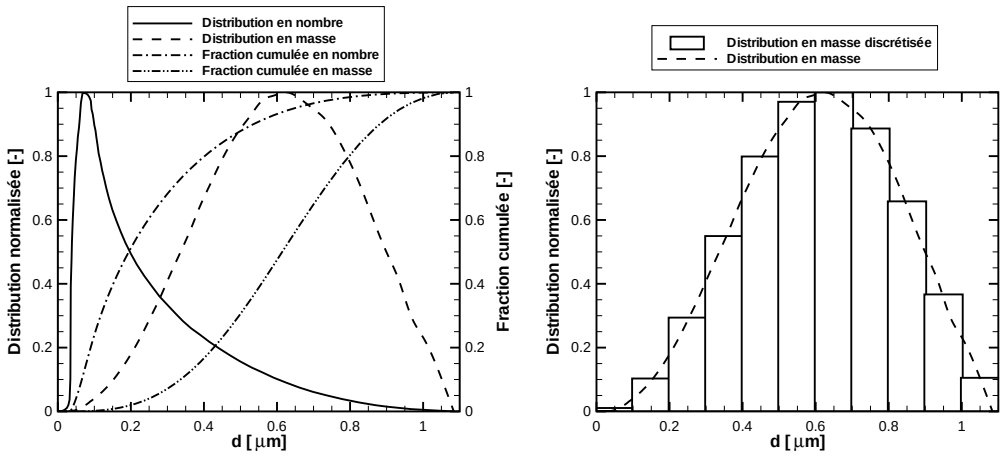


FIGURE 7.5 – Distribution des gouttes

En reprenant cette distribution, nous avons réalisé des calculs sur la géométrie

VEGA2. Le but est ici d'établir lequel de ces diamètres caractéristiques permet de s'approcher au mieux du taux de déposition obtenu en utilisant la distribution. Pour calculer les taux de déposition donnés par la distribution de Young *et al.* [1988], nous l'avons discrétisée en 11 classes (Fig. 7.5). Nous avons ensuite comparé les résultats avec ceux obtenus en utilisant les différents diamètres caractéristiques (Fig. 7.6). L'humidité totale est toujours lors de ces calculs fixée à 10%.

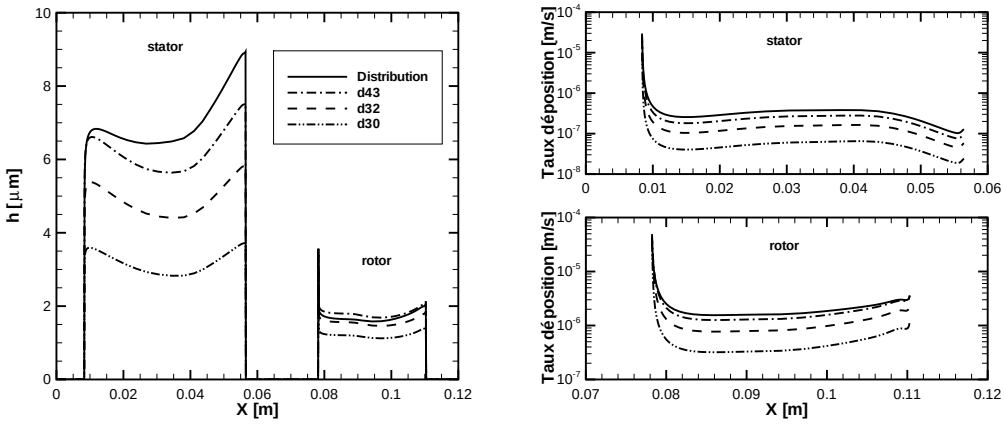


FIGURE 7.6 – Hauteur de film liquide sur le stator et le rotor à mi-hauteur de veine (gauche) ; Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator et le rotor à mi-hauteur de veine (droite)

d [μm]	Déposition par turbophorèse sur le stator	Déposition par inertie sur le stator	Déposition par turbophorèse sur le rotor	Déposition par inertie sur le rotor
distribution	0,10	0	0,70	1,62
d_{30}	0,02	0	0,18	0,67
d_{32}	0,04	0	0,38	1,19
d_{43}	0,08	0	0,61	1,62

TABLE 7.2 – Pourcentage du débit de la phase dispersée déposée sur les aubes

Il apparaît, sur la figure 7.6, que l'utilisation du diamètre d_{30}, qui est le diamètre fourni par notre modèle de condensation (cf. Eqn. 4.99), entraîne une sous estimation de la déposition et de la hauteur de film à mi-hauteur de veine par rapport aux résultats obtenus avec la distribution discrétisée. La meilleure adéquation est obtenue par l'utilisation du diamètre d_{43}. Ce résultat est confirmé si l'on compare les taux de déposition globaux par roue (cf. Table 7.2). Ainsi la déposition sur le stator est sous estimée de 20% avec le diamètre d_{43}, de 60% avec le diamètre d_{32} et de 80% avec le diamètre d_{30} par rapport à la déposition obtenue avec la distribution. Sur le rotor ces erreurs sont respectivement de 4%, 32% et 63%.

Ces résultats sont en accord avec les résultats présentés par Young *et al.* [1988]. En effet, afin d'obtenir la meilleure adéquation possible entre théorie et observations expérimentales, il était proposé, dans cet article, d'utiliser dans les évaluations théoriques des taux de déposition le diamètre caractéristique d_{43} plutôt que le diamètre d_{32} plus communément utilisé.

7.1.4 Influence de la pression

Nous avons ici réalisé trois calculs où l'écoulement gazeux a été modifié. La pression totale en entrée a été passée de 0,2 à 0,4 puis à 0,8 bars. La température totale en entrée a également été modifiée. Pour chaque calcul elle est égale à la température de saturation correspondant à la pression totale imposée. La pression de sortie a été adaptée afin de conserver un taux de détente de 4 dans les trois cas. La taille des gouttes est imposée à 0,5 μm et l'humidité totale à 10%.

L'influence de la pression est difficile à évaluer puisque de nombreux paramètres de l'écoulement sont affectés. Ainsi, lors de l'augmentation de la pression, le temps de

p [*bar*]	Déposition par turbophorèse sur le stator	Déposition par inertie sur le stator	Déposition par turbophorèse sur le rotor	Déposition par inertie sur le rotor
0,2	0,04	0	0,35	1,10
0,4	0,04	0	0,31	0,54
0,8	0,05	0	0,34	0,25

TABLE 7.3 – Pourcentage du débit de la phase dispersée déposée sur les aubes

relaxation inertiel adimensionné de la particule augmente (cf. courbes c et e de la figure 7.7). Les taux de déposition sont multipliés par environ 6 sur le stator et 4 sur le rotor (cf. courbes d et f de la figure 7.7) lorsque la pression totale en entrée est multipliée par quatre, passant de 0,2 à 0,8 bars. Lorsque la pression augmente le débit de mélange vapeur/gouttes traversant la turbine et le débit de liquide, fixé à 10% du débit total, augmentent également. Cela explique que bien que le terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion augmente avec la pression, il représente toujours la même fraction du débit de liquide. Le liquide déposé représente ainsi environ 0,04% du débit liquide sur le stator (0,04% à 0,2 et 0,4 bars et 0,05% à 0,8bars) et environ 0,3% sur le rotor (0,35% à 0,2 bars, 0,31% à 0,4 bars et 0,34% à 0,8 bars) (cf. Table 7.3).

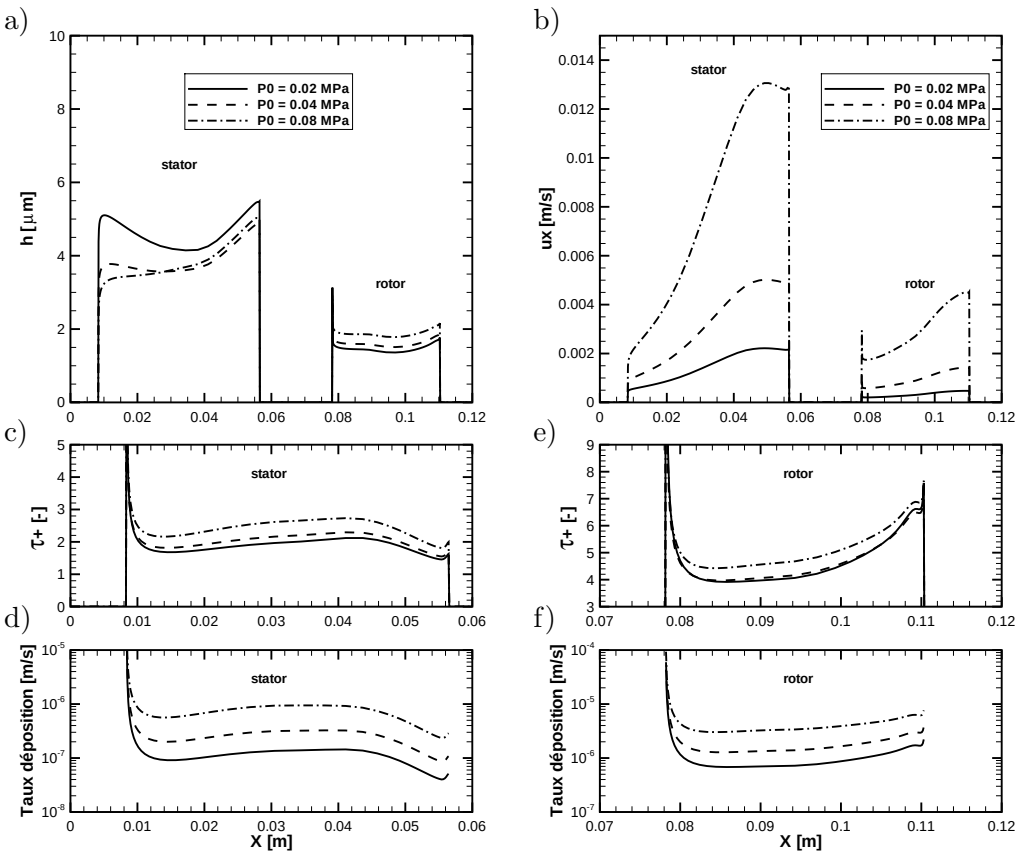


FIGURE 7.7 – Visualisations à mi-hauteur de veine : a) Hauteur de film ; b) Vitesse axiale du film liquide ; c) et e) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du stator (c) et du rotor (e) ; d) et f) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator (d) et sur le rotor (f)

La hauteur du film liquide est faiblement affectée par cette différence de déposition (cf. courbe a de la figure 7.7). Sur le stator l'augmentation de la masse volumique du mélange avec la pression entraîne une augmentation de la contrainte d'entraînement exercée par le gaz sur le film liquide. Sous cet effet la vitesse débitante du film liquide dans la direction axiale augmente significativement (cf. courbe b de la figure 7.7). Ainsi bien que la déposition sur le stator augmente avec la pression, l'épaisseur du film liquide reste, quant à elle, relativement stable.

7.1.5 Influence de la vitesse de frottement

Une des difficultés, dans le cas d'un calcul méridien, vient de l'estimation de la vitesse de frottement sur les aubes. Cette grandeur est, dans le modèle choisi, nécessaire à l'estimation de la déposition due à la turbophorèse et à la déposition. Il a été fait le choix d'utiliser une formulation explicite établie par Schlichting [1968] (Eqn. 2.15) pour une plaque plane lisse. On cherche ici à quantifier la déviation induite par une variation de 10% de la vitesse de frottement sur le modèle de déposition et donc sur l'écoulement du film liquide.

u_*	Déposition par turbophorèse sur le stator	Déposition par inertie sur le stator	Déposition par turbophorèse sur le rotor	Déposition par inertie sur le rotor
$u_{* \, ref}$	0,04	0	0,35	1,10
$1,1.u_{* \, ref}$	0,07	0	0,57	1,10
$0,9.u_{* \, ref}$	0,02	0	0,20	1,10

TABLE 7.4 – Pourcentage du débit de la phase dispersée déposée sur les aubes

Une variation de 10% de la valeur de la vitesse de frottement (cf. courbes a et b de la figure 7.8) entraîne une variation de 20% du temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes (cf. courbes d et f de la figure 7.8) et de 50% du taux de déposition de Zaichik (cf. courbes e et g de la figure 7.8). Ainsi la déposition due à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator passe de 0,04% du débit liquide dans le cas de référence à 0,07% (respectivement 0,02%) si l'on augmente (respectivement diminue) la vitesse de frottement de 10%. Cette modification de la déposition entraîne une différence sur les hauteurs de film de l'ordre de 25% sur le stator (cf. courbe c de la figure 7.8). Sur le

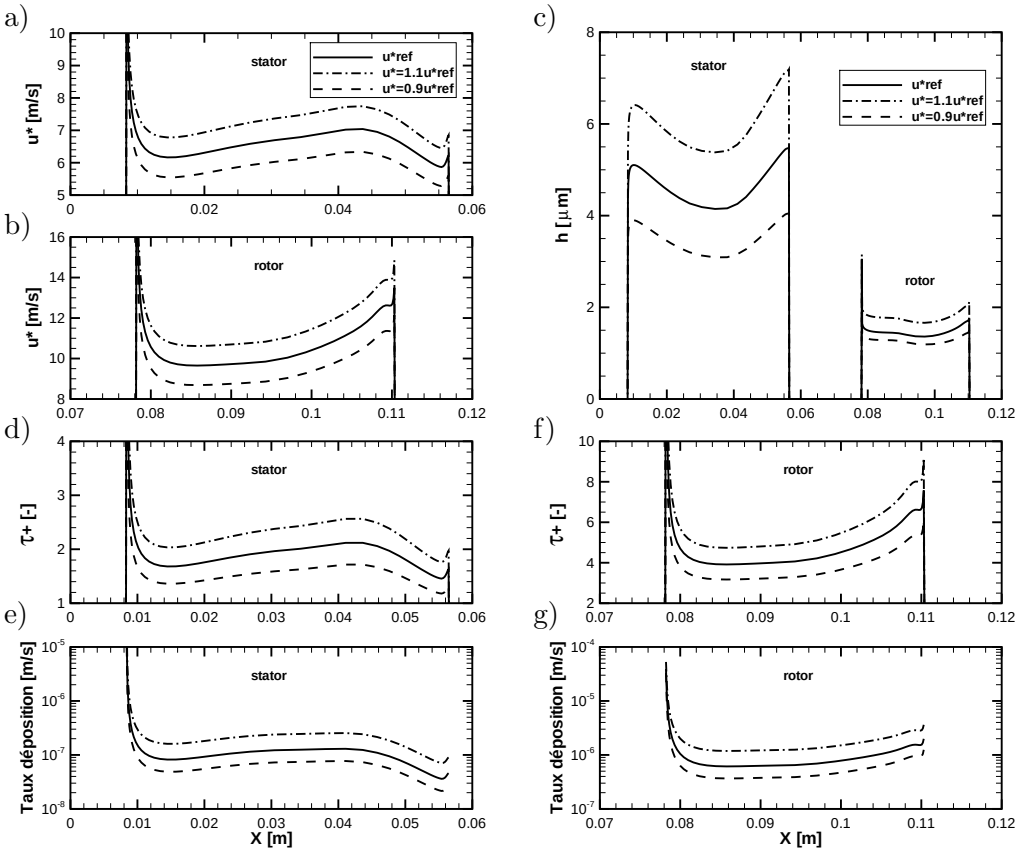


FIGURE 7.8 – Visualisations à mi-hauteur de veine : a) Vitesse de frottement calculée par la formulation de Schlichting sur le stator ; b) Vitesse de frottement calculée par la formulation de Schlichting sur le rotor ; c) Hauteur de film sur le stator et le rotor ; d) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du stator ; e) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator ; f) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du rotor ; g) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le rotor

rotor, la fraction de liquide déposée passe de 0,35% à 0,57% (respectivement à 0,20%) du débit liquide avec une augmentation (respectivement une diminution) de 10% de la vitesse de frottement.

Finalement il apparaît ici que la vitesse de frottement a une influence significative sur les taux de déposition et donc sur l'écoulement du film liquide. Pour obtenir une estimation précise de la valeur de la vitesse de frottement et donc de la déposition sur les aubes il faudrait envisager des calculs 3D sur les aubes afin d'alimenter le code méridien.

