AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

FACULTÉ DES SCIENCES

U.F.R. Sciences et Techniques de la Matière et des Procédés (S.T.M.P.)
Ecole Doctorale PROMEN (Procédés et Mécanique Energétique)
Département de Formation Mécanique Energétique

THESE

présentée pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE HENRI POINCARE, NANCY-I

Spécialité : MECANIQUE ET ENERGETIQUE

Par Guy HOYON

ETUDE THERMODYNAMIQUE DE L'ENCRASSEMENT DES ECHANGEURS DE CHALEUR APPLICATION A LA GEOMETRIE PLANE SIMULATION EXPERIMENTALE PAR DEPÔT DE GLACE

Soutenance publique prévue le 8 septembre 1997

Composition du jury

Président :	A. ZOULALIAN	Professeur, Université Henri Poincaré, Nancy I
Rapporteurs :	J. LEBRUN	Professeur, Université de Liège, Belgique
	P. ANDRE	Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour
Examinateurs :	M. FEIDT	Professeur, Université Henri Poincaré, Nancy I
	J.M. GRILLOT	Maître de conférences, G.R.E.Th., Grenoble

Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée
2, avenue de la Fôret de Haye 54516 Vandoeuvre -lès- Nancy Cédex

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (L.E.M.T.A.).

Je tiens à remercier ici très sincérement le Professeur M. FEIDT qui a, non seulement, dirigé cette recherche mais m'a aussi permis de travailler dans de bonnes conditions tant matérielles que relationnelles.

Je remercie Monsieur le Professeur A. ZOULALIAN de l'université H. Poincaré Nancy I, d'avoir bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury de cette thèse.

Je suis très heureux d'exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur P. ANDRE, de l'université de Pau et des Pays de l'Adour ainsi qu'à Monsieur le Professeur J. LEBRUN de l'université de Liège d'avoir jugé ce travail.

Je suis très sensible à l'intérêt que Monsieur J.M. GRILLOT, maître de conférences à l'I.N.P. de Grenoble et membre du G.R.E.Th. a témoigné pour ces travaux, en acceptant notamment de participer au Jury.

Je tiens aussi à associer le personnel technique du laboratoire, et en particulier Monsieur WOIMBEE pour son aide lors de la conception du nouveau montage ainsi que Monsieur VIDAL pour ses précieux conseils et la rapidité de ces interventions techniques.

Je remercie par ailleurs tous mes collègues de laboratoire pour leur amicale collaboration ainsi que pour leur bonne humeur.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE 8

PARTIE 1 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE 9

NOMENCLATURE : PARTIE BIBLIOGRAPHIQUE 10

INTRODUCTION 12

CHAPITRE 1 : DEFINITION ET REMEDES A L'ENCRASSEMENT 13

1.1. Concséquences de l'encrassement 13

1.2. Le phénomène d'encrassement 14
1.2.1. Mécanismes de l'encrassement 14
1.2.2. Les divers types d'évolution 15

1.3. Les facteurs influençant l'encrassement 16
1.3.1. Caractéristiques des fluides 16
1.3.2. Caractéristiques de l'échangeur 16

1.4. Solutions techniques de lutte contre l'encrassement 16
1.4.1. Surdimensionnement 16
1.4.2. Prévention de l'encrassement 17
1.4.2.1. Procédés mécaniques 17
1.4.2.2. Autres procédés 17

1.5. Conclusion partielle 17

1.6. Génération d'irréversibilité au sein des systèmes thermodynamiques 17
1.6.1. Expression de la création d'entropie lors du transfert thermique par convection 18
1.6.1.1. Expression locale du bilan d'entropie 18
1.6.1.2. Modification du bilan local d'entropie 21
1.6.2. Application à la création d'entropie d'un écoulement à l'intérieur d'un tube 21

1.7. Conclusion du chapitre 23

CHAPITRE 2 : MECANISMES DE FORMATION DE LA GLACE 24

2.1. Germination d'une nouvelle phase 24

2.2. Germination homogène 25
2.2.1. Analyse qualitative du phénomène 25
2.2.2. Modèle classique 25
2.2.3. Conception de vitesse de nucléation 26

2.3. Germination hétérogène et autres aspects des changements de phase 26

2.4. Conclusion du chapitre 28

CHAPITRE 3 : ETUDES PRECEDENTES RELATIVES A LA FORMATION DE GLACE EN ECOULEMENT FORCE 29

3.1. Problème de Stefan 29
3.1.1. Présentation du problème 29
3.1.2. Formulation mathématique du problème 29
3.1.3. Résolution du problème 30
3.1.4. Conclusion partielle 32

3.2. Equations régissant le phénomène étudié 32
3.2.1. Présentation du problème 33
3.2.2. Formulation mathématique du problème 33
3.2.2.1. Phase solide 33
3.2.2.2. Phase liquide 33
3.2.2.3. Bilan à l'interface 35
3.2.2.4. Conclusion partielle 35
3.2.3. Méthode de résolution du système 35
3.2.3.1. Adimensionnement 35
3.2.3.2. Transformation de Landau 35
3.2.4. Conclusion partielle 36

3.3. Synthèse des travaux précédents 37

3.4. Conclusion du chapitre 39

SYNTHESE DE L'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE 41

PARTIE 2 : ETUDE THEORIQUE 43

NOMENCLATURE : PARTIE THEORIQUE 44

INTRODUCTION 46

CHAPITRE 4 : MODELE MONODIMENSIONNEL LOCAL POUR LE DEMI-ECHANGEUR 47

4.1. Dégradations d'énergie dans les échangeurs à plaques 47
4.1.1. Le demi-échangeur 47
4.1.2. Etude des dégradations d'origine thermique 48
4.1.3. Etude des dégradations d'origine visqueuse 50

4.2. Introduction des paramètres adimensionnés 51

4.3. Adimensionnement des entropies créées 52
4.3.1. Adimensionnement par rapport à la puissance 53
4.3.2. Adimensionnement par rapport à l'état initial 53
4.3.3. Pourcentage d'entropie créée 53

4.4. Applications des résultats 54

4.5. Résultats et interprétations 54
4.5.1. Remarques générales 54
4.5.2. Analyse des entropies d'origine thermique 56

4.5.3. Analyse simultanée des entropies thermique et visqueuse 57

4.6. Conclusion du chapitre 57

CHAPITRE 5 : MODELE MONODIMENSIONNEL LOCAL POUR L'ECHANGEUR COMPLET 58

5.1. Etude des dégradations d'origine thermiques 58

5.2. Etude des dégradations d'origine visqueuse 61

5.3. Adimensionnement des entropies créées 61
5.3.1. Adimensionnement par rapport à la puissance 61
5.3.2. Adimensionnement par rapport à l'état initial 62
5.3.3. Pourcentage d'entropie créée 62