7.1.6 Influence de la correction de gaz raréfié

L'influence de l'expression du nombre de Knudsen sur le taux de déposition est rarement évoquée dans la littérature. Cependant, étant donnée la taille submicronique des gouttes considérées ici, il convient, pour calculer le temps de relaxation inertiel des gouttes, de prendre en compte les effets de gaz raréfié en utilisant un facteur de Cunningham (Eqn. 7.2.2.2). On trouve différentes expressions de ce facteur dans la littérature. Nous considérons ici les expressions présentées par Young & Yau [1988] et Alipchenkov *et al.* [2009] qui peuvent se mettre sous la forme suivante :

$$C_C = 1 + Kn\left[A_1 + A_2 \exp\left(-\frac{A_3}{Kn}\right)\right] \tag{7.2}$$

Young donne : $A_1 = 2,7$; $A_2 = 0$; $A_3 = 0$ et utilise pour expression du libre parcours moyen et du nombre de Knudsen les formulations suivantes :

$$Kn = \frac{\tilde{l}}{d} \quad ; \quad \tilde{l} = \frac{1,5\mu_g\sqrt{R_{H20}T_g}}{p} \tag{7.3}$$

Alipchenkov quant à lui utilise : $A_1 = 1,2$; $A_2 = 0,41$; $A_3 = 0,88$ et

$$Kn = \frac{2\tilde{l}}{d} \quad ; \quad \tilde{l} = \frac{\mu_g\sqrt{2\pi R_{H20}T_g}}{2p} \tag{7.4}$$

Les deux modèles présentés donnent une différence d'environ 15% sur le libre parcours moyen (cf. courbe a de la figure 7.9) et d'environ 10% sur la valeur du facteur de Cunningham (cf. courbe b de la figure 7.9) et par conséquent du temps de relaxation inertiel des gouttes (cf. courbes d et f de la figure 7.9). Finalement la différence obtenue sur les taux de déposition aussi bien sur le stator que sur le rotor (cf. courbes e et g de la figure 7.9) reste très faible. Le modèle de Young donne une hauteur de film sur le

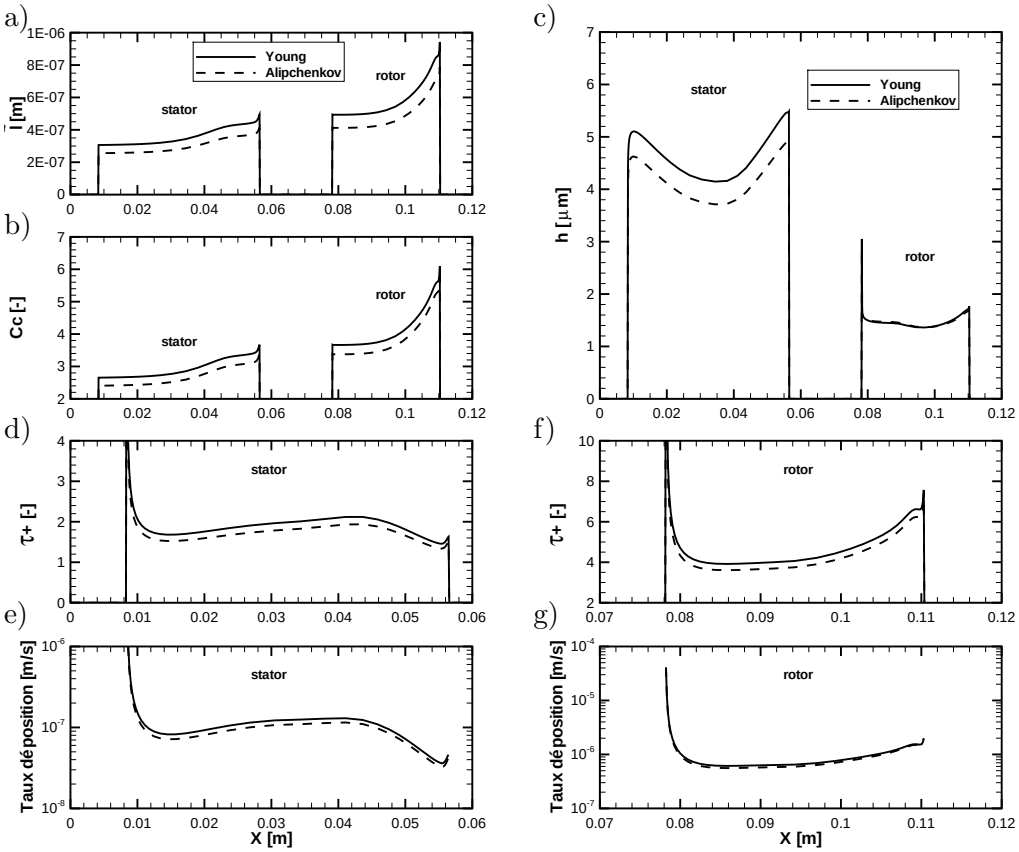


FIGURE 7.9 – Visualisations à mi-hauteur de veine : a) Libre parcours moyen ; b) Facteur de Cunningham ; c) Hauteur du film liquide ; d) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du stator ; e) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le stator ; f) Temps de relaxation inertiel adimensionné des gouttes à proximité du rotor ; g) Terme source de hauteur de film dû à la turbophorèse et à la diffusion sur le rotor

stator qui est de 10% supérieure à celle obtenue avec le modèle d'Alipchenkov.

Étant données les différences obtenues lors des études précédentes (notamment sur l'influence de la taille des gouttes ou de la valeur de la vitesse de frottement) on considére ici que ces deux modèles donnent des résultats similaires.

7.1.7 Conclusions

Ce premier cas test a permis d'étudier l'influence de différents paramètres sur le modèle de déposition et d'écoulement de film liquide.

Il est ainsi apparu que la taille des gouttes a une importance cruciale sur le taux

Modèle	Déposition par turbophorèse sur le stator	Déposition par inertie sur le stator	Déposition par turbophorèse sur le rotor	Déposition par inertie sur le rotor
Young	0,04	0	0,35	1,10
Alipchenkov	0,03	0	0,30	0,97

TABLE 7.5 – Pourcentage du débit de la phase dispersée déposée sur les aubes

de déposition. Dans ce cas particulier les temps de relaxation inertiels adimensionnés des gouttes sont de l'ordre de 1 à 10. Or, comme on peut le voir sur la figure 2.3, pour cette gamme de τ_+ l'évolution du taux de déposition en fonction de τ_+ est très rapide (le taux de déposition varie en $\tau_+^{2,5}$ d'après la formulation de Zaichik (Eqn. 5.2)).

Cet impact de la taille de goutte s'est également vérifié lors de l'étude des taux de déposition obtenus avec différents diamètres caractéristiques d'une distribution. Il est alors apparu que seul le diamètre caractéristique d_{43} permettait de retrouver des taux de déposition et donc des hauteurs de film liquide proches de ceux obtenus avec la distribution. L'utilisation de ce diamètre caractéristique entraînait une sous estimation de 4,5% de la déposition. Les diamètres caractéristiques d_{32} (de Sauter) et d_{30} (diamètre directement calculable à partir du modèle choisi pour traiter la nucléation et le grossissement des gouttes) sous estiment significativement les taux de déposition respectivement de 33% et 64%.

La valeur de la vitesse de frottement a également une forte influence sur le taux de déposition par turbophorèse et diffusion. En effet, une variation de 10% de cette grandeur entraîne une variation de 50% de la déposition. Cependant dans le cas du code méridien nous n'avons pas d'autre choix que d'utiliser une formulation explicite de cette grandeur.

Le choix de la correction des gaz raréfié a également une influence sur la déposition puisque les deux formulations (appelées de Young et d'Alipchenkov, cf. partie 7.1.6) présentées mènent à une différence de 12% sur la déposition globale dans l'étage considéré. Cependant au regard de l'influence de la vitesse de frottement ou de la taille des gouttes et de l'incertitude qui pèse sur ces grandeurs on considérera ici que les formulations de Young et d'Alipchenkov donnent des résultats équivalents.

L'influence de la pression sur la déposition ou la hauteur de film liquide est difficile

à quantifier puisqu'elle a une influence sur de nombreux paramètres. Il semble donc dangereux de tirer des conclusions générales quant à son influence. Certaines tendances se dégagent tout de même. Ainsi, lorsque la pression augmente le temps de relaxation inertiel de la goutte diminue, la déposition inertielle aura donc tendance également à diminuer. Le temps de relaxation inertiel adimensionné quant à lui augmente, et donc la déposition par turbophorèse et diffusion augmente avec la pression. La contrainte d'entraînement exercée par l'écoulement gazeux environnant sur le film liquide augmente également puisque la masse volumique du gaz augmente, cela aura tendance à affiner le film liquide et à augmenter sa vitesse dans la direction de l'écoulement gazeux.

7.2 Turbine à vapeur basse pression

On se propose, à travers ce cas test, d'étudier le comportement de nos modèles sur une géométrie réelle. Nous avons retenu, pour cette étude, les 8 premiers étages d'un corps de turbine basse pression de tranche de centrale nucléaire 1300MW. Les deux derniers étages n'ont pas été pris en compte pour simplifier la mise en donnée. En effet ces deux derniers étages possèdent des aubes vrillées ayant une géométrie fortement 3D. Or, nous ne disposons pas, sur ces aubes, des données géométriques nécessaires à l'alimentation du code Greenwich. Les huit premiers étages, quant à eux, présentent des aubes non vrillées générées à partir d'un seul profil. Par homothétie et modification du calage de ce profil on peut générer les 16 roues considérées.

Nous avons également été amené à modifier la géométrie du carter en aval du rotor 8. Avec la géométrie réelle une recirculation apparaissait en aval du rotor 8 à proximité du carter et atteignait la sortie du domaine ce qui nuisait à la convergence du calcul. Cette recirculation était due à l'angle trop important que faisait le carter par rapport à l'axe de la machine à ce niveau.

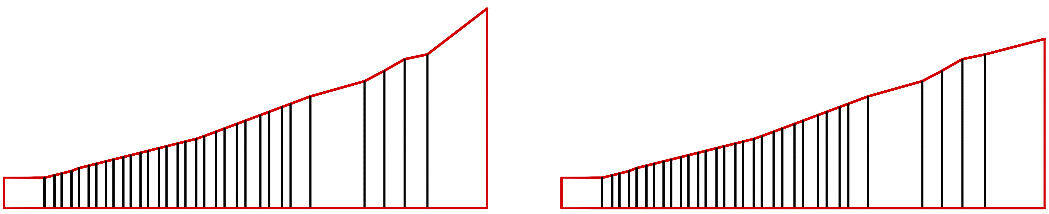


FIGURE 7.10 – Géométrie du domaine de calcul avant (à gauche) et après (à droite) modification du carter

Nous ne prenons en compte aucun des effets technologiques (jeux en pied et en tête d'aubes). Nous ne prenons pas non plus en compte le soutirage situé sur la géométrie

réelle entre les étages 7 et 8 puisque le code Greenwich ne le permet pas.

Les conditions aux limites sont choisies afin d'être représentatives du point de fonctionnement nominal. Ainsi, la pression statique imposée en entrée est de 10,468 bars et l'enthalpie totale est de 2,962 MJ/kg. En sortie la pression statique est imposée à 0,43 bar. En entrée la vapeur est surchauffée, il n'y a donc pas de présence de liquide, par conséquent la fraction massique de liquide et le nombre de gouttes sont nuls. La maillage utilisé comporte 3114×104 mailles.

7.2.1 Méthodologie utilisée

Le but est d'utiliser sur ce cas test l'ensemble des modèles développés et validés dans les chapitres précédents. Nous récapitulons ici les modèles choisis ou approximations réalisées.

- La phase gazeuse est décrite par les équations d'Euler, les effets visqueux ne sont pas pris en compte dans cette étude et on utilise une thermodynamique de gaz réel (IAPWS-IF97 [2007]). Pour plus de détails concernant le code Greenwich et le traitement de la phase gazeuse on pourra se reporter à la partie 3.1.
- La phase dispersée est décrite par deux équations de transport portant sur la fraction massique de liquide et sur le nombre de gouttes (cf. système 4.97).
- Le taux de nucléation utilise la correction de Kantrowitz, l'expression du rayon critique est fonction de l'écart de la pression de la vapeur à la pression de saturation (Eqn. 4.22) et le modèle de grossissement utilisé est celui de Young (cf. partie 4.2.3.2) avec pour choix des valeurs des constantes $\alpha = 5$ et $\beta = 2$. Il n'y a pas d'évaporation des gouttes créées même si localement les conditions thermodynamiques le permettent.
- La tension de surface est évaluée grâce à l'expression donnée par Young [1982] (Eqn. 4.91).
- Le nombre de Knudsen est, pour tous les modèles l'utilisant, calculée par la formulation présentée par Gyarmathy [1962] (Eqn. 4.5.6)
- On prend en compte la contribution de la turbophorèse et de la diffusion à la déposition grâce à l'utilisation du taux de déposition donné par Zaichik *et al.* [1995] (Eqn. 5.1 et 5.2).
- On prend en compte l'effet de la déposition inertielle sur le bord d'attaque qui est assimilé à un cylindre (partie 5.4).
- La vitesse de frottement est évaluée grâce à l'expression de Schlichting [1968] (Eqn. 2.15).

- Le film liquide est créé uniquement par déposition des gouttes présentes dans la vapeur.
- Le film liquide, considéré comme continu, est soumis à la force de cisaillement de l'écoulement de vapeur, à la force de frottement en paroi et aux effets de la rotation sur les rotors.
- Le film liquide reste attaché aux aubes jusqu'à ce qu'il atteigne une sortie, c'est à dire un bord (d'attaque, de fuite, ou tête de rotor) d'aube.
- La hauteur et les composantes de la vitesse du film liquide sont calculées en exprimant les équations de conservation de la masse d'eau et de quantité de mouvement moyennées sur l'épaisseur du film liquide (cf. partie 6.1.1).
- La force de cisaillement exercée par l'écoulement environnant utilise le facteur de frottement donné par Ihnatowicz & Mikielewicz [1979] (Eqn. 6.16).
- La force de frottement en paroi utilise l'expression du coefficient de frottement donné par l'équation 6.20 avec $k = 24$.
- L'arrachement du film liquide n'est pas pris en compte et on ne modélise pas l'humidité grossière. Il n'y a donc pas de contribution, dans les taux de déposition, de l'eau issue de l'arrachement des aubes amont.
- La déposition n'a pas d'effet sur la fraction de liquide ou le nombre de gouttes présentes dans l'écoulement. C'est à dire que ce phénomène n'apparaît pas comme un terme puit dans les équations portant sur la fraction massique de liquide ou portant sur le nombre de goutte.
- Le film liquide n'ajoute pas de frottement additionnel et n'a donc pas d'effet sur l'écoulement gazeux.

Le calcul réalisé est stationnaire. Dans un premier temps on fait converger un calcul portant sur l'écoulement de vapeur afin d'obtenir $(\rho_g; u_{xg}; u_{rg}; u_{\theta g}; E_g; y; n)$ dans notre domaine. Ce résultat nous permet de calculer un rayon caractéristique de goutte d_{30} (Eqn. 4.99). En utilisant la distribution de gouttes donnée par Young *et al.* [1988], et en considérant que cette forme de distribution est représentative de celle rencontrée dans notre turbine, on peut évaluer le diamètre d_{43} à partir du diamètre d_{30} (cf. Annexe A). On utilise alors le diamètre d_{43} ainsi que le nombre de gouttes pour alimenter le modèle de déposition qui permet d'évaluer les termes sources du modèle de film liquide.

7.2.2 Résultats obtenus

On constate sur la figure 7.11 une diminution de pression dans le corps de turbine. La vitesse axiale quant à elle augmente progressivement au fur et à mesure de la détente

et augmente brutalement dans les passages inter aubes (Fig. 7.12). Ce phénomène, exacerbé en pied des aubes, est dû au blocage des aubes. En effet une partie de la veine étant obstruée les passages inter-aubes se comportent comme des convergents qui entraînent, dans le cas subsonique, une augmentation de la vitesse axiale. La vitesse orthoradiale quant à elle augmente (en valeur absolue) dans les stators, dont le rôle est de transformer une partie de l'énergie potentielle de l'écoulement en énergie cinétique récupérable, avant de diminuer dans les rotors (Fig. 7.12). On retrouve donc qualitativement les champs attendus caractéristiques d'une détente en turbine.

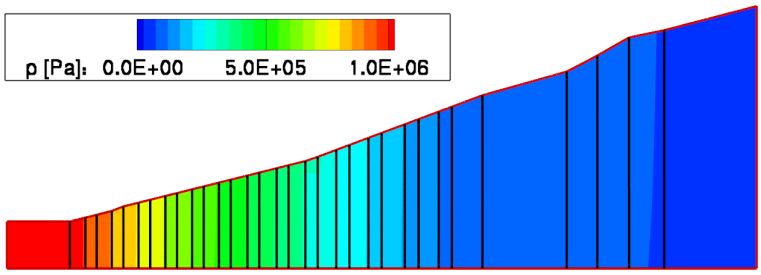


FIGURE 7.11 – Champ de pression dans la turbine

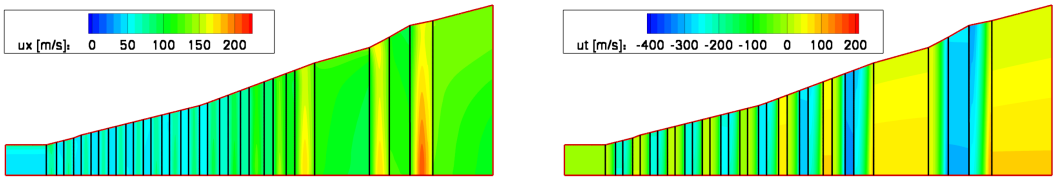


FIGURE 7.12 – Champ de vitesse axiale (à gauche) et orthoradiale (à droite) dans la turbine

Sur la figure 7.13 on présente les enthalpies totales moyennées en débit calculées sur des sections situées entre chaque roue. On observe que sur un étage l'enthalpie totale ne varie pas à la traversée des stators (puisqu'on réalise un calcul non visqueux), c'est à dire entre les deux premiers points de chaque étage et qu'elle chute dans les rotors (où l'énergie du fluide est prélevée), c'est à dire entre les deux derniers points de chaque étage. À partir de la chute d'enthalpie dans le rotor, on peut calculer la puissance fournie par chacun des étages de la turbine de la manière suivante :

$$Puissance = \Delta H_{tot\ mélange}.\dot{m}_{turbine} \tag{7.5}$$

où $\dot{m}_{turbine}$ est le débit massique de mélange vapeur/gouttes traversant la turbine.

Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 7.13.

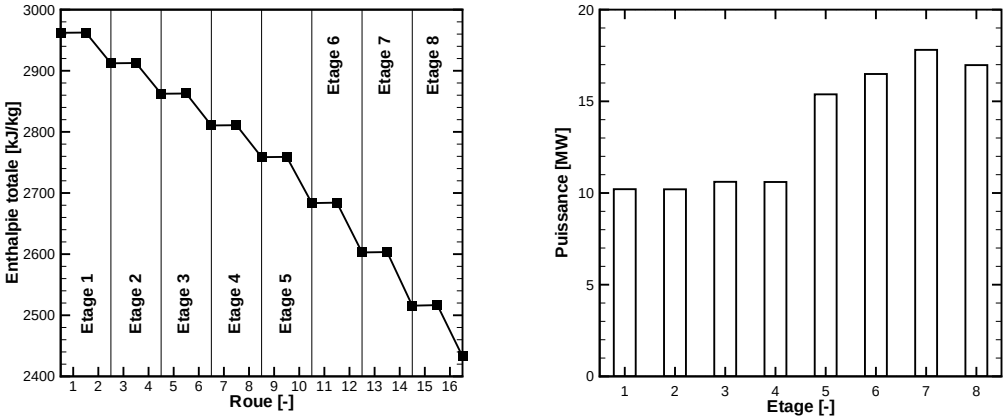


FIGURE 7.13 – Chute d'enthalpie totale moyennée en débit massique dans la turbine (à gauche) ; Puissance calculée de chaque étage (à droite)

7.2.2.1 Condensation

La vapeur franchit la limite de saturation au niveau du rotor de l'étage 5 et le sous-refroidissement maximum est atteint dans le stator de l'étage 6 (Fig. 7.14). La vapeur est donc sous refroidie dans une partie du rotor 5 et dans le stator 6. En entrée de turbine la vapeur est surchauffée de 76,7 K pour atteindre un sous refroidissement d'environ -25 K dans le stator 6. C'est dans cette roue que se produit la nucléation et qu'apparaissent les gouttelettes. Les gouttes créées ont une taille critique d'environ 1,6 nm. Cependant on peut constater qu'en aval de cette roue le sous refroidissement ne redevient pas positif, on ne revient donc pas à l'équilibre juste en aval de la nucléation. À chaque passage dans une roue le sous refroidissement augmente (en valeur absolue) pour ensuite rediminuer en aval. Cela signifie que la détente est suffisament rapide dans les roues de la turbine pour permettre à la vapeur de s'écarter de l'équilibre thermodynamique. Même en présence de gouttes, la condensation à leur surface n'est pas suffisamment rapide pour compenser l'effet de la détente.

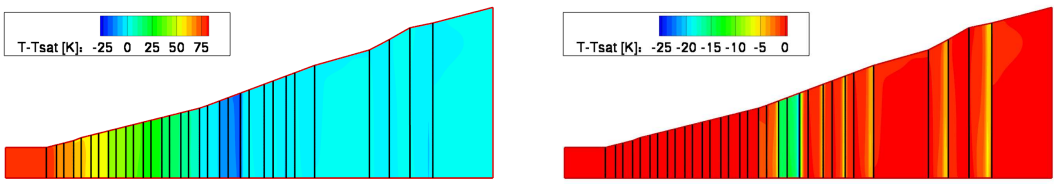


FIGURE 7.14 – Champ du sous-refroidissement de la phase gazeuse dans la turbine

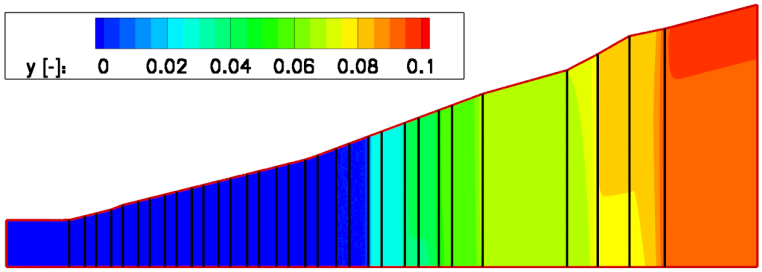


FIGURE 7.15 – Champ de fraction massique de liquide dans la turbine

La fraction massique de liquide augmente progressivement de l'étage 6 jusqu'en sortie de domaine. En sortie d'étage 8 l'humidité est de l'ordre de 9,5% (Fig. 7.15).

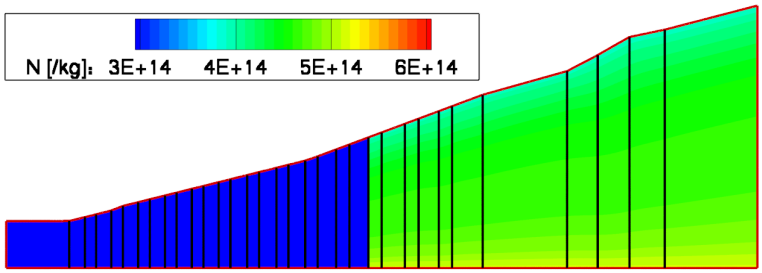


FIGURE 7.16 – Champ du nombre de gouttes par unité de masse de mélange

On constate également que le long d'une ligne de courant, une fois le choc de nucléation (situé dans le stator de l'étage 6) passé, le nombre de gouttes par unité de masse de mélange reste constant (Fig. 7.16). Il n'y a pas de nucléation secondaire dans les roues aval, le grossissement des gouttes existantes par condensation de vapeur à leur surface suffit à rétablir l'équilibre thermodynamique.

En post-traitant ces résultats on peut avoir accès à différents diamètres caractéristiques de la phase dispersée. Dans notre cas nous nous intéressons aux diamètres d_{30} et d_{43} (Fig. 7.17). En sortie de domaine on obtient des valeurs de 0,75 μm et de 1,15 μm pour d_{30} et d_{43}.

On extrait maintenant les profils radiaux de taille de goutte en quatre positions axiales représentées sur la figure 7.18 :

- Le plan 1 correspond à la sortie du stator 6.
- Le plan 2 correspond au milieu de l'entre fer entre les étages 6 et 7.
- Le plan 3 correspond au milieu de l'entre fer entre les étages 7 et 8.
- Le plan 4 correspond à la sortie du domaine.

On peut noter qu'en sortie de stator 6 (sur le plan 1), donc juste en aval du choc de

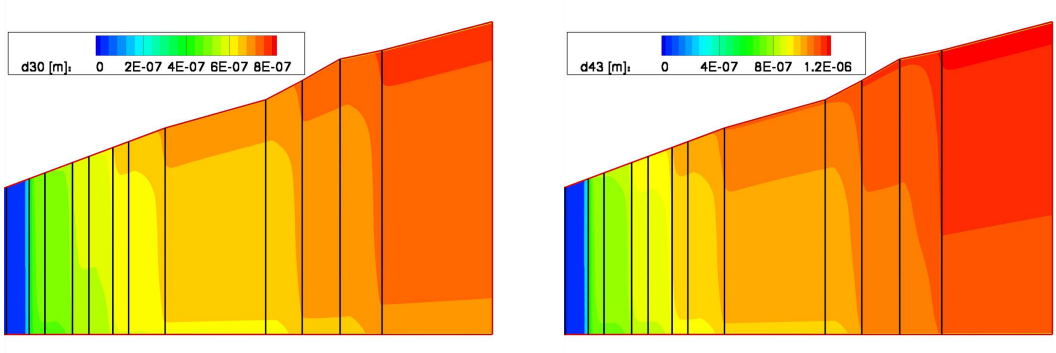


FIGURE 7.17 – Diamètres caractéristiques d_{30} et d_{43} des gouttes dans les étages 6 à 8 de la turbine

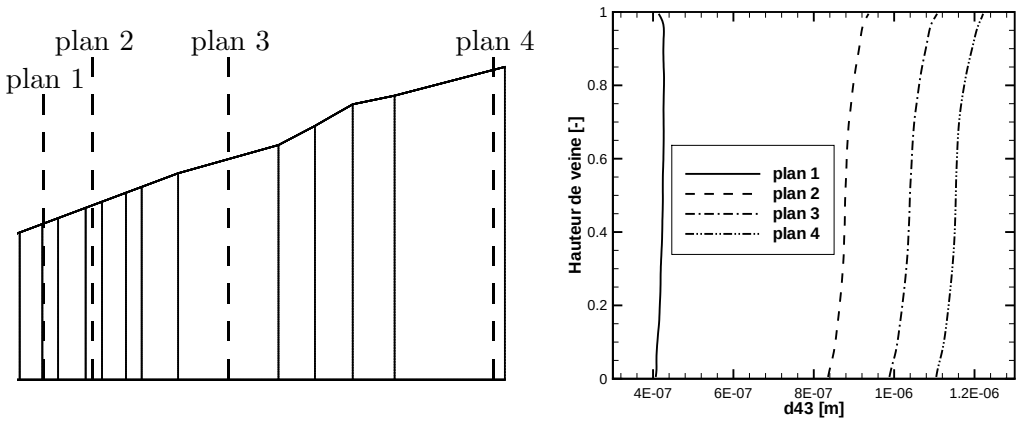


FIGURE 7.18 – Évolution radiale du diamètre des gouttes à différentes positions axiales

nucléation, le diamètre des gouttes est quasiment constant sur la hauteur de veine. Ceci s'explique par le fait que le sous refroidissement est quasiment constant sur la hauteur de veine, le taux de nucléation et le rayon des gouttes nucléées le sont donc également. Ce profil constant est ensuite altéré en aval (plans 2 à 4) donc lors de la phase de grossissement des gouttes. Ainsi que ce soit en sortie d'étage 6, en sortie d'étage 7 ou en sortie d'étage 8 on retrouvera toujours une taille de goutte quasiment constante entre 20% et 80% de la hauteur de veine mais, sur ces trois profils, à proximité du moyeu la taille des gouttes décroît et elle augmente à proximité du carter.

7.2.2.2 Déposition

On constate que la vitesse de frottement sur les aubes, calculée avec la formulation de Schlichting [1968] (Eqn. 2.15), varie de 5 à 10 m/s suivant les roues considérées (cf. Fig 7.19). Elle augmente au fur et à mesure de la détente puisque la vitesse du gaz augmente.

Les temps de relaxation inertiels adimensionnés τ_+ correspondant à des gouttes de diamètre d_{43} varient quant à eux, selon les roues considérées, d'environ 5 au niveau du rotor 6 jusqu'à environ 20 au niveau du rotor 8 (cf. Fig. 7.19). Cette augmentation est due aux augmentations combinées de la taille des goutte et de la vitesse de frottement, deux grandeurs qui apparaissent au carré dans l'expression de τ_+.

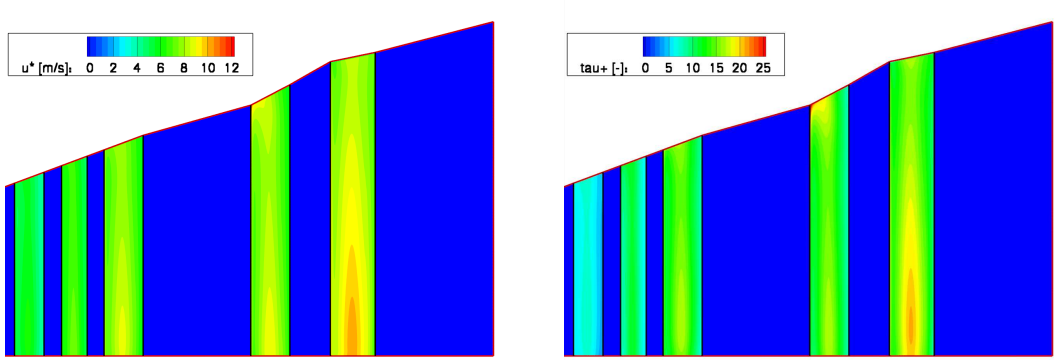


FIGURE 7.19 – Vitesse de frottement (à gauche) ; Temps de relaxation inertiel adimensionné (à droite)

Cette augmentation du temps de relaxation inertiel adimensionné entraîne une augmentation du taux de déposition adimensionné de Zaichik qui y est directement lié (Eqn. 5.2) comme on peut le voir sur la figure 7.20. Le terme source de hauteur de film, correspondant aux phénomènes de turbophorèse et de diffusion, atteint ainsi sur l'étage 8 des valeurs comprises entre 25 et 60 $\mu m/s$.

On reporte, dans les tableaux 7.6 et 7.7, les valeurs, intégrées sur la surface des aubes, des débits de déposition dus à la turbophorèse et à la diffusion d'une part et aux effets inertiels d'autre part.

D'après le tableau 7.6, on remarque que, quelle que soit la roue considérée, la déposition par turbophorèse est nettement supérieure à la déposition par inertie sur le bord d'attaque. Ainsi sur les stators et rotors de l'étage 8 la déposition par turbophorèse est sept fois plus importante que la déposition par inertie. Cette observation peut être attribuée à deux facteurs.

D'une part, les temps de relaxation inertiels adimensionnés des gouttes rencontrés

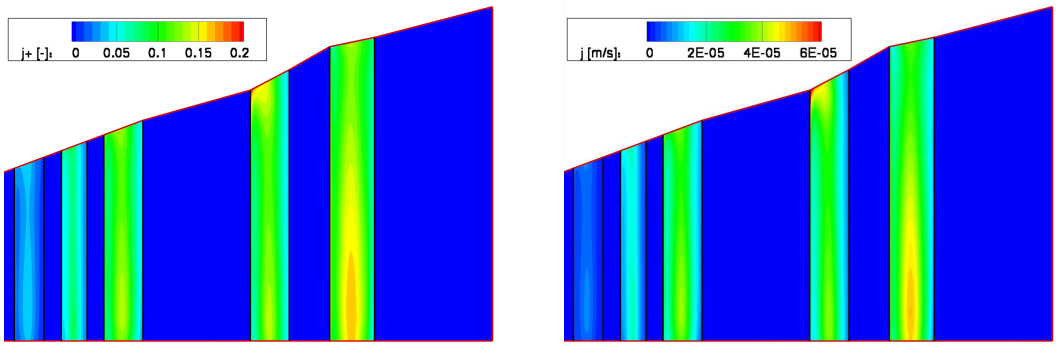


FIGURE 7.20 – Taux de déposition adimensionné de Zaichik (Eqn. 5.2) et terme source de hauteur de film liquide correspondant

Roue	Déposition par turbophorèse (kg/s)	Déposition par inertie sur les bords d'attaque (kg/s)
Stator 6	0,000	0,000
Rotor 6	0,023	0,000
Stator 7	0,087	0,009
Rotor 7	0,211	0,018
Stator 8	0,266	0,037
Rotor 8	0,400	0,056

TABLE 7.6 – Débit de déposition sur chaque roue (en kg/s)

en turbine basse pression (qui sont dans notre cas de l'ordre de 5 à 20) correspondent à des taux de déposition adimensionnés élevés (variant de 0,013 à 0,160). La valeur maximale que peut prendre le taux de déposition par la formulation de Zaichik étant 0,25. Cela explique la forte contribution du taux de déposition de Zaichik.