5.4. Applications des résultats 62
5.4.1. Cadre de l'application 62
5.4.2. Influence de K_{cd} sur K_e 63

5.5. Résultats 64
5.5.1. Comparaison entre le demi-échangeur et l'échangeur complet 64
5.5.2. Analyse de la superposition des entropies thermiques 67
5.5.2.1. Décomposition de l'entropie thermique 67
5.5.2.2. Influence de la valeur de $K_{cv,e}$ 68
5.5.2.3. Influence du type d'écoulement 69
5.5.3. Analyse de la superposition des entropies thermique et mécanique 72
5.5.3.1. Influence de l'adimensionnement 72
5.5.3.2. Influence du paramètre adimensionné 75
5.5.3.3. Influence du type d'écoulement 76
5.5.3.4. Influence du régime d'écoulement 77
5.5.4. Analyse de la superposition des pourcentages d'entropie créée 78
5.5.4.1. Influence du paramètre adimensionné 78
5.5.4.2. Influence du type d'écoulement 79
5.5.4.3. Influence du régime d'écoulement 80

5.6. Conclusion du chapitre 81

CHAPITRE 6 : MODELE GLOBAL POUR L'ECHANGEUR COMPLET 82

6.1. Etude des dégradation d'origine thermique 82

6.2. Etude des dégradations d'origine visqueuse 83
6.2.1. Approche linéaire 83
6.2.2. Approche exponentielle 85

6.3. Adimensionnement des entropies 87
6.3.1. Adimensionnement par rapport à l'état initial 87
6.3.2. Adimensionnement par rapport à la puissance 87

6.4. Application des résultats 88
6.4.1. Cadre de l'application 88
6.4.2. Profils des températures dans une configuration de base d'un échangeur à plaques 89

6.5. Résultats 90
6.5.1. Influence du paramètre T_{ce}/T_{fe} 90
6.5.2. Adimensionnement par rapport à l'état initial 92
6.5.2.1. Analyse des entropies adimensionnées par rapport à leur valeur initiale 92
6.5.2.2. Influence du type d'écoulement 93
6.5.2.3. Influence du régime d'écoulement 95
6.5.3. Adimensionnement par rapport à la puissance (côté froid) 98
6.5.3.1. Analyse des évolutions des entropies 98
6.5.3.2. Influence du type d'écoulement 100
6.5.3.3. Influence du régime d'écoulement 102
6.5.4. Conclusion partielle 104

6.6. Etude de cas industriels 104
6.6.1. Echangeur étudié 104
6.6.2. Configurations de fonctionnement étudiées 105
6.6.2.1. Cas de l'encrassement par dépôt de tartre 105
6.6.2.2. Cas de l'encrassement par un hydrocarbure 105
6.6.2.3. Cas de l'encrassement par des fumées (encrassement particulaire) 105
6.6.3. Résultats obtenus 106
6.6.3.1. Cas de l'encrassement par dépôt de tartre 106
6.6.3.2. Cas de l'encrassement par un hydrocarbure 108
6.6.3.3. Cas de l'encrassement par des fumées 110
6.6.4. Conclusion du paragraphe 111

6.7. Conclusion du chapitre 112

SYNTHESE DE L'ETUDE THEORIQUE 113

PARTIE 3 : ETUDE EXPERIMENTALE 114

NOMENCLATURE : PARTIE EXPERIMENTALE 115

INTRODUCTION 117

CHAPITRE 7 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX 118

7.1. Principe expérimental 118

7.2. Description des différents montages expérimentaux 118
7.2.1. Montage expérimental 1 118
7.2.1.1. Circuit eau 118
7.2.1.2. Circuit air 120
7.2.1.3. Veine d'échange 122
7.2.2. Montage expérimental 2 123
7.2.2.1. Problèmes rencontrés sur le montage expérimental 1 123
7.2.2.2. Modifications entreprises 123
7.2.2.3. Circuit fluide frigorigène 124
7.2.2.4. Remarques 125
7.2.3. Montage expérimental 3 125
7.2.3.1. But de ce nouveau dispositif 125
7.2.3.2. Configuration du montage 3 126

7.2.3.3. Mise en oeuvre du montage 3 127

7.3. Métrologie 127
7.3.1. Thermocouples 127
7.3.2. Capteur de pression différentiel 127
7.3.2.1. Caractéristiques du capteur 127
7.3.2.2. Principe de fonctionnement 128
7.3.2.3. Etalonnage du capteur 128
7.3.3. Mesure d'épaisseur 129
7.3.3.1. Caractéristiques de l'appareil 129
7.3.3.2. Principe du capteur 129
7.3.3.3. Etalonnage du capteur 130
7.3.4. Autres dispositifs 130

7.4. Conclusion du chapitre 131

CHAPITRE 8 : RESULTATS EXPERIMENTAUX 132

8.1. Résultats issus du montage 1 132
8.1.1. Procédure expérimentale 132
8.1.2. Expériences réalisées sur le montage 1 133
8.1.2.1. Reproductibilité des expériences 133
8.1.2.2. Observations qualitatives 135
8.1.3. Conclusion partielle 136

8.2. Résultats issus du montage 2 136
8.2.1. Procédure expérimentale 137
8.2.2. Plan d'expérimentation 137
8.2.3. Expériences réalisées 138
8.2.4. Exploitation paramétrique des expériences 139
8.2.4.1. Reproductibilité des expériences 140
8.2.4.2. Influence du niveau de température de la solution de friogel (Te,froid) 142
8.2.4.3. Influence du débit de solution de friogel (qv_{froid}) 144
8.2.4.4. Influence du débit d'eau (qv_{eau}) 146
8.2.4.5. Influence paramétrique à potentiel de puissance frigorifique constant 149

8.3. Conclusion du chapitre 151

CHAPITRE 9 : EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 152

9.1. Propagation du front de glace 152
9.1.1. Conditions d'obtention du profil de propagation 152
9.1.2. Résultats 153
9.1.3. Conclusion partielle 154

9.2. Analyse entropique 155
9.2.1. Analyse locale des dégradations d'énergie 155
9.2.1.1. Cadre de l'application entropique local 155
9.2.1.2. Exploitation d'une expérience 155
9.2.1.3. Conclusion partielle 157
9.2.2. Analyse globale des dégradations d'énergie 157
9.2.2.1. Cadre de l'application du critère entropique global 157

9.2.2.2. Exploitation d'une expérience 158
9.2.2.3. Conclusion partielle 160

9.3. Conclusion du chapitre 160

SYNTHESE DE L'ETUDE EXPERIMENTALE 161

CONCLUSION GENERALE - PERSPECTIVES 162

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 164

LISTE DES PUBLICATIONS 169

ANNEXES 170

ANNEXE 1 : CALCULS D'ERREURS

ANNEXE 2 : ETUDE DE DIVERSES CORRELATIONS POUR LES ECHANGEURS A PLAQUES

INTRODUCTION GENERALE

Le présente étude s'intéresse à la perte d'efficacité des échangeurs de chaleur à plaques. En effet, lors de leur fonctionnement, ces appareils dont le but est de transmettre un flux de chaleur d'un fluide à un autre se recouvrent progressivement de matières indésirables qui provoquent alors la perte d'efficacité mentionnée plus haut. Ceci se produit par l'altération de la surface d'échange.