D'autre part, la faible déposition inertielle dans le cas de la turbine basse pression est à mettre en regard des faibles valeurs du nombre de Stokes défini de la manière suivante :

$$St = \frac{\tau \|\mathbf{u}_{g\ rel}\|}{2R_{LE}} \tag{7.6}$$

où $\|\mathbf{u}_{g\ rel}\|$ est la norme de la vitesse relative du gaz par rapport à l'aube.

Or, le facteur de collecte du cylindre, qui modélise le bord d'attaque des aubes, dépend de ce nombre de Stokes (cf. Fig. 5.8) et plus ce dernier est faible, plus la déposition sera faible. Sur la figure 7.21 on reporte le nombre de Stokes et la valeur du facteur de collecte η_C du bord d'attaque sur les deux derniers étages et demi de la géométrie considérée. Les valeurs du nombre de Stokes et du facteur de collecte, calculées au bord d'attaque, colorent l'aube sur toute sa longueur afin d'accentuer la lisibilité de la figure. On constate ainsi que le facteur de collecte du bord d'attaque du stator 8 varie de 1% en pied à 7% en tête alors que celui du rotor 8 est de l'ordre de 3 à 4% sur l'ensemble de la hauteur de l'aube. Ces valeurs, très faibles, expliquent la faible contribution de la déposition inertielle à la déposition totale.

Finalement on reporte, dans le tableau 7.7, le pourcentage de liquide présent dans la vapeur en entrée de roue déposé sur les aubes. On constate que le pourcentage d'eau déposé aussi bien par diffusion et turbophorèse que par inertie sur le bord d'attaque augmente au fur et à mesure que les gouttes grossissent. La valeur maximum de déposition est atteinte dans le rotor de l'étage 8 où 2,75% de la phase liquide dispersée est déposée.

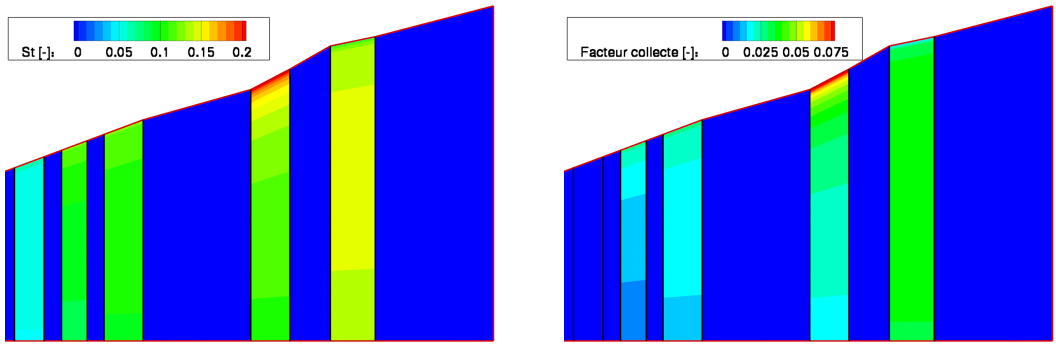


FIGURE 7.21 – Nombre de Stokes et facteur de collecte du bord d'attaque des aubes

7.2.2.3 Film liquide

Les taux de déposition présentés dans la partie précédente ainsi que les propriétés de l'écoulement gazeux environnant permettent de déterminer l'écoulement du film liquide sur les aubes modélisées par leur squelette (cf. partie 6.1.1).

La figure 7.22 présente la hauteur de film liquide sur les aubes. Cette hauteur de film est comprise dans les étages 7 et 8 entre 10 et 30 μm. Les lignes de courant, qui caractérisent l'écoulement du film liquide, montrent que sur les aubes des stators l'écoulement est quasiment axial et régi par l'écoulement gazeux environnant. Sur les

Roue	Déposition par turbophorèse (% débit liquide)	Déposition par inertie (% débit liquide)	Débit de liquide en entrée de roue (kg/s)
Stator 6	0,00	0,00	0,00
Rotor 6	0,41	0,00	5,60
Stator 7	1,03	0,11	8,52
Rotor 7	1,80	0,15	11,75
Stator 8	1,89	0,26	14,18
Rotor 8	2,41	0,34	16,62

TABLE 7.7 – Déposition sur chaque roue en pourcentage du débit de liquide en entrée de roue

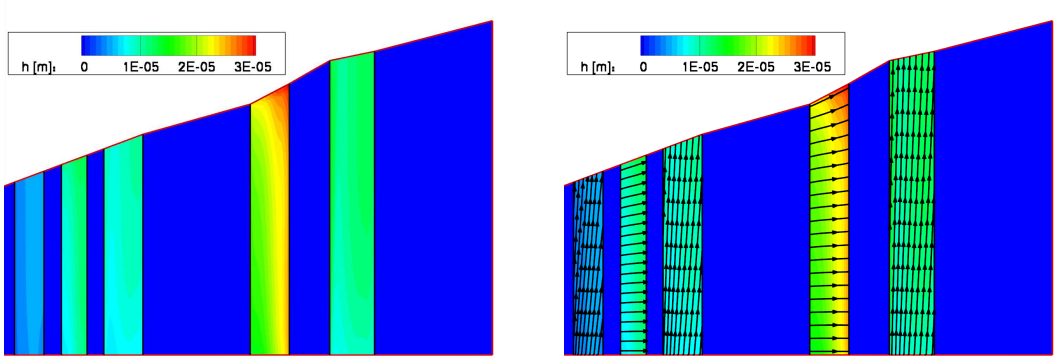


FIGURE 7.22 – Hauteur de film liquide sur les aubes des étages 6 à 8 et lignes de courant

aubes des rotors, les effets de la rotation sont prépondérants et les lignes de courant montrent que le film est centrifugé.

La figure 7.23 montre qu'il y a un ordre de grandeur de différence entre la vitesse axiale du film liquide (aussi bien sur les stators que sur les rotors) qui est comprise entre 0 et 0,1 m/s et la vitesse radiale sur les rotors qui peut aller jusqu'à 2 m/s sur le rotor 8. Le nombre de Reynolds associé à l'écoulement du film liquide, basé sur son épaisseur et sa vitesse, reste inférieur à 70 sur l'ensemble des aubes.

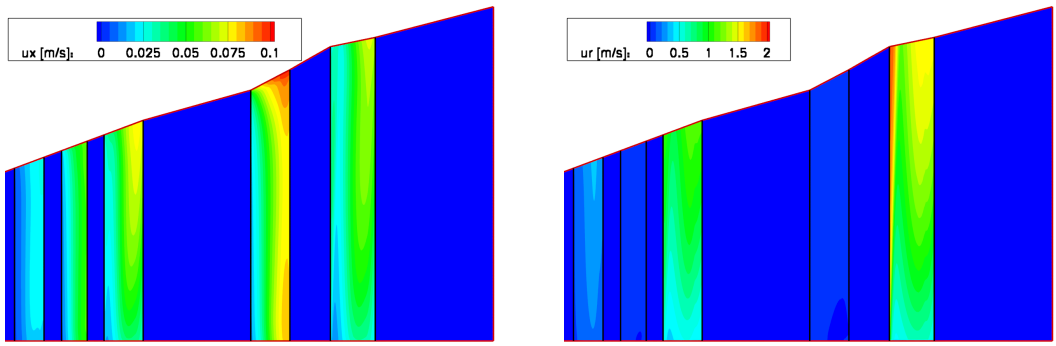


FIGURE 7.23 – Vitesses axiales et radiales du film liquide sur les aubes des étages 6 à 8

7.2.3 Pertes liées à l'humidité

Les différents types de pertes liés à la présence d'humidité ont été listés notamment par Gyarmathy [1962] et par Laali [1990]. On s'intéressera ici aux pertes suivantes :

- Les pertes thermodynamiques liées à la condensation hors équilibre de la vapeur sous refroidie.
- Les pertes par traînée liées à l'humidité fine.
- Les pertes par déposition des gouttes sur les aubes.
- Les pertes par centrifugation du film liquide.
- Les pertes par traînée liées à l'humidité grossière.
- Les pertes par impact des gouttes constituant l'humidité grossière sur les rotors.

Dans un premier temps nous allons nous attacher à expliciter les formulations de ces pertes à partir des grandeurs connues.

7.2.3.1 Pertes thermodynamiques

Le sous-refroidissement observé en turbine traduit l'évolution de la vapeur hors de l'équilibre thermodynamique. Ainsi la nucléation et le grossissement des gouttes sont des échanges de masse et d'énergie entre les deux phases qui se font hors de l'équilibre thermodynamique puisque la température des deux phases est différente. Ces échanges sont donc accompagnés d'une augmentation d'entropie propre aux transformations irréversibles. Afin de déterminer une expression pour ces pertes Kermani & Gerber [2003] considèrent trois zones :

- La première zone est la goutte à la surface de laquelle de la vapeur se condense.
- La deuxième zone est la couche de vapeur à proximité de la goutte qui va se condenser à sa surface pendant l'intervalle de temps δt considéré.

– La troisième zone correspond à la vapeur environnante.

La variation d'entropie pour le système complet constitué de ces trois zones s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta S_T = \Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_3 \tag{7.7}$$

Le système global constitué des zones 1 à 3 évolue hors de l'équilibre thermodynamique, cependant on considère que chacun des sous systèmes est à l'équilibre. Ainsi, sous cette hypothèse, les variations d'entropie, durant un intervalle de temps δt, des trois zones peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{cases} \Delta S_1 = \dfrac{\dot{Q}_l \delta t}{T_l} \\ \Delta S_2 = -\dfrac{\delta m_l (h_g - h_l)}{T_2} \\ \Delta S_3 = \dfrac{\dot{Q}_g \delta t}{T_g} \end{cases} \tag{7.8}$$

Dans ces formulations $\dot{Q}_l$ et $\dot{Q}_g$ sont les flux de chaleur respectivement vers la phase liquide et vers la phase gazeuse, δm_l est la masse de liquide qui se condense pendant le temps δt et T_2 est la température de la zone 2. Kermani & Gerber [2003] notent que pour T_2 la température du liquide ou du gaz peuvent être utilisées en première approximation. Il est fait le choix d'utiliser :

$$T_2 = T_l \tag{7.9}$$

La chaleur latente libérée par la condensation de la masse δm_l est libérée dans la vapeur environnante et dans la goutte, on a donc l'égalité suivante :

$$\delta m_l (h_g - h_l) = \dot{Q}_l \delta t + \dot{Q}_g \delta t \tag{7.10}$$

On obtient, avec (7.7), (7.8) et (7.10) :

$$\Delta S_T = (\delta m_l (h_g - h_l) - \dot{Q}_l \delta t) \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_l} \right) \tag{7.11}$$

En négligeant le flux de chaleur vers la goutte (approximation déjà réalisée pour établir le modèle de grossissement dans la partie 4.2.3.1), on obtient :

$$\Delta S_T = \delta m_l (h_g - h_l) \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_l} \right) \tag{7.12}$$

En sommant sur l'ensemble des cellules du maillage on obtient :

$$\mathcal{P}_{thermodynamique} = \sum_{i=1}^{N\ cellules} \delta \dot{m}_{li} (h_{gi} - h_{li}) \left(\frac{1}{T_{gi}} - \frac{1}{T_{li}} \right) \tag{7.13}$$

où $\delta \dot{m}_{li}$ est la masse d'eau condensée par unité de temps dans la cellule i. Pour nous cette quantité d'eau, ainsi que le sous-refroidissement, peuvent être obtenus directement à partir du calcul hors équilibre réalisé sur l'écoulement de vapeur. Nous pouvons donc à partir de nos résultats estimer facilement ces pertes.

Cette expression est similaire à celle donnée par Gyarmathy [1962], Laali [1990], ou Young [1982].

7.2.3.2 Pertes par traînée liées à l'humidité fine

Les pertes par traînée dues à l'humidité fine, par unité de masse de vapeur humide, s'expriment de la manière suivante (Gyarmathy [1962]) :

$$\mathcal{P}_{traînée\ humidité\ fine} = 4y \frac{\Delta u_{\theta g}^2}{4} \frac{4\pi^2 G_P}{4\pi^2 + G_P^2} \tag{7.14}$$

Avec :

$$G_P = \frac{\Delta x}{u_{xg} \tau} \tag{7.15}$$

Pour arriver à cette formulation Gyarmathy fait l'approximation que l'évolution axiale de la vitesse orthoradiale dans une turbine est sinusoïdale. Le terme $\Delta u_{\theta g}^2$ correspond à la différence entre le maximum et le minimum de cette sinusoïde soit deux fois son amplitude. Cette différence est évaluée dans notre cas entre la sortie du stator (où la déviation de l'écoulement est maximale) et la sortie du rotor (dans lequel l'écoulement est redressé). Δx correspond à la période de la sinusoïde donc à la dimension axiale de l'étage considéré. La contribution des fluctuations turbulentes est négligeable d'après Gyarmathy [1962]. Pour évaluer ces pertes dans le cas du code méridien on réalise une

moyenne sur l'étage de la manière suivante :

$$\mathcal{P}_{traînée\ humidité\ fine} = \Delta u_{\theta g}^2 \left\langle \frac{4\pi^2 y G_P}{4\pi^2 + G_P^2} \right\rangle_{étage} \tag{7.16}$$

Reste ensuite à multiplier par le débit massique pour obtenir les pertes par étage en joules.

7.2.3.3 Pertes par déposition

La formulation de ces pertes est basée sur l'hypothèse que la totalité de l'eau qui se dépose sur les aubes est centrifugée par les rotors et est ainsi rejetée vers le carter sans produire de travail dans les étages aval.

On considère donc que la totalité de l'humidité grossière créée par arrachement du film liquide sur le stator se redépose sur le rotor et que, sur ce dernier, le film liquide est centrifugé. Cette dernière hypothèse de centrifugation du film sur le rotor a bien été vérifiée sur le cas test des huit étages de turbine basse pression présenté précédemment (cf. partie 7.2.2.3). Il n'y a donc pas d'humidité grossière créée par arrachement du film liquide sur le rotor convectée vers les étages aval. Cette centrifugation de l'eau correspond à une diminution de débit pour les étages aval. Ainsi Laali [1990] propose la formulation suivante pour calculer ces pertes :

$$\mathcal{P}_{déposition} = P_{étage} \frac{\dot{m}_{déposé\ étages\ amonts}}{\dot{m}_{turbine}} \tag{7.17}$$

Dans cette équation :

- $P_{étage}$ est la puissance de l'étage considéré.
- $\dot{m}_{déposé\ étages\ amonts}$ est le débit de liquide déposé dans les étages amont et dans l'étage considéré.
- $\dot{m}_{turbine}$ est le débit de vapeur en entrée de turbine.

7.2.3.4 Pertes par centrifugation du film liquide

Ces pertes correspondent à la puissance nécessaire pour mettre en rotation l'eau déposée sur les rotors. Cette puissance est fournie par la roue mobile elle-même.

$$\mathcal{P}_{centrifugation} = 2N_{aubes} \int_{r_{pied}}^{r_{tête}} ((r_{tête}\Omega)^2 - (r\Omega)^2) \dot{m}_{déposition} dS \tag{7.18}$$

où :

- $\dot{m}_{déposition}$ est le flux massique de liquide déposé (en $kg/m^2/s$) sur une face de l'aube.
- $dS = (x_{bord\ de\ fuite} - x_{bord\ d'attaque}).dr$ est la surface de l'aube comprise entre les rayons r et $r + dr$.

Pour calculer ces pertes on prend en compte l'eau déposée sur le rotor, calculée grâce aux taux de déposition explicités dans le chapitre 5 et également l'eau déposée sur le stator amont. En effet nous avons considéré, dans la partie concernant les pertes par déposition, que l'ensemble de l'eau déposée sur le stator se redéposait sur le rotor aval, cette approximation est donc également réalisée pour le calcul des pertes par centrifugation.

7.2.3.5 Pertes par traînée liées à l'humidité grossière

On considère qu'au bord de fuite du stator, l'eau arrachée au film liquide a une vitesse nulle. Cette approximation peut se justifier par le fait que la vitesse du film liquide est très faible devant la vitesse du gaz environnant. L'eau arrachée au film liquide est mise en mouvement sous l'effet de l'écoulement gazeux environnant jusqu'à son impact sur le rotor aval. La mise en mouvement des gouttes d'eau, considérées comme seulement soumises à leur traînée, est régie par l'équation suivante :

$$\frac{\mathrm{d}\Delta u}{\mathrm{d}t} + \frac{\Delta u}{\tau} = 0 \tag{7.19}$$

avec : $\Delta u = u_l - u_g$ et τ le temps de relaxation inertiel. En considérant que la vitesse du gaz est indépendante du temps, et les conditions aux limites suivantes : $u_l(0) = 0$ et $u_l(\infty) = u_g$, on obtient :

$$\Delta u = -u_g \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \tag{7.20}$$

Il faut évaluer le temps de relaxation inertiel (et donc la taille) des gouttes arrachées au film liquide pour obtenir l'évolution temporelle de la différence de vitesse entre les deux phases.