Ce phénomène d'encrassement est complexe et a une incidence économique certaine. Une étude menée en 1992 par CHAUDAGNE et GOYHNETCHE [1] évalue à près de 10 milliards de francs les dépenses annuelles occasionées par ce problème en France.

L'encrassement se traduit par une modification de la géométrie des appareils qui entraîne :

- la réduction des échanges thermiques représentée par une résistance thermique d'encrassement,

- l'augmentation des pertes de pression.

Actuellement le problème de l'encrassement n'est essentiellement abordé que du point de vue thermique en négligeant les influences des dégradations d'origine mécanique. Le présent travail de recherche porte sur un modèle thermodynamique qui jumèle les deux phénomènes signalés plus haut.

Le présent rapport se divise en trois parties.

La première partie propose une étude bibliographique présentant les différents aspects du problème de l'encrassement. Les connaissances actuelles ainsi que les solutions pratiquées sont passées en revue avant d'introduire la notion de critère entropique. Ensuite on s'intéresse à toutes les études menées dans le cadre de la formation de la glace afin de mieux cerner le phénomène que l'on veut impliquer dans le travail expérimental. En effet, le but de cette étude est aussi de simuler expérimentalement l'encrassement par le dépôt d'un film de glace.

La deuxième partie va s'attacher à développer analytiquement les différents modèles que l'on peut mettre en oeuvre à partir du critère entropique décrit dans la première partie. Des modèles locaux monodimensionnels pour le demi-échangeur et l'échangeur complet sont décrits et analysés. Un modèle global pour l'échangeur complet est ensuite présenté.

La troisième partie décrit les différents montages expérimentaux utilisés dans l'optique de simuler l'encrassement d'un échangeur à plaque de configuration de base par un dépôt de glace. La suite de cette partie présente la campagne expérimentale menée ainsi qu'une première exploitation paramètrique de ces résultats. Une confrontation entre la simulation numérique, menée sur la base des modèles développés dans la première partie, et les expériences exploitées à l'aide de ces mêmes modèles est proposée.

Enfin une conclusion générale sur l'ensemble de ce travail est dressée ainsi que les perspectives qu'ouvrent cette étude.

PARTIE 1 :

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

NOMENCLATURE : PARTIE BIBLIOGRAPHIQUE

A	surface d'échange (m^2)
A_c	aire du volume élémentaire de contrôle (m^2)
a	section de passage (m^2)
Cp	chaleur massique (J/kg/K)
d_H	diamètre hydraulique (m)
e	épaisseur du dépôt (m)
h	coefficient de transfert par convection ($W/m^2/K$)
G	enthalpie libre (J/kg)
g	enthalpie libre volumique ($J/kg/m^3$)
H	enthalpie (J/kg)
$\vec{J}_s$	densité de flux d'entropie par unité de surface ($J/K/m^2$)
K	coefficient de transfert thermique ($W/m^2/K$)
L_f	chaleur latente de fusion (J/kg)
$\dot{m}$	débit massique (kg/s)
$\vec{n}$	vecteur normale au volume élémentaire de contrôle
P	pression (Pa)
P_c	périmètre du volume élémentaire du contrôle (m)
$\dot{q}$	quantité de chaleur (W)
$\dot{q}'$	flux de chaleur linéique (W/m)
$\vec{\dot{q}}$	vecteur quantité de chaleur (W)
R	résistance thermique ($m^2.K/W$)
r	rayon (m)
s	entropie spécifique massique (J/K/kg)
S	entropie (J/K)
$\dot{S}'$	densité linéique de création d'entropie par unité de temps (J/K/s/m)
$\dot{S}'''$	densité volumique de création d'entropie par unité de temps ($J/K/s/m^3$)
t	temps (s)
T	température (K)
u, v	coordonnées de la vitesse (m/s)
U	énergie interne (J)
$\vec{v}$	vitesse du fluide (m/s)
V_c	volume du volume élémentaire de contrôle (m^3)
V	vitesse débitante (m/s)
x	abscisse (m)
y	ordonnée (m)

LETTRES GRECQUES ET NOMBRES ADIMENSIONNELS

α	diffusivité thermique (m^2/s)
λ	conductivité thermique (W/m/K)
μ	viscosité dynamique (Pa.s)
ρ	masse volumique (kg/m^3)
η, ξ	coordonnées de la transformée de Landau
σ	énergie spécifique interfaciale (J/m^2)
Φ	fonction de dissipation
θ_c	taux de refroidissement = $\frac{T_f - T_p}{T_i - T_f}$
B	taux relatif de refroidissement externe = $\frac{\lambda_s.(T_f - T_p)}{\lambda_l.(T_i - T_f)} = \frac{\lambda_s}{\lambda_l}.\theta_c$
Re_H	nombre de Reynolds = $\frac{\rho.V.d_h}{\mu}$

INDICES

d	relatif au dépôt
i, e	relatif à l'écoulement interne ou externe
f	relatif à la fusion
g	relatif à un terme global ou à la croissance d'un germe
l	relatif au liquide
p	relatif à la paroi
s	relatif à la surface ou au solide
th	relatif à une grandeur thermique
v	relatif au volume
x	relatif à l'abscisse
y	relatif à l'ordonnée

INTRODUCTION

Les applications industrielles des échangeurs de chaleur dans des secteurs aussi variés que la pétrochimie et l'agroalimentaire pour ne citer que ceux-ci, conduisent à l'utilisation de fluides susceptibles de réagir avec les surfaces de transfert. On assiste alors à la formation de dépôts; ce phénomène croît avec le temps entrainant alors une altération des quantités de chaleur transférée ainsi que des pertes de charges.