Nous avons vu dans la partie 2.4.2 que l'on pouvait obtenir une taille maximale de goutte stable dans l'écoulement qui est associée à une valeur critique du nombre de Weber. Nous utiliserons la taille de goutte permettant d'obtenir un nombre de Weber de 20 (valeur communément utilisée dans la littérature comme valeur limite) pour évaluer un temps de relaxation caractéristique de l'humidité grossière. Le travail fourni à une

goutte par la vapeur s'écrit :

$$W_D = \int_0^{t^*} F_D \Delta u dt \tag{7.21}$$

où t^* est le temps mis par la goutte pour se déplacer du bord de fuite du stator au bord d'attaque du rotor aval et F_D est la force de traînée exercée par le gaz sur la goutte. Cette dernière peut s'exprimer de la manière suivante :

$$F_D = m_{goutte} \frac{\Delta u}{\tau} \tag{7.22}$$

où m_{goutte} est la masse de la goutte considérée. On a donc :

$$W_D = \frac{m_{goutte} u_g^2}{\tau} \int_0^{t^*} \exp\left(\frac{-2t}{\tau}\right) dt \tag{7.23}$$

Qui donne après intégration :

$$W_D = \frac{m_{goutte} u_g^2}{2} \left(1 - \exp\left(\frac{-2t^*}{\tau}\right)\right) \tag{7.24}$$

Pour pouvoir évaluer ces pertes il faut donc évaluer le temps mis par les gouttes pour parcourir la distance séparant le bord de fuite du stator et le bord d'attaque du rotor. La distance parcourue par une goutte pendant un temps t^* est obtenue par intégration de l'équation 7.20 en considérant u_g comme indépendant du temps :

$$D = u_g t^* + \tau u_g \left(\exp\left(\frac{-t^*}{\tau}\right) - 1\right) \tag{7.25}$$

Pour connaître t^*, il suffit de connaître la distance D parcourue par la goutte. Pour l'évaluer, on considère que la trajectoire suivie par la goutte est hélicoïdale (cf. Fig. 7.24) et que le pas de cette hélice est donné par :

$$P_h = \frac{2\pi r u_{xg}}{u_{\theta g}} \tag{7.26}$$

La distance axiale séparant le bord de fuite du stator et le bord d'attaque du rotor, l'entre fer, est connue, on la note X. On a alors :

$$D = \frac{2\pi X \sqrt{r^2 + \left(\frac{P_h}{2\pi}\right)^2}}{P_h} \tag{7.27}$$

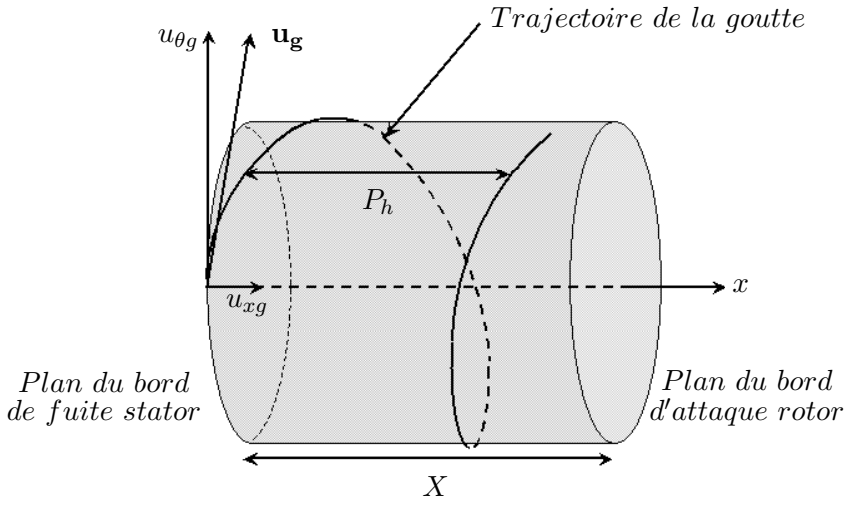


FIGURE 7.24 – Visualisation de la trajectoire d'une goutte arrachée au bord de fuite d'un stator

À partir de cette relation on peut calculer la distance parcourue par la particule (D), on peut ensuite en déduire le temps qu'elle met pour aller impacter le bord d'attaque du rotor (t^*) grâce à l'équation 7.25 et on peut donc évaluer le travail fourni par la vapeur à une goutte qui est donné par l'équation 7.24. Les pertes par traînée dues à l'humidité grossière sont ainsi obtenues en intégrant cette relation sur la hauteur de veine :

$$\mathcal{P}_{traînée\ humidité\ grossière} = \int_{r_{pied}}^{r_{tête}} \dot{n}_{coarse} W_D 2\pi r dr \tag{7.28}$$

où $\dot{n}_{coarse}$ est un flux (exprimé en nombre de gouttes par mètre carré par seconde) de gouttes issu de l'arrachement du film liquide au bord de fuite du stator.

7.2.3.6 Pertes par impact

Les gouttes constituant l'humidité grossière présentant un déficit de vitesse orthoradiale impactent les rotors sur les extrados et sont donc à l'origine d'un couple résistant. Ce phénomène est appelé pertes par impact. Dans le paragraphe précédent nous avons évalué le temps t^* mis par les gouttes pour traverser l'entre-fer entre un stator et un rotor aval. Nous pouvons d'après l'équation 7.20 évaluer la vitesse de la goutte lorsqu'elle impacte le rotor $(u_{\theta l}(t^*))$. Les pertes par impact sont alors données de la manière suivante :

$$\mathcal{P}_{impact} = \int_{r_{pied}}^{r_{tête}} \dot{n}_{coarse} m_{goutte} (u_{\theta l}(t^*) - r\Omega)^2 2\pi r dr \tag{7.29}$$

où $\dot{n}_{coarse}$ est un flux (exprimé en nombre de gouttes par mètre carré par seconde) de gouttes issu de l'arrachement du film liquide au bord de fuite du stator, et m_{goutte} est la masse d'une goutte.

7.2.3.7 Estimation des pertes

Les pertes thermodynamiques, par traînée due à l'humidité fine, par déposition et par centrifugation peuvent être directement calculées à partir des données issues des modèles de condensation, de déposition et de film liquide. Pour les pertes par traînée due à l'humidité grossière et par impact il nous faut évaluer la taille des gouttes créées par arrachement du film liquide et leur temps de relaxation inertiel. En déterminant la taille des gouttes, à partir du nombre de Weber critique, nous obtenons les résultats présentés sur la figure 7.25.

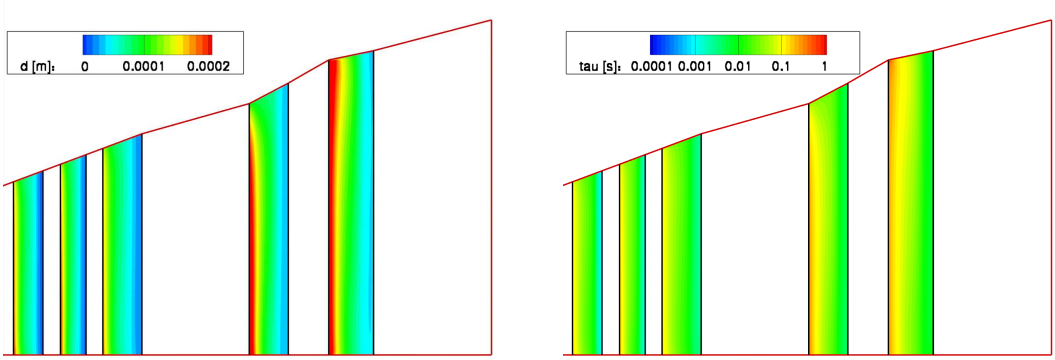


FIGURE 7.25 – Taille des gouttes constituant l'humidité grossière (à gauche) et temps de relaxation inertiel associé (à droite)

Les domaines qui sont ici intéressants sont les bords de fuite des stators 7 et 8, puisque l'humidité grossière qui y est arrachée va interagir avec le rotor aval. Il n'y a pas de déposition sur le stator 6, on ne le considère donc pas ici. Quant aux rotors, l'eau y est essentiellement centrifugée, on considère qu'il n'y a donc pas d'humidité grossière issue du bord de fuite du rotor qui va impacter le stator aval. Les gouttes arrachées en sortie de stator 7 ont une taille maximale de 18 μm et celles arrachées en sortie de stator 8 ont une taille maximale de 35 μm. Avec ces tailles de goutte on peut estimer les temps de relaxation inertiels associés et finalement évaluer les pertes par traînée due à l'humidité grossière et les pertes par impact.

Il apparaît finalement que dans les trois étages considérés les pertes prépondérantes sont les pertes appelées "thermodynamiques". Il était attendu de voir ce type de pertes prédominer dans l'étage 6 où se situe le choc de condensation. En effet dans cet étage le

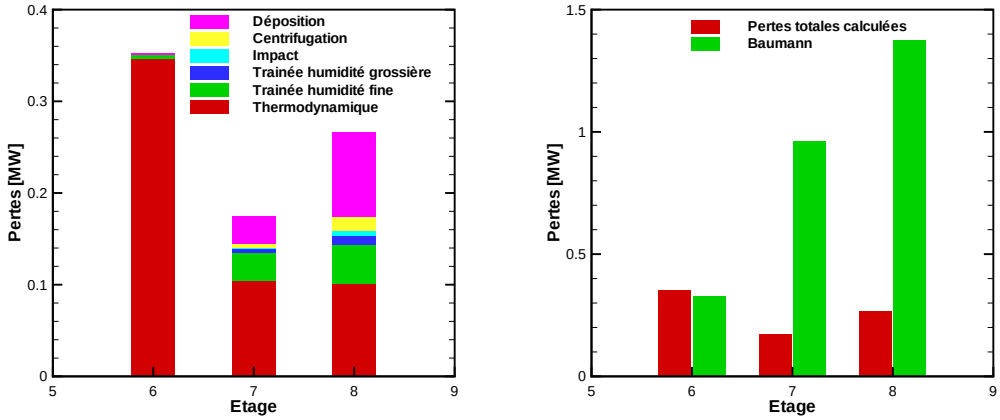


FIGURE 7.26 – Pertes dans les étages 6, 7 et 8 en MW

sous refroidissement est maximal (jusqu'à 25K) et une grande quantité d'eau est créée puisqu'en sortie de cet étage l'humidité est déjà de 4%. Cependant ces pertes ne sont pas négligeables dans les étages aval et restent d'importance supérieure ou comparable aux autres types de pertes. Cela peut s'expliquer par le fait que même en aval du choc de nucléation la vapeur n'évolue pas à l'équilibre thermodynamique. Ainsi on peut observer sur la figure 7.14 des sous refroidissements allant jusqu'à 5K dans les passages inter aube des étages 7 et 8.

Les autres types de pertes sont négligeables dans l'étage 6. En effet, les gouttes étant nucléées dans les passages inter aubes du stator 6, la déposition sur cette roue est négligeable. Les pertes par traînée dues à l'humidité grossière, issue de l'arrachement du film liquide, entre le stator 6 et le rotor 6 sont donc négligeables. De la même manière les pertes par impact sont également négligeables. Les pertes par traînée dues à l'humidité fine ne sont pas nulles mais étant donnée la faible taille des gouttes dans cet étage et donc leur faible inertie, ces pertes apparaissent comme très faibles devant les pertes thermodynamiques. Il en va de même des pertes par déposition puisque la déposition inertielle sur le rotor est nulle. Quant à la déposition par turbophorèse et diffusion elle est très faible (cf. Fig. 2.3). Si la déposition est très faible la quantité d'eau sur le rotor et donc les pertes par centrifugation sont également faibles.

Dans les étages 7 et 8, les sous refroidissements mis en jeu étant plus faibles les pertes thermodynamiques sont moins importantes que dans l'étage 6. Tous les autres types de pertes quant à eux augmentent dans ces étages. En effet, les gouttes grossissant au cours de la détente, les pertes par traînée dues à l'humidité fine augmentent. La déposition

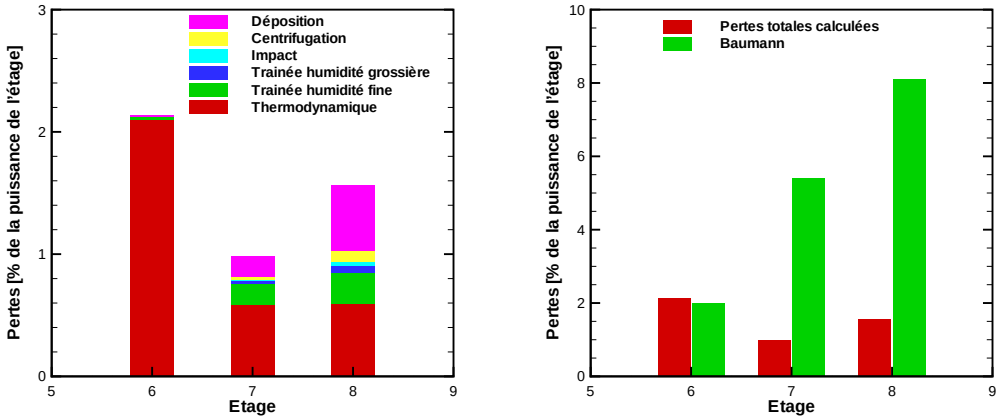


FIGURE 7.27 – Pertes dans les étages 6, 7 et 8 en pourcentage de la puissance de l'étage considéré

aussi bien due aux effets inertiels que due à la turbophorèse et à la diffusion augmente également avec la taille des gouttes. Ainsi les pertes par déposition et par centrifugation augmentent au cours de la détente. Si la déposition est plus importante sur les stators, le débit d'humidité grossière, créé par arrachement du film liquide, sera également plus important. Cette augmentation de débit, combinée à l'augmentation de la taille des gouttes constituant l'humidité grossière (cf. Fig. 7.25) entraîne une augmentation des pertes par traînée due à l'humidité grossière et également une augmentation des pertes par impact.

Finalement l'ensemble de ces pertes représente 2,14% de la puissance dans l'étage 6, 0,98% dans l'étage 7 et 1,57% dans l'étage 8. Ces valeurs sont, dans les étages 7 et 8 nettement inférieures à celles obtenues avec la règle de Baumann. Dans l'étage 6 par contre les pertes obtenues sont du même ordre que celles obtenues par la loi de Baumann.

On notera que les faibles pertes obtenues dans les étages juste en aval de l'étage où a lieu la nucléation sont en accord avec les résultats obtenus par Laali [1990] pour une turbine basse pression. Par contre les pertes obtenues dans l'étage 6 semblent faibles par rapport à celles estimées par Laali [1990]. On notera cependant que les turbines étudiées ne sont pas les mêmes, les résultats sont donc uniquement comparés qualitativement. Ces faibles pertes peuvent être dues à un maillage trop grossier. En effet, comme l'a montré Blondel *et al.* [2012], un maillage grossier a tendance à anticiper le choc de nucléation. La nucléation ayant lieu plus en amont, donc à des sous refroidissements plus faibles, on crée moins de gouttes mais qui sont donc plus grosses en sortie.

Le sous refroidissement étant sous estimé sur des maillages trop grossier, les pertes thermodynamiques qui y sont proportionnelles le sont donc également.

7.2.4 Conclusions

Dans cette partie nous avons présenté l'application à une géométrie réelle, de turbine à vapeur basse pression, des modèles présentés dans les parties précédentes. La méthodologie présentée nous a permis de réaliser un calcul méridien stationnaire prenant en compte l'écoulement de vapeur humide, considérée comme un mélange diphasique homogène, à travers huit étages de turbine. Les modèles développés permettent également la prise en compte de la déposition des gouttes constituant l'humidité fine par inertie (sur le bord d'attaque des aubes) et par turbophorèse et diffusion (sur l'ensemble de la surface des aubes). Cette déposition alimente un modèle de film liquide qui permet d'évaluer l'épaisseur et la vitesse du film ainsi créé.

Ce type de modélisation nous a permis de capter les principales caractéristiques de l'écoulement de la vapeur humide. L'humidité apparaît dans le sixième étage de la turbine et augmente dans les étages suivant pour atteindre 9,5% en sortie de domaine. Les gouttes, de taille submicronique, présentent un diamètre caractéristique d_{30} de 0,75 μm en sortie de domaine.

La déposition dans les étages est surtout due au terme de turbophorèse. Dans les étages 7 et 8 la contribution inertielle sur le bord d'attaque représente seulement de un septième à un dixième de la déposition totale suivant la roue considérée. La déposition totale de l'humdité fine représente 0,4% du débit de liquide traversant la turbine dans le rotor de l'étage 6. Cette fraction augmente dans les étages aval pour atteindre 2,75% dans le rotor de l'étage 8.

Le film liquide présente des épaisseurs inférieures à 30 μm. Sa cinématique dépend du type de roue considérée. Sur les stators, le mouvement du film liquide est régi par l'écoulement gazeux environnant. L'écoulement est donc essentiellement axial et les vitesses atteintes sont inférieures à 0,1 m/s. Sur les rotors, le film liquide est centrifugé. Les vitesses radiales atteintes sont d'un ordre de grandeur supérieures aux vitesses axiales et atteignent 2 m/s sur le rotor de l'étage 8.

Les données fournies par les modèles de condensation et de grossissement des gouttes, de déposition et de film liquide permettent d'évaluer les pertes liées à ces différents phénomènes physiques. Il apparaît ainsi que dans l'étage 6, dans lequel la condensation se produit, les pertes thermodynamiques sont prépondérantes puisque le sous refroidissement de la vapeur est important (de l'ordre de 25K). Dans les deux

étages aval ces pertes sont plus faibles puisque les sous refroidissement mis en jeu sont de l'ordre de 5K au maximum. Au fur et à mesure de l'augmentation de la taille des gouttes les pertes par traînée, déposition, centrifugation et impact augmentent. Dans l'étage 8 le cumul de ces quatre types de pertes représente 1,6 fois les pertes thermodynamiques. Dans l'étage 6 les pertes par humidité évaluées représentent 2,1% de la puissance de l'étage, cette valeur est comparable à celle donnée par l'application de la loi de Baumann. Dans les étages 7 et 8 les valeurs des pertes calculées, respectivement 1,0% et 1,6% de la puissance de l'étage, sont cinq fois plus faibles que celles données par la loi de Baumann.

Chapitre 8

Conclusions

Le but de cette thèse était l'implantation de modèles physiques adaptés pour décrire le comportement de la phase liquide dans un code méridien de manière à évaluer, par la suite, les pertes liées à chacun des phénomènes induits par la présence d'eau liquide dans les turbines à vapeur.

Pour atteindre cet objectif il nous a fallu lister et modéliser les principaux phénomènes physiques mis en jeu. La première partie de ce mémoire présente la phénoménologie de l'écoulement et la physique à prendre en compte :

- Formation de la phase liquide par condensation (homogène ou hétérogène).
- Déposition des gouttes formées à la surface des aubes.
- Mouvement du film liquide à la surface des aubes.
- Arrachement du film liquide et création de l'humidité grossière.
- Trajectoires de ces gouttes à travers les étages aval.

Pour des questions de temps nous nous sommes limités à la modélisation des trois premiers points énumérés ci-dessus.

La condensation hétérogène a été négligée à cause du manque de données concernant le nombre et le type d'impuretés présentes dans les turbines à vapeur. Nous ne prenons en compte, pour la création de la phase dispersée que la condensation homogène. La phase dispersée est traîtée de façon eulerienne grâce à deux équations de transport ajoutées aux équations d'Euler portant sur la phase gazeuse. Ces deux équations supplémentaires permettent d'avoir accès à la fraction massique et au nombre de gouttes présentes dans l'écoulement. Afin d'alimenter ces équations, nous avons utilisé un taux de nucléation issu de la théorie classique de la nucléation et affecté de la correction de Kantrowitz qui permet la prise en compte de l'aspect non-isotherme de la nucléation. Concernant le grossissement nous avons utilisé une loi issue des travaux de Young

[1982].

Ce modèle a été validé par rapport aux résultats expérimentaux de condensation en tuyère de Moore *et al.* [1973]. Une étude de convergence en maillage a permis de montrer que la bonne prise en compte de la nucléation nécessitait un maillage très fin. Si le maillage est trop grossier, on obtient la bonne humidité en sortie de tuyère mais la nucléation étant mal évaluée le nombre de gouttes, et donc leur taille, sont erronés. Ce cas test a permis, en outre, de réaliser une étude d'influence du modèle de grossissement de Young à la variation des constantes qu'il fait intervenir. Nous avons ainsi pu établir la valeur des constantes à choisir pour obtenir les résultats les plus proches des résultats expérimentaux. Nous avons également pu comparer les résultats à ceux obtenus en utilisant le modèle de grossissement de Gyarmathy. Il s'est avéré que les deux modèles donnent des résultats similaires (suivant le choix de constante qui est fait pour le modèle de Young).

Ce cas test a également permis de sélectionner l'expression de la tension de surface et l'expression du rayon critique des gouttes nucléées. En effet il est apparu que l'intégration de la relation de Clausius Clapeyron, réalisée en faisant l'hypothèse d'indépendance de la chaleur latente à la température, utilisée pour obtenir un rayon critique fonction du sous-refroidissement, mène à une erreur non négligeable sur les résultats obtenus en terme de taille de goutte. Il est donc préférable d'utiliser une expression du rayon critique fonction de l'écart de la pression à la pression de saturation. Ces études ont également montré que l'expression de la tension de surface donnée par Young [1982] permettait d'obtenir une taille de goutte en sortie de tuyère proche de celle observée expérimentalement.

Une comparaison des vitesses caractéristiques, dans un cas haute pression et dans un cas basse pression, des différents phénomènes physiques pouvant contribuer à la déposition a permis d'établir que l'influence de la gravité et de la thermophorèse pouvait être négligée alors que la diffusion et la turbophorèse devaient être prises en compte. Une étude bibliographique a montré que les effets inertiels, liés à la courbure des lignes de courant gazeuses à proximité des profils des aubes, sont également à prendre en compte.

La déposition par diffusion et turbophorèse est modélisée en utilisant un taux de déposition établi numériquement par Zaichik *et al.* [1995]. Le logiciel CFX dans sa version 12.1, validé sur le cas test de déposition dans une conduite annulaire coudée de Pui *et al.* [1987], a été utilisé pour évaluer la déposition inertielle sur une aube. Nous avons ainsi réalisé un calcul lagrangien, utilisant un coefficient de traînée altéré pour prendre

en compte les effets de gaz raréfié, sur une géométrie de grille d'aube. Ce calcul a montré qu'il n'y avait pas de déposition due aux effets inertiels sur les intrados et sur les extrados des aubes. Pour des gouttes de taille submicronique, correspondant à l'humidité fine dans les turbines à vapeur, seul le bord d'attaque est concerné par la déposition inertielle dans la géométrie de turbine basse pression considérée. Afin d'évaluer le taux de déposition sur le bord d'attaque nous l'avons modélisé par un cylindre. Le facteur de collecte d'un cylindre ne dépend que du nombre de Stokes des gouttes. Ainsi, le taux de déposition sur le bord d'attaque peut être estimé uniquement à partir du nombre de Stokes des gouttes. Cette méthode avait été proposée par Gyarmathy [1962].

Ces taux de déposition ont permis d'alimenter un modèle de film liquide basé sur celui développé par Foucart [1998] dans sa thèse. Nous avons ici adapté ce modèle à la formulation méridienne afin de pouvoir décrire l'écoulement du film liquide se formant sur les aubes. Cet écoulement est régi par les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, intégrées sur l'épaisseur du film. Ces équations donnent ainsi accès à la hauteur du film mais également à ses composantes de vitesse moyenne.

L'écoulement du film liquide est déterminé par le cisaillement de l'écoulement gazeux, le frottement sur l'aube et les effets de la rotation pour l'écoulement sur les aubes mobiles. Afin de valider les expressions des forces exercées par le gaz et la paroi nous avons comparé les résultats obtenus par notre modèle aux résultats expérimentaux obtenus à l'Université de Michigan par Hammitt *et al.* [1976]. Cette comparaison aux résultats expérimentaux nous a permis de sélectionner les coefficients de frottement interfaciaux paroi/liquide et liquide/gaz.

Nous avons, par la suite, réalisé différentes études de sensibilité des modèles de film liquide et de déposition sur un cas de turbine transsonique mono-étagée.

Nous avons ainsi pu noter la forte dépendance du modèle de déposition à la taille des gouttes. Cette dépendance pose le problème du choix du diamètre caractéristique à utiliser pour représenter au mieux la déposition d'une phase dispersée qui, dans la réalité, est constituée par des gouttes de tailles différentes. Il est apparu que le diamètre caractéristique d_{43} est celui qui représente le mieux les niveaux de déposition obtenus par l'utilisation d'une distribution représentative de celles rencontrées dans les turbines à vapeur.

Il est également apparu la forte dépendance des termes sources alimentant le modèle de film liquide, issus des taux de déposition, à la vitesse de frottement. Or, dans notre cas, nous avons été contraint d'utiliser une formulation explicite (proposée par Schlich-

ting [1968]) pour cette grandeur. L'incertitude qui règne sur les valeurs obtenues est un obstacle à la bonne estimation de la déposition.

Nous avons également réalisé une étude d'influence de ces modèles à la pression de fonctionnement de la machine. Il apparaît que lorsque la pression augmente, à taille de goutte constante, les temps de relaxation inertiels adimensionnés des gouttes augmentent également. Les taux de déposition liés à la turbophorèse et à la diffusion sont donc plus importants. Cependant, la contrainte exercée par le gaz environnant sur le film liquide est également plus importante puisque la masse volumique du gaz augmente, la vitesse débitante du film liquide est donc également plus importante. Finalement bien que la déposition soit plus importante en haute pression, les hauteurs de film liquide sur les aubes évoluent peu.

Le résultat notable de ce travail a été la démonstration de la faisabilité d'un calcul méridien, prenant en compte une partie des phénomènes inhérents à la présence de la phase liquide, sur huit étages d'un corps basse pression de turbine à vapeur. Nous avons ainsi pu obtenir sur une géométrie réelle une modélisation de la création de l'humidité, de sa déposition sur les aubes et de l'écoulement du film liquide créé ainsi qu'une estimation des différentes pertes liées à la présence d'eau dans la turbine.

Cependant, il est apparu, lors de ce travail, un manque de données pour valider les modèles dans des conditions proches de celles rencontrées en turbine à vapeur ou même, idéalement, dans des conditions et sur des configurations réelles. Ce manque est particulièrement criant lors du développement d'un code méridien. En effet, ce type de code repose sur des corrélations qui ne peuvent être établies que sur la base de données expérimentales, ou à défaut à partir de données numériques fines.

À la vue des résultats obtenus les plus grosses incertitudes de ce travail reposent essentiellement sur deux points.

Tout d'abord, pour bien capter la nucléation un maillage fin est nécessaire. Cette taille est intrinsèquement incompatible avec la philosophie d'une modélisation méridienne. Il s'agirait donc d'étudier plus en détail la relation entre maillage et tailles de gouttes obtenues à différents taux de détente et à différentes conditions thermodynamiques afin d'établir, si possible, des corrélations de correction.

D'autre part la valeur de la vitesse de frottement calculée pour estimer la déposition pose également problème. Seuls des calculs 3D permettraient d'avoir des valeurs précises de cette grandeur à la surface des aubes et d'améliorer l'estimation de la déposition.

Finalement, nous nous sommes focalisés ici sur la nucléation, la déposition de l'humi-

dité fine et l'écoulement de film liquide. Afin de compléter ce travail, une étude de l'atomisation du film liquide et du comportement de l'humidité grossière serait nécessaire.

ANNEXE A : Relation entre les diamètres caractéristiques d_{30} et d_{43}

Afin de déterminer le diamètre caractéristique d_{43} (nécessaire à l'évaluation de la déposition) à partir du diamètre caractéristique d_{30} (obtenu à partir du modèle eulerien permettant le traitement de la phase dispersée), nous avons utilisé la distribution donnée par Young *et al.* [1988]. Cette distribution de référence nous permet d'évaluer le rapport :

$$\left.\frac{d_{43}}{d_{30}}\right|_{Young} \tag{1}$$

Nous avons considéré que la distribution en taille des gouttes, adimensionnée par sa valeur maximale, dans la géométrie de turbine que l'on a utilisée est de la forme de celle présentée par Young *et al.* [1988]. Ainsi la fonction de distribution en nombre de goutte adimensionnée dans notre turbine peut toujours s'écrire, quelle que soit la position axiale considérée, de la manière suivante :

$$n(\alpha d) = n_{Young}(d) \quad \text{avec} \quad \alpha \in \Re^{*+} \tag{2}$$

Le support de cette fonction de distribution est $[0; \alpha\, d_{max\,Young}]$ où $[0; d_{max\,Young}]$ est le support de la distribution n_{Young} de référence. La figure 1 représente :

- La distribution normalisée fournie par Young *et al.* [1988], appelée distribution de référence.
- Une distribution à support réduit pour laquelle $\alpha = 0,5$.

ANNEXE A : Relation entre les diamètres caractéristiques d_{30} et d_{43}

– Une distribution à support étendu pour laquelle $\alpha = 1,5$.

On cherche ici à démontrer que pour toute fonction définie par la relation 2, on peut écrire :

$$\frac{d_{43}}{d_{30}} = \left.\frac{d_{43}}{d_{30}}\right|_{Young} \tag{3}$$

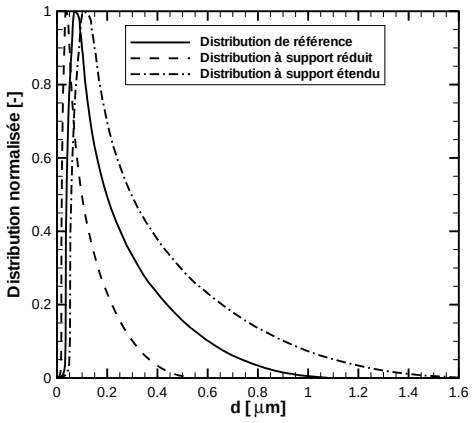


FIGURE 1 – Distribution normalisée de gouttes

Les diamètres caractéristiques sont définis de la manière suivante :

$$d_{ab} = \left(\frac{\int_0^{d_{max}} n(d) d^a \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max}} n(d) d^b \, \mathrm{d}d} \right)^{\frac{1}{a-b}} \tag{4}$$

Le terme de droite de 3 s'écrit :

$$\left.\frac{d_{43}}{d_{30}}\right|_{Young} = \left(\frac{\int_0^{d_{max\,Young}} n_{Young}(d) d^4 \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max\,Young}} n_{Young}(d) d^3 \, \mathrm{d}d} \right) \left(\frac{\int_0^{d_{max\,Young}} n_{Young}(d) d^0 \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max\,Young}} n_{Young}(d) d^3 \, \mathrm{d}d} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{5}$$

Le terme de gauche de 3 s'écrit :

$$\frac{d_{43}}{d_{30}} = \left(\frac{\int_0^{d_{max}} n(d) d^4 \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max}} n(d) d^3 \, \mathrm{d}d} \right) \left(\frac{\int_0^{d_{max}} n(d) d^0 \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max}} n(d) d^3 \, \mathrm{d}d} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{6}$$

En utilisant la relation 2, ce rapport des rayons peut s'écrire :

$$\frac{d_{43}}{d_{30}} = \left(\frac{\int_0^{d_{max}} n_{Young}(d/\alpha) d^4 \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max}} n_{Young}(d/\alpha) d^3 \, \mathrm{d}d} \right) \left(\frac{\int_0^{d_{max}} n_{Young}(d/\alpha) d^0 \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max}} n_{Young}(d/\alpha) d^3 \, \mathrm{d}d} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{7}$$

En effectuant le changement de variable :

$$d' = \frac{d}{\alpha} \tag{8}$$

On obtient :

$$\frac{d_{43}}{d_{30}} = \left(\frac{\int_0^{d_{max}/\alpha} n_{Young}(d') (\alpha \, d')^4 \, \alpha \, \mathrm{d}d'}{\int_0^{d_{max}/\alpha} n_{Young}(d') (\alpha \, d')^3 \, \alpha \, \mathrm{d}d'} \right) \left(\frac{\int_0^{d_{max}/\alpha} n_{Young}(d') (\alpha \, d')^0 \, \alpha \, \mathrm{d}d'}{\int_0^{d_{max}/\alpha} n_{Young}(d') (\alpha \, d')^3 \, \alpha \, \mathrm{d}d'} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{9}$$

En simplifiant par $\alpha^{\frac{16}{3}}$, on obtient :

$$\frac{d_{43}}{d_{30}} = \left(\frac{\int_0^{d_{max\,Young}} n_{Young}(d) d^4 \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max\,Young}} n_{Young}(d) d^3 \, \mathrm{d}d} \right) \left(\frac{\int_0^{d_{max\,Young}} n_{Young}(d) d^0 \, \mathrm{d}d}{\int_0^{d_{max\,Young}} n_{Young}(d) d^3 \, \mathrm{d}d} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{10}$$

On a finalement montré 3.