Dans ce contexte, le problème de l'encrassement se révèle être un enjeu financier important compte tenu des dépenses d'entretien et de surdimensionnement qu'il occasionne (10 milliards de francs en 1990 [1]). A l'heure actuelle, lors de la conception des échangeurs de chaleur, les deux phénomènes occasionnés par l'encrassement (diminution des transferts de chaleur et augmentation des pertes de charge) sont souvent dissociés.

Les approches permettant de dimensionner les échangeurs de chaleur se basent donc sur l'un ou l'autre de ces phénomènes :

- la résistance thermique d'encrassement, où on privilégie les transferts thermiques,
- la résistance mécanique d'écoulement, où on met l'accent sur les pertes de charge par l'intermédiaire d'un coefficient d'encrassement dépendant uniquement de ces pertes.

Cependant des études récentes [2, 3, 4] ont montré les limites de ces approches. Ainsi le travail présenté, ici tente une démarche plus globale afin de tenir compte des deux phénomènes. En effet nous avons développé la notion de critère entropique qui permet de rendre compte des deux types d'irréversibilités (mécanique et thermique).

Cette partie bibliographique se compose de trois chapitres où il est tout d'abord question de développer quelques rappels et généralités sur l'encrassement ainsi que la notion de critère entropique. L'objet de l'étude entreprise étant la simulation de l'encrassement par un dépôt de glace, il convient de s'atteler à la compréhension des différents aspects de formation de la glace. Ainsi le deuxième chapitre se rapporte au phénomène de formation de glace d'un point thermodynamique. Pour finir on recense les travaux les plus marquants concernant la formation de glace en conduite soumise à un écoulement forcé.

CHAPITRE 1 : DEFINITION ET REMEDES A L'ENCRASSEMENT

Comme il a été mentionné précédemment, les échangeurs de chaleur, dont le but est de transmettre un flux d'énergie d'un fluide à un autre, se trouvent au cours de leur utilisation confrontés au phénomène d'encrassement; il convient donc de s'attacher tout d'abord à décrire ce phénomène et les solutions communément mises en place pour pallier à ce problème.

1.1. Conséquences de l'encrassement

Le développement du dépôt a pour conséquence au niveau des transferts thermiques d'augmenter la résistance au flux thermique à transmettre. L'examen de la résistance thermique globale rapportée à la surface interne, A_i met ce phénomène en évidence.

$$R_{th} = \frac{1}{K_g} = \frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_e}.\frac{A_i}{A_e} + R_p + \frac{A_i}{A_e}.R_{de} + R_{di} \qquad (1.1)$$

avec R_p, résistance thermique de la paroi,

R_{di}, R_{de}, résistance d'encrassement interne et externe,

K_g, coefficient de transfert global,

h_i, h_e, coefficient d'échange par convection de fluides interne et externe,

A_i, A_e, surfaces d'échanges interne et externe.

Remarque : les divers résistances sont données par unité de surface.

La figure 1.1. présente les différentes résistances thermiques.

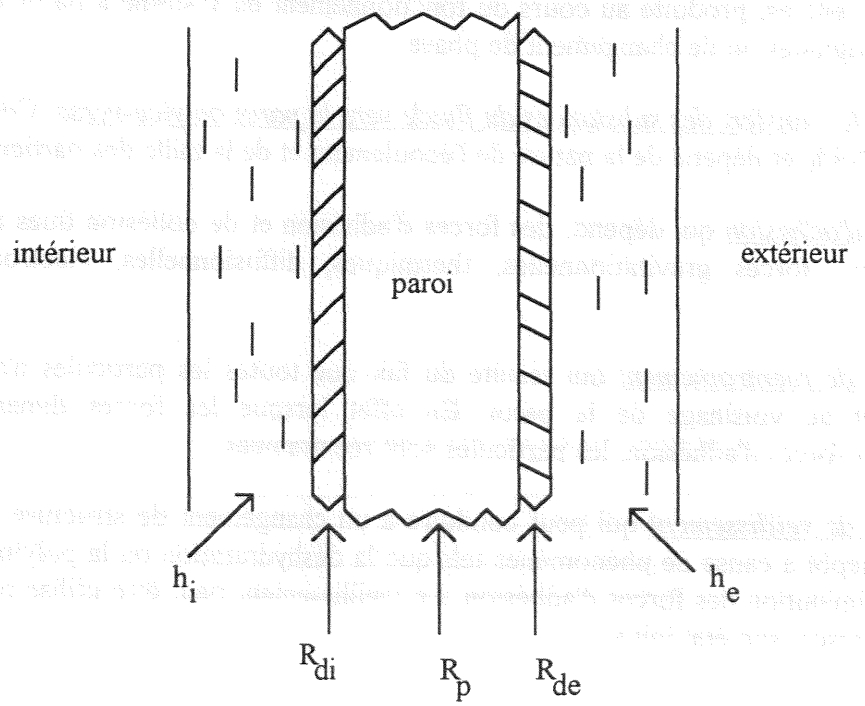


figure 1.1. : résistances d'encrassement rencontrées de part et d'autre d'une paroi d'échange.

Par ailleurs, la dégradation de la surface d'échange augmente aussi la résistance à l'écoulement, due essentiellement à la diminution de la section de passage.

1.2. Le phénomène d'encrassement

Tout d'abord des études antérieures [5, 6, 7] ont révélé six types d'encrassement :

- encrassement particulaire,
- entartrage,
- corrosion,
- encrassement biologique,
- encrassement chimique,
- encrassement par changement de phase.

1.2.1. Mécanismes de l'encrassement

Les mécanismes dépendent du type d'encrassement. Pour mieux comprendre ces mécanismes, une étude détaillée de la composition et de la structure s'avère nécessaire.

Six étapes sont logiquement considérées pour l'apparition et le développement de l'encrassement.

- *La phase d'inititiation du dépôt* qui représente le temps nécessaire avant de pouvoir observer la formation d'un dépôt encrassant sur une surface propre.

- *La phase de production des substances*. En effet hormis le cas de l'encrassement particulaire où la substance est déjà en suspension dans le fluide, pour les autres types d'encrassement, elle est produite au cours du fonctionnement du système à partir de réactions chimiques, biologiques ou de changement de phase.

- *La phase de transfert des substances du fluide vers la paroi ou vice-versa*. Cette étape est assurée par le fluide et dépend de la nature de l'écoulement et de la taille des particules.

- *La phase d'adhésion* qui dépend, des forces d'adhésion et de cohésion dues à l'attraction moléculaire, des forces gravitationnelles, thermiques, diffusionnelles, électrostatiques et capillaires.