ANNEXE A : Relation entre les diamètres caractéristiques d_{30} et d_{43}

ANNEXE B : Schéma de VFRoe

On s'intéresse au problème de Cauchy associé à un système non linéaire de loi de conservation de la variable conservative $\mathbf{w} = (w_1, ..., w_p)^T$:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \mathbf{w}(\mathbf{x}, \mathbf{t})}{\partial t} + \displaystyle\sum_{k=1}^{d} \frac{\partial \mathbf{F_k}(\mathbf{w}(\mathbf{x}, t))}{\partial x_k} = 0 \\ \mathbf{w}(\mathbf{x}, 0) = \mathbf{w}_0(\mathbf{x}) \end{cases} \tag{11}$$

Dans ce système :

- d est la dimension d'espace.
- $\mathbf{F_k}$ est la fonction flux associée à la direction k d'espace.

Le domaine de calcul est décomposé en cellules de volume noté Ω_i. Si on intègre le système précédent sur une cellule on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\Omega_i} \mathbf{w}(\mathbf{x}, \mathbf{t})\mathrm{d}\mathbf{x}\right) + \int_{\partial\Omega_i} \sum_{k=1}^{d} \mathbf{F_k}(\mathbf{w}(\mathbf{x}, t))\nu_{i,k}\mathrm{d}\sigma = 0 \tag{12}$$

Dans cette équation, $\partial\Omega_i$ est le bord de la cellule i de volume Ω_i et $\boldsymbol{\nu}_i$ est la normale sortante. Le premier terme est approximé de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{\Omega_i} \mathbf{w}(\mathbf{x}, \mathbf{t})\mathrm{d}\mathbf{x}\right) = \Omega_i \frac{\partial \mathbf{w}_i(t)}{\partial t} \tag{13}$$

où :

$$\mathbf{w}_i(t) = \frac{1}{\Omega_i}\int_{\Omega_i} \mathbf{w}(\mathbf{x}, t)\mathrm{d}\mathbf{x} \tag{14}$$

Le second terme quant à lui :

$$\int_{\partial\Omega_i} \sum_{k=1}^{d} \mathbf{F_k}(\mathbf{w}(\mathbf{x},t))\nu_{i,k}\mathrm{d}\sigma = \sum_{j=1}^{V(i)} \int_{\Gamma_{ij}} \sum_{k=1}^{d} \mathbf{F_k}(\mathbf{w}(\mathbf{x},t))\nu_{i,k}\mathrm{d}\sigma \tag{15}$$

où $V(i)$ est le nombre de cellules voisines de la cellule i considérée. Γ_{ij} est la face séparant les cellules i et j. Il s'agit maintenant de définir le flux numérique, noté $\mathbf{F}^{num}$ permettant d'approximer $\int_{\Gamma_{ij}} \sum_{k=1}^{d} \mathbf{F_k}(\mathbf{w}(\mathbf{x},t))\nu_{i,k}\mathrm{d}\sigma$ de la manière suivante :

$$\int_{\Gamma_{ij}} \sum_{k=1}^{d} \mathbf{F_k}(\mathbf{w}(\mathbf{x},t))\nu_{i,k}\mathrm{d}\sigma = \Gamma_{ij} \sum_{k=1}^{d} \mathbf{F}_k^{num}(\mathbf{w}_i,\mathbf{w}_j)n_{ij,k} \tag{16}$$

où $\mathbf{n}_{ij}$ est la normale unitaire sortante à la face Γ_{ij}, elle est donnée par :

$$\mathbf{n}_{ij} = \frac{1}{\Gamma_{ij}} \int_{\Gamma_{ij}} \boldsymbol{\nu}_i \mathrm{d}\sigma \tag{17}$$

Tout l'enjeu du schéma numérique repose sur la valeur à donner à ce flux numérique $\mathbf{F}_k^{num}(\mathbf{w}_i,\mathbf{w}_j)$.

Le principe du schéma de VFRoe est de définir ce flux de la manière suivante :

$$\mathbf{F}_k^{num}(\mathbf{w}_i,\mathbf{w}_j) = \mathbf{F}_k(\mathbf{w}(\mathbf{y}_{ij}^*)) \tag{18}$$

où $\mathbf{y}_{ij}^*$ est la solution du problème de Riemann linéarisé.

Le schéma de VFRoe peut être utilisé en variables conservatives ou non conservatives. Nous présenterons, dans cette annexe, le schéma tel qu'il est utilisé dans le code méridien c'est à dire en variables non conservatives (s,u,p). Le but est ici de présenter ce schéma, pour simplifier les notations nous présenterons donc son application en une dimension d'espace.

Le système (11) peut s'écrire sous forme non conservative en limitant à une la dimension d'espace de la manière suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{w})}{\partial \mathbf{w}} \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial x} = 0 \tag{19}$$

En une dimension, on a :

$$\mathbf{w} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho E \\ \rho \psi \end{pmatrix} \quad ; \quad \mathbf{F}(\mathbf{w}) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (\rho E + p)u \\ \rho \psi u \end{pmatrix} \tag{20}$$

où ρ est la masse volumique, u est la vitesse, E est l'énergie interne totale et ψ une variable convectée qui peut représenter par exemple le nombre de gouttes. En réalisant le changement de variable $\mathbf{w} \rightarrow \mathbf{y}(\mathbf{w})$, on obtient le système suivant :

$$\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} + \mathcal{B}(\mathbf{y}) \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial x} = 0 \tag{21}$$

Où la matrice $\mathcal{B}(\mathbf{y})$ est donnée par :

$$\mathcal{B}(\mathbf{y}) = \left(\frac{\partial \mathbf{w}(\mathbf{y})}{\partial \mathbf{y}} \right)^{-1} \mathcal{A}(\mathbf{w}(\mathbf{y})) \frac{\partial \mathbf{w}(\mathbf{y})}{\partial \mathbf{y}} \tag{22}$$

On note $\mathcal{A}(\mathbf{w})$ la matrice jacobienne du flux.

$$\mathcal{A}(\mathbf{w}) = \left(\frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{w}(\mathbf{y}))}{\partial \mathbf{w}} \right) \tag{23}$$

On associe au système (21) sa forme linéarisée :

$$\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} + \mathcal{B}(\widehat{\mathbf{y}}(\mathbf{y}_i, \mathbf{y}_j)) \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial x} = 0 \tag{24}$$

munie de la condition initiale suivante :

$$\mathbf{y}(x, 0) = \begin{cases} \mathbf{y}_i = \mathbf{y}(\mathbf{w}_i), & x < 0 \\ \mathbf{y}_j = \mathbf{y}(\mathbf{w}_j), & x > 0 \end{cases} \tag{25}$$

Dans ce système $\widehat{\mathbf{y}}(\mathbf{y}_i, \mathbf{y}_j)$ correspond à un état moyen entre les états gauche et droit.

Le choix de la variable non conservative $\mathbf{y}$ détermine les propriétés du schéma. Le choix de la vitesse et de la pression s'impose afin de préserver les ondes de contact lors de la résolution du problème de Riemann linéarisé. Deux choix sont possibles pour

la première grandeur, le co-volume noté τ ou l'entropie notée s. Cependant le co-volume présente un inconvénient dans le domaine de la vapeur humide. Pour calculer le flux il est nécessaire de calculer l'énergie interne à partir du co-volume et de la pression. Or, dans le domaine de la vapeur humide, les isobares et les isochores sont quasiment parallèles dans le diagramme de Mollier. Le jeu de variables co-volume et pression devient donc peu précis pour déterminer l'enthalpie et donc l'énergie interne. Ce problème n'est pas rencontré en utilisant la pression et l'entropie notée s. On utilise donc ici le jeu de variables (s, u, p, ψ). Le système (24) s'écrit :

$$\left\{\begin{array}{rcl} \dfrac{\partial s}{\partial t} + \widehat{u}\dfrac{\partial s}{\partial x} & = & 0 \\ \dfrac{\partial u}{\partial t} + \widehat{u}\dfrac{\partial u}{\partial x} + \widehat{\tau(p,s)}\dfrac{\partial p}{\partial x} & = & 0 \\ \dfrac{\partial p}{\partial t} + \widehat{u}\dfrac{\partial p}{\partial x} + \widehat{\dfrac{c^2}{\tau}(p,s)}\dfrac{\partial u}{\partial x} & = & 0 \\ \dfrac{\partial \psi}{\partial t} + \widehat{u}\dfrac{\partial \psi}{\partial x} & = & 0 \end{array}\right. \tag{26}$$

où c est la vitesse du son. Ce qui revient à écrire :

$$\mathcal{B}(\widehat{\mathbf{y}}) = \begin{pmatrix} \widehat{u} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \widehat{u} & \widehat{\tau} & 0 \\ 0 & \widehat{\frac{c^2}{\tau}} & \widehat{u} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \widehat{u} \end{pmatrix} \tag{27}$$

Il reste à choisir la procédure de linéarisation. Contrairement au choix des variables non conservatives, ici il n'y a pas de raison qui milite en faveur d'un choix particulier. Nous utiliserons donc la formulation classique :

$$\begin{array}{c} \widehat{\tau(p,s)} = \tau(\overline{p},\overline{s}) = \overline{\tau} \\ \widehat{\dfrac{c^2}{\tau}(p,s)} = \dfrac{c^2(\overline{p},\overline{s})}{\tau(\overline{p},\overline{s})} = \dfrac{\overline{c^2}}{\overline{\tau}} \end{array} \tag{28}$$

où la notation "$\overline{\tau}$" représente la moyenne arithmétique entre les deux cellules i et j bordant la face considérée.

Il s'agit alors de résoudre le problème de Riemann linéarisé (Eqn. 24 et conditions intiales données par (25)) pour obtenir l'état $\mathbf{y}^*(\mathbf{w}_i, \mathbf{w}_j)$ et avoir accès au flux numérique

pour l'interface considérée.

Les valeurs propres et les vecteurs propres à droite ($\mathbf{r}_k$) et à gauche ($\mathbf{l}_k$) de $\mathcal{B}(\overline{\mathbf{y}})$ sont données par :

$$\lambda_1 = \overline{u} - \tilde{c}\ ;\ \lambda_2 = \overline{u}\ ;\ \lambda_3 = \overline{u}\ ;\ \lambda_4 = \overline{u} + \tilde{c} \tag{29}$$

$$\mathbf{r}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \overline{\tau} \\ -\tilde{c} \\ 0 \end{pmatrix}\ ;\ \mathbf{r}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}\ ;\ \mathbf{r}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}\ ;\ \mathbf{r}_4 = \begin{pmatrix} 0 \\ \overline{\tau} \\ \tilde{c} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{30}$$

$$\mathbf{l}_1 = \frac{1}{2\tilde{c}\overline{\tau}} \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{c} \\ -\overline{\tau} \\ 0 \end{pmatrix}\ ;\ \mathbf{l}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}\ ;\ \mathbf{l}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}\ ;\ \mathbf{l}_4 = \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{c} \\ \overline{\tau} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{31}$$

Où la vitesse du son $\tilde{c}$ est donnée par $\tilde{c} = \sqrt{\overline{c^2}}$.

Les variables caractéristiques α_k sont données par ${}^t\mathbf{l}_k[\mathbf{y}]_i^j$, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{1}{2\overline{\tau}}[u]_i^j - \frac{1}{2\tilde{c}}[p]_i^j \\ \alpha_2 &= [s]_i^j \\ \alpha_3 &= [\psi]_i^j \\ \alpha_4 &= \frac{1}{2\overline{\tau}}[u]_i^j + \frac{1}{2\tilde{c}}[p]_i^j \end{aligned} \tag{32}$$

L'état $\mathbf{y}^*$ est alors défini de la manière suivante :

$$\mathbf{y}^* = \begin{pmatrix} \mathbf{y}_i & ,si & \lambda_1 > 0 & ,ie & \overline{u} > \tilde{c} \\ \mathbf{y}_1 & ,si & \lambda_1 \leq 0\ et\ \lambda_2 > 0 & ,ie & 0 < \overline{u} \leq \tilde{c} \\ \mathbf{y}_2 & ,si & \lambda_2 \leq 0\ et\ \lambda_3 > 0 & ,ie & -\tilde{c} < \overline{u} \leq 0 \\ \mathbf{y}_j & ,si & \lambda_3 \leq 0 & ,ie & \overline{u} \leq -\tilde{c} \end{pmatrix} \tag{33}$$

Où :

$$\begin{aligned} \mathbf{y}_1 &= \mathbf{y}_i + \alpha_1 \mathbf{r}_1 \\ \mathbf{y}_2 &= \mathbf{y}_j + \alpha_4 \mathbf{r}_4 \end{aligned} \tag{34}$$

ANNEXE B : Schéma de VFRoe

Références

Alipchenkov, V., Nigmatulin, R., Soloviev, S., Stonik, O., Zaichik, L. & Zeigarnik, Y. (2004). A three-fluid model of two-phase dispersed-annular flow. *International journal of heat and mass transfer*. 91

Alipchenkov, V., Kiselev, A., Strizhov, V., Tsaun, S. & Zaichik, L. (2009). Advancement of modeling deposition and coagulation of aerosols in a nuclear reactor. *Nuclear engineering and design*. 71, 116

Bakhtar, F., Young, J., White, A. & Simpson, D. (2005). Classical nucleation theory and its application to condensing steam flow calculations. *Journal of mechanical engineering science*. 39, 40, 42, 43

Bardoux, F. (2000). *Modélisation des interactions instationnaires rotor-stator en turbomachine multi-étages*. Ph.D. thesis, École Centrale de Lyon. 28

Baumann, K. (1921). Some recent developments in large steam turbine practice. *Eng.*, **111**, 435. 2

Benson, G. & Shuttleworth, R. (1951). The surface energy of small nuclei. *J. Chem. Phys.*. 53

Blondel, F., Fendler, Y., Stanciu, M., Dorey, J.M., Lance, M., Leboeuf, F. & Léonard, O. (2012). Mixed 1D-2D-3D approaches for wet steam modelling in steam turbines. In *Baumann Centenary Conference*, BCC-2012-06. 139

Braem, S. (1997). *Contribution à l'étude de la condensation dans les turbines à vapeur - Approche bidimensionnelle*. Ph.D. thesis, Université de Paris 6. v, 5, 6, 31, 42, 44

Bremond, N. (2003). *Stabilité et atomisation des nappes liquides*. Ph.D. thesis, Université de Provence. 23

RÉFÉRENCES

Buffard, T., Gallouet, T. & Hérard, J.M. (2000). A sequel to a rough godunov scheme : application to real gases. *Computers and fluids*. 28

Cohen, L. & Hanratty, T. (1968). Effects of waves at a gas/liquid interface on turbulent air flow. *Journal of fluid mechanics*. 90

Collignan, B. (1993). *Contribution à l'étude de la condensation instationnaire en écoulement transsonique*. Ph.D. thesis, Université de Paris 6. 42

Crane, R. (1973). Deposition of fog drops on low pressure steam turbine blades. *International Journal of mechanical sciences*. 18, 79

Crane, R. (1982). Drop coalescence and deposition in turbulent wet steam pipe flows. *International journal of heat and fluid flow*. 7

Crane, R. (2004). Droplet deposition in steam turbines. *Proceedings of the Institution of Mechanical engineers part C : journal of Mechanical engineering science*. 15

Crane, R. & Heaton, A. (2005). Effects of wake chopping on droplet sizes in steam turbines. *Proceedings of the Institution of Mechanical engineers part C : journal of Mechanical engineering science*. 54

Day, I., Williams, J. & Freeman, C. (2005). Rain ingestion in axial flow compressors at part speed. In *ASME Turbo Expo 2005*. 22

El-Shobokshy, M. (1983). Experimental measurements of aerosol deposition to smooth and rough surfaces. *Atmospheric environment*. 9

Feder, J., Russel, K., Lothe, J. & Pound, G. (1966). Homogeneous nucleation and growth of droplets in vapours. *Adv. Physics*. 42

Ford, I. (2005). Statistical mechanics of nucleation : a review. *Proceedings of the institution of mechanical engineers,part C :Journal of mechanical engineering science*. 43

Fore, L., Beus, S. & Bauer, R. (1999). Interfacial friction in gas-liquid annular flow : analogies to full and transition roughness. *International journal of multiphase flow*. 91

Foucart, H. (1998). *Modélisation tridimensionnelle des films liquide pariétaux dans les moteurs à combustion interne*. Ph.D. thesis, Université de Rouen. 85, 86, 93, 145

FRIEDLANDER, S. & JOHNSTONE, H. (1957). Deposition of suspended particles from turbulent gas streams. *Industrial and engineering chemistry*. 9

GERBER, A. (2002). Two-phase eulerian/lagrangian model for nucleating steam flow. *Journal of fluids engineering*. 53, 54