- *La phase de réentrainement* qui résulte du fait que toutes les particules n'adhèrent pas obligatoirement au voisinage de la paroi. En effet lorsque les forces dynamiques sont supérieures aux forces d'adhésion, les particules sont réentrainées.

- *La phase de veillissement* qui peut conduire à un changement de structure chimique ou cristalline du dépôt à cause de phénomènes tels que la déshydratation ou la polymérisation qui entrainent la diminution des forces d'adhésion. Le vieillissement peut être utilisé pour rendre à la surface encrassée, son état initial.

1.2.2. Les divers types d'évolution

L'encrassement est un phénomène intimement lié au temps. La vitesse d'accroissement du dépôt peut être modélisée par des équations prenant en compte deux termes. L'un de ces termes traduit la formation du dépôt et repose sur les mécanismes physico-chimiques caractérisant le phénomène d'encrassement. L'autre terme rend compte de l'élimination de la substance.

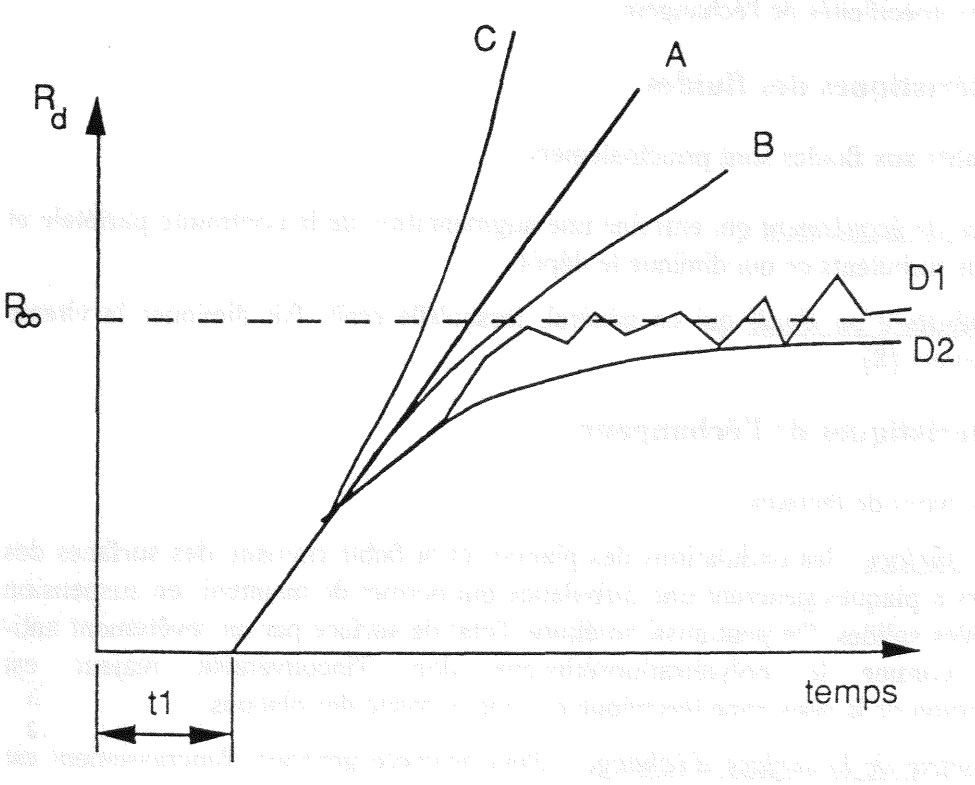


figure 1.2. : types de dynamiques de dépôt

D'une manière générale, on peut écrire : $\frac{dm}{dt} = \dot{m} = \dot{m}_d - \dot{m}_e$ (1.2)

avec $\frac{dm}{dt}, \dot{m}_d, \dot{m}_e$ représentant respectivement, la vitesse d'accroissement du dépôt, les vitesses caractérisant l'apparition et l'élimination du. dépôt.

La connaissance exacte des termes de l'équation 1.2 et sa résolution, permettent de connaître la dynamique du phénomène. On distingue quatre types d'évolution :

- linéaire (A),
- décroissante (B),
- croissante (C),
- asymptotique (D).

La figure 1.2 montre ces différents types d'évolution où t_1 indique la phase d'initiation du dépôt. Il est à noter que les vitesses de dépôt et de réentrainement dépendent de la géométrie interne de l'échangeur.

1.3. Les facteurs influençant l'encrassement

On peut distinguer deux catégories de facteurs jouant un rôle sur l'évolution de l'encrassement, l'un se rapportant aux caractéristiques des fluides et l'autre touchant plus particulièrement aux spécificités de l'échangeur.

1.3.1. Caractéristiques des fluides

Les facteurs relatifs aux fluides sont principalement :

- *la vitesse de écoulement* qui entraine une augmentation de la contrainte pariétale et des remous turbulents ce qui diminue le dépôt.
- *la température du fluide* qui en général, lorsqu'elle croît, fait diminuer la vitesse d'encrassement [8].

1.3.2. Caractéristiques de l'échangeur

On recense trois types de facteurs :

- *l'état de surface* : les ondulations des plaques et la faible rugosité des surfaces des échangeurs à plaques génèrent une turbulence qui permet de maintenir en suspension les particules solides. On peut aussi améliorer l'état de surface par un revêtement anti-adhérant comme le polytétrafluoréthylène dont l'inconvénient majeur est l'augmentation de la résistance thermique et de la porosité des plaques.
- *la géométrie de la surface d'échange* : d'une manière générale, l'encrassement est fortement dépendant du diamètre hydraulique des passages.
- *les matériaux* : pour réduire la corrosion des surfaces d'échange, on est amené à utiliser parfois des matériaux moins bons conducteurs de la chaleur que l'acier, le cuivre ou l'aluminium mais particulièrement insensibles à la corrosion et dont les propriétés anti-adhérentes évitent notablement l'encrassement de la surface. On peut citer le verre, le graphite, le tantale et le titane parmi les plus couramment employés et plus récemment des matéraiux organiques.

1.4. Solutions techniques de lutte contre l'encrassement

1.4.1. Surdimensionnement

Le projeteur étant dans l'incapacité de prédire avec précision la résistance thermique d'encrassement, il se fie à l'expérience des utilisateurs et à des tables dont les plus connues sont les tables "TEMA". Ces tables présentent très peu d'information sur le type d'évolution, les conditions de fonctionnement et se rapportent essentiellement aux échangeurs à tubes.

1.4.2. Prévention de l'encrassement

Il existe des procédés mécaniques, chimiques, thermiques, électriques, magnétiques de prévention pendant la phase de fonctionnement.

1.4.2.1. Procédés mécaniques

Il existe des méthodes en continu et en échangeur démonté. Pour le nettoyage en continu, les procédés utilisés sont ceux à billes, à brosses, à racleurs et à ressorts. Afin d'assurer une répartition la plus uniforme possible, les boules ont une densité très voisine de celle du fluide. Il existe d'autres procédés de nettoyage : à molettes, à mêches par exemple.

1.4.2.2. Autres procédés

Les procédés chimiques consistent à utiliser des solutions détergentes qui mettent en jeu des réactions de dissolution, d'hydrolyse ou de mise en suspension des dépôts.

Les procédés thermiques consistent à créer des chocs thermiques qui fragilisent le dépôt. Des procédés électriques, magnétiques, par ultrasons et par soufflage accoustique sont aussi utilisés.

1.5. Conclusion partielle

Les études menées jusque là montrent l'importance de l'encrassement dans l'industrie. Pour mieux maîtriser ce phénomène, les chercheurs s'attèlent à améliorer les modèles existants : plusieurs modèles de dépôt et de nettoyage ont été élaborés et dépendent pour la plupart de la nature du dépôt et du mécanisme d'adhésion.

La présente partie a rappelé les notions de base relatives à l'encrassement et la situation correspondante à ces phénomènes, tant dans l'industrie que dans la recherche. Pour plus de précisions sur le sujet, on peut se rapporter à la thèse de M. ANJORIN [4].

1.6. Génération d'irréversibiltés au sein des systèmes thermodynamiques

Après avoir rappelé les connaissances les plus communément admises concernant l'encrassement des échangeurs de chaleur, on se propose maintenant de développer un nouveau moyen permettant d'appréhender de façon plus complète ce problème.

Le fonctionnement de tout système réel ou procédé s'effectue en présence d'irréversiblités. Ces irréversibilités ou créations d'entropie se traduisent par une perte d'énergie noble ou "mécanisable".

On comprend alors facilement l'importance de localiser et de quantifier ces pertes afin d'améliorer les performances du système ou du procédé.

Pour une étude concernant les échangeurs de chaleur, il convient plus particulièrement de s'intéresser à la création d'entropie lors du transfert de chaleur par convection. Cette étude sera basé essentiellement sur le travail de M. FEIDT [9].

1.6.1. Expression de la création d'entropie lors d'un transfert thermique par convection

1.6.1.1. Expression locale du bilan d'entropie

L'expression locale du bilan d'entropie au sein d'un volume élémentaire de contrôle (V.E.R.) s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial(\rho.s)}{\partial t}.dV_c = \overset{\circ}{S}'''.dV_c + \left(\rho.s.\vec{v} + \vec{J}_s\right).\vec{n}.dA_c \qquad (1.3)$$

V_C et A_C, respectivement volume et aire du V.E.R.,

$\rho.s.\vec{v}$: densité surfacique de flux entropique par convection,

$\vec{J}_s$: densité de flux d'entropie par unité de surface,

$\overset{\circ}{S}'''$: densité volumique de création d'entropie par unité de temps,

s : entropie spécifique massique du fluide

Pour plus de simplicité, on va de préférence considérer un système bidimensionnel. L'équation (1.3.) devient alors :

$$\overset{\circ}{S}''.dA_c = \frac{\partial(\rho.s)}{\partial t}.dA_c - \left(\rho.s.\vec{v} + \vec{J}_s\right).\vec{n}.dP_c \qquad (1.4.)$$

avec P_C, périmètre du V.E.R..

Sur chaque face de l'élément de contrôle, le flux d'entropie par unité de surface s'exprime par la formule (1.5.).

$$J_s = \sum_{face}\left[\left(\frac{\overset{\circ}{q}}{T}\right)_e - \left(\frac{\overset{\circ}{q}}{T}\right)_s\right] \qquad (1.5.)$$

La figure 1.3. ci-après présente un élément de contrôle sur lequel va être appliqué l'expression 1.4.. Un bilan entropique va alors être effectué sur chaque face de cet élément de contrôle.

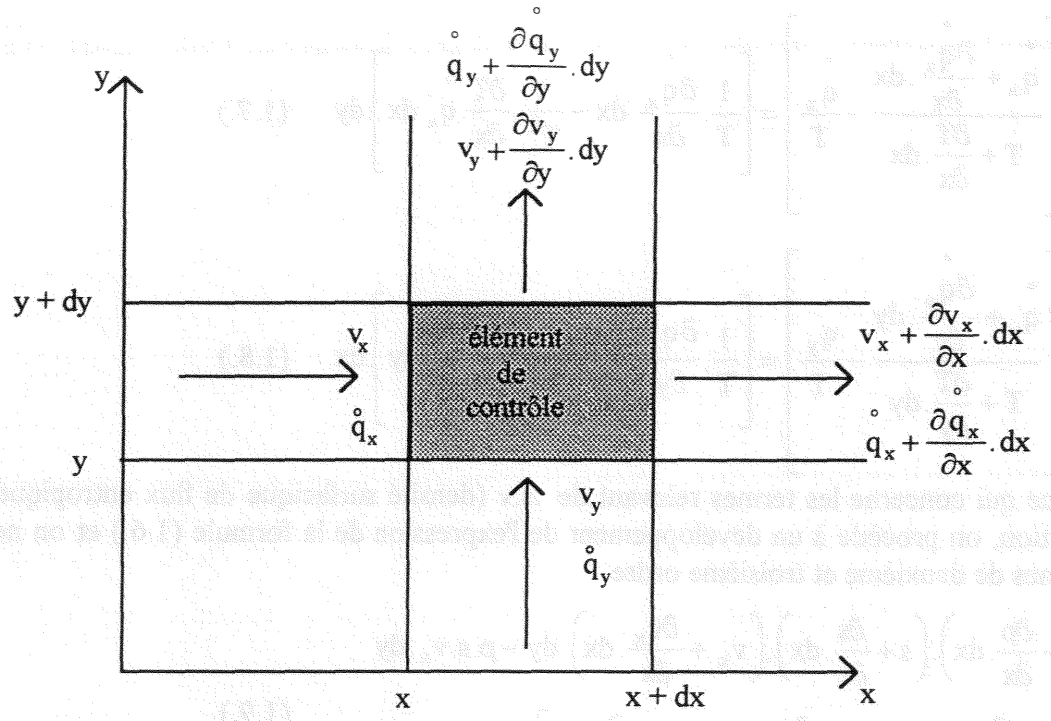


figure 1.3. : représentation bidimensionnelle des transferts liés à la convection