GERBER, A. & KERMANI, M. (2004). A pressure based eulerian-eulerian multi-phase model for non-equilibrium condensation in transonic steam flow. *International journal of heat and mass transfer*. 57

GERBER, A. & MOUSAVI, A. (2007). Application of quadrature method of moments to the polydispersed droplet spectrum in transonic steam flows with primary and secondary nucleation. *Applied mathematical modelling*. 55

GUHA, A. (1997). A unified eulerian theory of turbulent deposition to smooth and rough surfaces. *Journal of aerosol science*. 12, 13, 68

GYARMATHY, G. (1962). *Grundlagen einer theorie der nassdampfturbine*. Ph.D. thesis, Juris-Verlag Zurich. 7, 16, 22, 47, 60, 65, 68, 72, 73, 79, 120, 130, 132, 145

GYARMATHY, G. (1976). Théorie de la condensation en cours de détente dans les turbines à vapeur. *Revue Franaise de mécanique*, **57**. 5

GYARMATHY, G. (1982). *The spherical droplet in gaseous carrier streams : review and synthesis, in Handbook of Chemistry and physics*. 62nd Edition, p. 99-279, McGraw-Hill, NY. 56

HAMMITT, F., HWANG, J. & KIM, W. (1976). Liquid film thickness measurements in University of Michigan wet steam tunnel. In *ASME Cavitation Forum*. v, vii, 18, 19, 100, 145

HAMMITT, F., KRZECZKOWSKI, S. & KRZYZANOWSKI, J. (1981). Liquid film and droplet stability consideration as applied to wet steam flow. *Forsch. Ing.-Wes.*. v, 19, 21

HAND, N. & SPEDDING, P. (1991). Gas-liquid co-current flow data in horizontal pipes at atmospheric pressure. Tech. Rep. CE/1/91, Queen's University of Belfast. 93

HILL, P. (1966). Condensation of water vapour during supersonic expansion in nozzles. *Journal of fluid mechanics*. 45

Hirt, C. & Nicholls, B. (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*. 85

Hong, M. (2003). *Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz*. Ph.D. thesis, Université de Grenoble. v, 23

IAPWS-IF97 (2007). Revised release on the IAPWS industrial formulation 1997 for the thermodynamic properties of water and steam. In *The International Association for the Properties of Water and Steam*. 28, 54, 56, 62, 63, 69, 106, 120

Ihnatowicz, E. & Mikielewicz, S.G.J. (1979). Experimental study of evaporation and breakdown of thin liquid films driven by shear stresses. *Transactions of the ASME*. 91, 121

Jameson, A., Schmidt, W. & Turkel, E. (1981). Numerical solution of the euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time stepping scheme. *AIAA*. 28

Jonas, O. (1995). Effects of steam chemistry on moisture nucleation. Tech. rep., EPRI Workshop on Moisture nucleation in steam turbine. 6

Jonas, O. & Rieger, N. (1994). Turbine steam, chemistry, and corrosion. Tech. Rep. TR-103738, EPRI. 5

Jouanguy, J. (2009). *Modélisation phénoménologique de pulverisation de sprays couplée à une approche LES pour la phase gazeuse*. Ph.D. thesis, Université de Rouen. 23

Kakouros, G. (1984). *Développement d'une méthode de calcul différentielle en vue de la détermination des écoulements secondaires dans les turbomachines*. Ph.D. thesis, École Centrale de Lyon. 87

Kantrowitz, A. (1951). Nucleation in very rapid vapour expansions. *The journal of chemical physics*. 42, 65

Kermani, M. & Gerber, A. (2003). A general formula for the evaluation of thermodynamic and aerodynamic losses in nucleating steam flow. *International journal of heat and mass transfer*, **46**. 51, 59, 65, 130, 131

Kim, W., Krzeczkoski, S. & Hammitt, F. (1976). Investigation of behavior of thin liquid films with co-current steam flow. In *Proceedings Two-phase flow and heat transfer symposium-workshop*. v, 20

Kirillov, I. & Yablonik, R. (1970). Fundamentals of the theory of turbines operating on wet steam. Tech. Rep. NASA TT F-611, Nasa Technical translation. 21

Knox, J. (1978). *Molecular thermodynamics*. John Wiley & Sons, Ltd. 33

Laali, A. (1990). A new approach for assessment of the wetness losses in steam turbines. Tech. Rep. HP-43/90.23, EDF. 130, 132, 133, 139

Lalo, M. (2006). *Atomisation d'un film liquide mince par action combinée des instabilités de Kelvin-Helmoltz et de Faraday. Application aux injecteurs aérodynamiques des turbomachines aéronautiques*. Ph.D. thesis, École nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace. 23

Lamanna, G. (2000). *On nucleation and droplet growth in condensing nozzle flows*. Ph.D. thesis, Eindhoven university of technology. 52

Lee, K. & Gieseke, J. (1994). Deposition of particles in turbulent pipe flows. *Aerosol science*. 9

Leyzerovich, A. (2005). *Wet-steam turbines for nuclear power plants*. Pennwell. 2

Lifshitz, E. & Pitaevskii, L. (1981). *Landau and Lifshitz : Course of theoretical physics, Volume 10, Physical Kinetics*. Pergamon Press. 68

Liu, B. & Agarwal, J. (1974). Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow. *Aerosol science*. 9

Liu, Z. & Reitz, D. (1997). An analysis of the distorsion and breakup mechanism of high speed liquid drops. *Int. J. multiphase flow*. 23

Luijten, C. (1998). *Nucleation and droplet growth at high pressure*. Ph.D. thesis, Eindhoven university of technology. 39, 52

Marchisio, D. & Fox, R. (2005). Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments. *Aerosol science*. 55

McGraw, R. (1997). Description of aerosol dynamics by the quadrature method of moments. *Aerosol science and technology*. 55

Miya, M., Woodmansee, D. & Hanratty, T. (1971). A model for roll waves in gas-liquid flow. *Chemical engineering science*. 91

Moore, M. & Sieverding, C. (1976). *Two-phase steam flow in turbines and separators*. Hemisphere. v, 2, 7, 8, 24, 42, 47

Moore, M., Walters, P., Crane, R. & Davidson, B. (1973). Predicting the fog-drop size in wet-steam turbines. In *Wet steam 4 institution of mechanical engineers*. 59, 64, 65, 144

Mousavi, A., Gerber, A. & Kermani, M. (2006). Representing polydispersed droplet behaviour in nucleating steam flow with the quadrature method of moments. In *2006 ASME joint US - European fluids engineering summer meeting*. 35, 55

Nerisson, P. (2009). *Modélisation du transfert des aérosols dans un local ventilé*. Ph.D. thesis, Université de Toulouse. 76

Ng, T., Lawrence, C. & Hewitt, G. (2004). Friction factors in stratified two-phase flows. *Trans. IchemE, Part A, Chemical engineering research and design*. 93

Postma, A. & Schwendiman, L. (1960). Studies in micrometrics : I. particle deposition in conduits as a source of error in aerosol sampling. Tech. Rep. HW-65308, Hanford Laboratory. 9

Pui, D., Romay-Novas, F. & Liu, B. (1987). Experimental study of particle deposition in bends of circular cross section. *Aerosol science and technology*. vii, 76, 77, 144

Puzyrewski, R. & Krol, T. (1976). Numerical analysis of Hertz-Knudsen model of condensation upon small droplets in water vapor. *Transactions of the institute of fluid flow machinery*. 44

Schiller, L. & Naumann, A. (1933). Über die grundlegenden berechungen bei der schwerkraftaufbereitung. *Vereines Deutscher Ingenieure*. 75

Schlichting, H. (1968). *Boundary Layer Theory*. Springer, Berlin, Germany. 15, 106, 114, 120, 126, 145

Schnerr, G. & Dohrmann, U. (1990). Transonic flow around airfoils with relaxation and energy supply by homogeneous condensation. *AIAA J.*. 52

Schrage, R. (1953). *A theoretical study of interphase mass transfer*. Columbia University Press, NY. 44

Sehmel, G. (1980). Particle and gas dry deposition : a review. *Atmospheric environment*. 9

Shimada, M., Okuyama, K. & Asai, M. (1993). Deposition of submicron aerosol particles in turbulent and transitional flow. *AIChE journal*. 9

Simon, J.F. (2007). *Contribution to throughflow modelling for axial flow turbomachines*. Ph.D. thesis, Université de Liège. 25, 27, 29, 87

Simpson, D. & White, A. (2005). Viscous and unsteady flow calculations of condensing steam in nozzles. *International journal of heat and fluid flow*. 51

Sippola, M. & Nazaroff, W. (2002). Particle deposition from turbulent flow : Review of published research and its applicability to ventilation ducts in commercial buildings. Tech. Rep. LBNL-51432, Lawrence Berkeley National Laboratory. v, 10, 11, 13, 14

Slater, S., Leeming, A. & Young, J. (2003). Particle deposition from two-dimensional turbulent gas flows. *International journal of multiphase flow*. 72, 80, 84

Spedding, P. & Hand, N. (1997). Prediction in stratified gas-liquid co-current flow in horizontal pipelines. *International journal of heat and mass transfer*. 91, 93

Stanton, D. (1995). *Modeling fuel film formation and wall interaction in diesel engines*. Ph.D. thesis, University of Wisconsin. 86

Stastny, M. & Sejna, M. (2008). Condensation of water steam with and without NaCl impurity in a nozzle. In *ICPWS XV*. 5

Strey, R., Wagner, P. & Viisanen, Y. (1994). The problem of measuring homogeneous nucleation rates and the molecular contents of nuclei : progress in the form of nucleation pulse experiments. *J. Phys. Chem.*. 52

Sturmayr, A. (2004). *Evolution of a 3D structured Navier-Stokes solver towards advanced turbomachinery applications*. Ph.D. thesis, Vrije Universiteit Brussel. 25

VanLeer, B. (1974). Towards the ultimate conservative difference scheme, II : monotonicity and conservation combined in a second order scheme. *Journal of computational physics*. 28

RÉFÉRENCES

VanLeer, B. (1977). Towards the ultimate conservative difference scheme, IV : a new approach to numerical convection. *Journal of computational physics*. 28

Volmer, M. & Weber, A. (1926). Keimbildung in ubersattigten gebilden. *Z. Phys. Chem.*. 36

Wallis, G. (1969). *One-Dimensional Two-Phase Flow*. McGraw-Hill, NY. 91

Wegener, P. (1969). *Nonequilibrium flows*. M. Dekker, NY. 33, 52, 53, 60

Wells, A. & Chamberlain, A. (1967). Transport of small particles to vertical surfaces. *British journal of applied physics*. 9

White, A. (2003). A comparison of modelling methods for polydispersed wet-steam flow. *International journal for numerical methods in engineering*, **21**. 55

White, A. & Hounslow, M. (2000). Modelling droplet size distributions in polydispersed wet steam flows. *International journal of heat and mass transfer*. 55

White, A. & Young, J. (1993). Time-marching method for the prediction of two-dimensional, unsteady flows of condensing steam. *Journal of propulsion and power*. 51

White, A. & Young, J. (2008). Transient calculations of nucleation and droplet growth for wet steam expansions. In *ICPWS XV*. 39, 40

Williams, G. & Lord, M. (1976). Measurements of coarse water distribution in the LP cylinders of operating steam turbines. *Proceedings of institution of mechanical engineers*. 18

Williams, J. & Young, J. (2007). Movement of deposited water on turbomachinery rotor blade surfaces. *Transactions of the ASME*. 21, 22, 85

Yau, K. (1986). *Fog droplet deposition and movement of coarse water in steam turbines*. Ph.D. thesis, University of Cambridge. 74, 83

Yau, K. & Young, J. (1987). The deposition of fog droplets on steam turbine blades by turbulent diffusion. *Journal of turbomachinery*. 14, 16, 54

Young, J. (1982). The spontaneous condensation of steam in supersonic nozzles. *Physico Chemical Hydrodynamics 3 (1)*. 43, 44, 45, 48, 49, 52, 64, 65, 120, 132, 143, 144

Young, J. (1995). The fundamental equations of gas-droplet multiphase flow. *International journal of multiphase flow*. 56

Young, J. & Leeming, A. (1997). A theory of particle deposition in turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 13

Young, J. & Yau, K. (1988). The inertial deposition of fog droplets on steam turbine blades. *Journal of turbomachinery*. 15, 73, 74, 79, 116

Young, J., Yau, K. & Walters, P. (1988). Fog droplet deposition and coarse water formation in low-pressure steam turbines : a combined experimental and theoretical analysis. *Journal of turbomachinery*. 18, 110, 111, 112, 121, 149

Zaichik, L., Nigmatulin, B. & Pershukov, V. (1995). Modelling of dynamics of aerosols in near-wall turbulent flows and particle deposition in pipes. In *Proceedings of the 2nd International Conference on Multiphase Flow*. 12, 71, 72, 120, 144

Zaichik, L., Drobyshevsky, N., Filippov, A., Mukin, R. & Strizhof, F. (2010). A diffusion-inertia model for predicting dispersion and deposition of low-inertia particles in turbulent flows. *International journal of heat and mass transfer*. 71, 76

Résumé : Lors de sa détente dans une turbine, la vapeur subit une chute d'enthalpie qui entraîne sa condensation spontanée sous forme d'un nuage de gouttelettes submicroniques. Ces gouttes vont se déposer sur les aubes aval et y former un film d'eau. Ce dernier est arraché sous l'effet de l'écoulement de vapeur environnant ce qui crée des gouttes de quelques dizaines de microns qui peuvent se redéposer sur les aubes aval. Ces phénomènes sont à l'origine de pertes, généralement regroupées sous le terme générique de "pertes par humidité", estimées grâce à la loi de Baumann. Le but de cette thèse est de mettre en place dans un code méridien des modèles permettant la prise en compte des phénomènes de condensation, de déposition et d'écoulement des films liquides afin de pouvoir estimer les pertes liées à chacun d'entre eux.

Dans cette optique un modèle diphasique homogène permettant d'avoir accès à la fraction massique de liquide et au nombre de gouttes est implanté dans le code méridien. Ce modèle est validé sur un cas test expérimental de détente en tuyère et alimente le modèle de déposition.

Les contributions de la diffusion, de la turbophorèse, de la thermophorèse, de la gravité et de l'inertie des gouttes à la déposition sont étudiées. Il apparaît nécessaire de prendre en compte la diffusion, la turbophorèse et la déposition inertielle sur les bords d'attaque des aubes.

Un modèle permettant d'avoir accès à l'épaisseur et à la vitesse d'un film liquide soumis au cisaillement d'un écoulement environnant, à la force de frottement sur la paroi et aux effets de la rotation est mis en place. Ce modèle est validé par rapport à des résultats expérimentaux d'écoulement de film liquide sur une plaque plane dans des conditions proches de celles rencontrées en turbine à vapeur basse pression.

Finalement, un calcul réalisé sur une géométrie réelle de turbine basse pression de 8 étages permet de démontrer l'applicabilité de la méthodologie mise en place sur un cas industriel. Les contributions des phénomènes étudiés aux pertes par humidité sont explicitées.
Mots clés : écoulement diphasique, turbine à vapeur, code méridien, condensation spontanée, déposition, film liquide, pertes par humidité

Abstract : During the expansion in a turbine, the enthalpy of the steam fall. This fall leads the steam to cross the saturation line and brings about its spontaneous condensation and the appearance of fog droplets. The deposition of these droplets on downstream blades lies at the root of the creation of a liquid film. This film is torn off by steam flow and creates coarse water. These big droplets can impact downstream blades. Each of these phenomena induces some losses which are generally grouped in the "wetness losses" estimated thanks to Baumann's rule. The aim of this work is to develop, in a throughflow code, some models which allow to take into account the condensation, deposition and liquid film flow and the losses linked to each of these phenomena.

An homogeneous two phases flow model is implemented in the throughflow code. Two transport equations on the mass fraction of liquid and on the droplets number are added to Euler's equations written for gas phase. This model is validated on an experimental test case of expansion in nozzle and feeds the model of deposition.

The influences of diffusion, turbophoresis, thermophoresis, gravity and of inertia of droplets on the deposition are studied. It appears to be necessary to take into account diffusion, turbophoresis and deposition due to inertia on the leading edges of blades.

A model which allows to evaluate the thickness and the velocity of a liquid film submitted to aerodynamic shear, friction on blades and rotational effects has been developed. This model is validated on experimental results of a liquid film flow on a flat plate in some conditions representatives of those encountered in low pressure steam turbines.

Finally a calculation realised on a real geometry of a 8-stages low pressure steam turbine has demonstrated that the methodology developed during this work can be used on an industrial test case. The contributions of the phenomena studied to wetness losses are evaluated.
Key words : two phases flow, steam turbine, throughflow code, spontaneous condensation, deposition, liquid film, wetness losses