La formule (1.4.) particularisée à la figure 1.3. donne alors :

$$\overset{\circ}{S}''.dx.dy = \frac{\partial(\rho.s)}{\partial t}.dx.dy + \frac{\overset{\circ}{q}_x + \frac{\partial \overset{\circ}{q}_x}{\partial x}.dx}{T + \frac{\partial T}{\partial x}.dx}.dy - \frac{\overset{\circ}{q}_x}{T}.dy$$

$$+ \frac{\overset{\circ}{q}_y + \frac{\partial \overset{\circ}{q}_y}{\partial y}.dy}{T + \frac{\partial T}{\partial y}.dy}.dx - \frac{\overset{\circ}{q}_y}{T}.dx$$

$$+\left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x}.dx\right).\left(s + \frac{\partial s}{\partial x}.dx\right).\left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x}.dx\right).dy - \rho.s.v_x.dy$$

$$+\left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial y}.dy\right).\left(s + \frac{\partial s}{\partial y}.dy\right).\left(v_y + \frac{\partial v_y}{\partial y}.dy\right).dx - \rho.s.v_y.dx \qquad (1.6.)$$

Cette équation (1.6.) se généralise naturellement à un système tridimensionnel.

Pour les termes impliquant J_S, on procède à une mise en facteur de l'élément dx (dy) et on néglige les termes du second ordre. On obtient alors :

$$dy.\left[\frac{\overset{\circ}{q}_x+\frac{\partial \overset{\circ}{q}_x}{\partial x}.dx}{T+\frac{\partial T}{\partial x}.dx}-\frac{\overset{\circ}{q}_x}{T}\right]=\left[\frac{1}{T}.\frac{\partial \overset{\circ}{q}_x}{\partial x}.dx-\frac{1}{T^2}.\frac{\partial T}{\partial x}.\overset{\circ}{q}_x\,dx\right].dy \qquad (1.7.)$$

$$dx.\left[\frac{\overset{\circ}{q}_y+\frac{\partial \overset{\circ}{q}_y}{\partial y}.dy}{T+\frac{\partial T}{\partial y}.dy}-\frac{\overset{\circ}{q}_y}{T}\right]=\left[\frac{1}{T}.\frac{\partial \overset{\circ}{q}_y}{\partial y}.dy-\frac{1}{T^2}.\frac{\partial T}{\partial y}.\overset{\circ}{q}_y\,dy\right].dx \qquad (1.8.)$$

En ce qui concerne les termes relevant de .s.v (densité surfacique de flux entropique par convection, on procède à un développement de l'expression de la formule (1.6.) et on néglige les termes de deuxième et troisième ordre.

$$\left(\rho+\frac{\partial\rho}{\partial x}.dx\right).\left(s+\frac{\partial s}{\partial x}.dx\right).\left(v_x+\frac{\partial v_x}{\partial x}.dx\right).dy-\rho.s.v_x.dy$$
$$=\left[\rho.s.\frac{\partial v_x}{\partial x}.dx+v_x.s.\frac{\partial\rho}{\partial x}.dx+\rho.v_x.\frac{\partial s}{\partial x}.dx\right].dy \qquad (1.9.)$$

$$\left(\rho+\frac{\partial\rho}{\partial y}.dy\right).\left(s+\frac{\partial s}{\partial y}.dy\right).\left(v_y+\frac{\partial v_y}{\partial y}.dy\right).dx-\rho.s.v_y.dx$$
$$=\left[\rho.s.\frac{\partial v_y}{\partial y}.dy+v_y.s.\frac{\partial\rho}{\partial y}.dy+\rho.v_y.\frac{\partial s}{\partial y}.dy\right].dx \qquad (1.10.)$$

On utilise alors les résultats (1.7.), (1.8.), (1.9.) et (1.10.) pour exprimer la formule (1.6.) sous la forme suivante :

$$\overset{\circ}{S}''' =\left[\frac{1}{T}.\frac{\partial \overset{\circ}{q}_x}{\partial x}-\frac{1}{T^2}.\overset{\circ}{q}_x.\frac{\partial T}{\partial x}\right]+\left[\frac{1}{T}.\frac{\partial \overset{\circ}{q}_y}{\partial y}-\frac{1}{T^2}.\overset{\circ}{q}_y.\frac{\partial T}{\partial y}\right]$$
$$+\left[\rho.s.\frac{\partial v_x}{\partial x}+v_x.s.\frac{\partial\rho}{\partial x}+\rho.v_x.\frac{\partial s}{\partial x}\right]+\left[\rho.s.\frac{\partial v_y}{\partial y}+v_y.s.\frac{\partial\rho}{\partial y}+\rho.v_y.\frac{\partial s}{\partial y}\right] \qquad (1.11.)$$
$$+\rho.\frac{\partial s}{\partial t}+s.\frac{\partial\rho}{\partial t}$$

Cette expression va être maintenant généralisée pour un système tridimensionnel et pour un fluide incompressible ($\mathrm{div}\,\vec{V}=0$). On identifie alors les opérateurs suivant :

$$\overset{\circ}{S}''' =\frac{1}{T}.\mathrm{div}\,\vec{\overset{\circ}{q}}-\frac{1}{T^2}.\vec{\overset{\circ}{q}}.\vec{\mathrm{grad}}\,T+\rho.\frac{Ds}{Dt} \qquad (1.12.)$$

1.6.1.2. Modification du bilan local d'entropie

Le travail de ce paragraphe va porter essentiellement sur la modification de la formule (1.12.) de façon à la simplifier.

On a d'une part :

$$\rho.\frac{DU}{Dt} = -\text{div}\,\overset{\rightarrow}{\overset{\circ}{q}} - P.\text{div}\,\vec{V} + \Phi \qquad (1.13.)$$

où Φ représente la fonction de dissipation.

On a d'autre part :

$$\rho.\frac{DS}{Dt} = \frac{\rho}{T}.\frac{DU}{Dt} - \frac{P}{\rho.T}.\frac{D\rho}{Dt} \qquad (1.14.)$$

La combinaison de (1.13.) et (1.14.) donne alors :

$$\rho.\frac{DS}{Dt} = -\frac{1}{T}.\text{div}\,\overset{\rightarrow}{\overset{\circ}{q}} - \frac{P}{T}.\text{div}\,\vec{V} + \frac{\Phi}{T} - \frac{P}{\rho.T}.\frac{D\rho}{Dt} \qquad (1.15.)$$

En utilisant (1.15.) dans l'expression (1.12.) on obtient :

$$\overset{\circ}{S}''' = -\frac{1}{T^2}.\overset{\rightarrow}{\overset{\circ}{q}}.\overrightarrow{\text{grad}}\,T - \frac{P}{T}.\text{div}\,\vec{V} + \frac{\Phi}{T} - \frac{P}{\rho.T}.\frac{D\rho}{Dt} \qquad (1.16.)$$

Pour l'étude d'un fluide incompressible ($\text{div}\,\vec{V} = 0$), l'expression (1.16.) devient finalement :

$$\boxed{\overset{\circ}{S}''' = -\frac{1}{T^2}.\overset{\rightarrow}{\overset{\circ}{q}}.\overrightarrow{\text{grad}}\,T + \frac{\Phi}{T} \geq 0} \qquad (1.17.)$$

Cette expression comporte deux termes :

- $-\frac{1}{T^2}.\overset{\rightarrow}{\overset{\circ}{q}}.\overrightarrow{\text{grad}}\,T$ rend compte de la création d'entropie due au transfert de la chaleur dans le fluide.
- $\frac{\Phi}{T}$ représente la dissipation d'énergie due à la viscosité du fluide newtonien isovolume.

1.6.2. Application à la création d'entropie d'un écoulement à l'intérieur d'un tube

Ce travail va s'appuyer sur le résultat précédent en appliquant le second principe au système décrit par la figure 1.5..

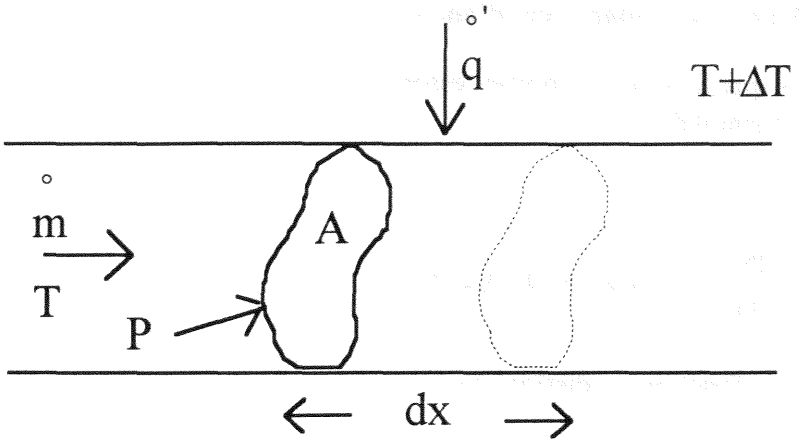


figure 1.5. : écoulement d'un fluide soumis à un transfert convectif dans un tube

L'application du second principe de la thermodynamique au système fluide (**A**) (cf. figure 1.5.) donne naissance à l'expression suivante :

$$dS = m.(s_s - s_e) - \frac{\overset{\circ}{q}'.dx}{T + \Delta T} \qquad (1.18.)$$

- $m.(s_s - s_e)$ est l'entropie associée au fluide,
- $-\frac{\overset{\circ}{q}'.dx}{T + \Delta T}$ est l'entropie d'échange avec l'extérieur.

L'expression (1.18.) peut encore s'écrire :

$$dS = m.ds - \frac{\overset{\circ}{q}'.dx}{T + \Delta T} \qquad (1.19.)$$

De plus le premier principe impose :

$$\overset{\circ}{m}.dH = \overset{\circ}{q}'.dx \qquad (1.20.)$$

$$\frac{dH}{dx} = T.\frac{ds}{dx} + \frac{1}{\rho}.\frac{dP}{dx} \qquad (1.21.)$$

La combinaison des expressions (1.19.), (1.20.) et (1.21.) permet d'obtenir le résultat suivant :

$$\overset{\circ}{S}' = \frac{\overset{\circ}{q}'.\Delta T}{T^2.\left(1 + \frac{\Delta T}{T}\right)} - \frac{\overset{\circ}{m}}{\rho.T}.\frac{dP}{dx} \qquad (1.22.)$$

$$\dot{S}' = \frac{\dot{q}' \cdot \Delta T}{T^2} - \frac{\dot{m}}{\rho . T} \cdot \frac{dP}{dx} \qquad (1.23.)$$

$$\text{si } \frac{\Delta T}{T} \approx 0 \qquad (1.24.)$$

L'expression (1.23.) peut encore se modifier en ce qui concerne le terme rendant compte des pertes de pression.

En effet on a :

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{2.f.\dot{m}^2}{a^2.\rho.d_H} \qquad (1.25.)$$

avec a, section de passage du tube et d_H, diamètre hydraulique.

1.7. Conclusion du chapitre

La première étape de ce travail a été de présenter les moyens les plus répandus afin de prévoir et de supprimer les problèmes liés à l'encrassement. En effet ce phénomène entraine notamment un surcoût économique dû au surdimensionnement et au temps de nettoyage des appareils.

La seconde partie de cette étude a eu pour objet l'introduction d'un nouveau moyen permettant de traîter globalement le problème de l'encrassement. Tout d'abord on a montré le cheminement nécessaire pour atteindre l'expression relative aux dissipations d'énergie lors d'un transfert de chaleur par convection.

La formule (1.23.) représente le résultat final de cette étude. Il laisse apparaître clairement que l'observation du seule terme de création d'entropie au sein d'un système permet de rendre compte à la fois des dégradations thermique et visqueuse. La formule (1.25.) complète le résultat précédent en introduisant la géométrie étudiée.

Ces deux résultats représentent le point central de l'étude entreprise afin de mieux cerner le processus de dégradation d'énergie au sein d'un échangeur de chaleur.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

CHAPITRE 2 : MECANISMES DE FORMATION DE LA GLACE

On va aborder ici la formation de la glace d'un point de vue purement thermodynamique par la théorie de la germination homogène développée dans [10], [11] et [12].

Le processus de solidification d'un corps pur est constitué de trois phases :

- la réalisation d'un état de surfusion,
- la germination, c'est à dire l'apparition de germes qui sont des assemblages de molécules ayant la même structure que la phase solide,
- la croissance des germes formées entrainant la solidification du corps pur.

Toutefois ces étapes ne s'enchainent pas toujours de façon aussi automatique et il est alors nécessaire d'avoir recours à des agents extérieurs dits nucléants afin d'obtenir la solidification. Ceci s'avère nécessaire, par exemple dans le cas où l'on arrête l'état de surfusion.

La seconde partie de cette étude relative à la germination hétérogène présente une étude [13] concernant l'approche statistique de la formation de la glace.

2.1. Germination d'une nouvelle phase

La formation de la phase nouvelle se fait généralement de manière discontinue. On observe des îlots microscopiques de même structure que la phase en formation. Ce sont les germes qui vont croître jusqu'à occuper tout l'espace dévolu à la transformation (cf. figure 2.1.).

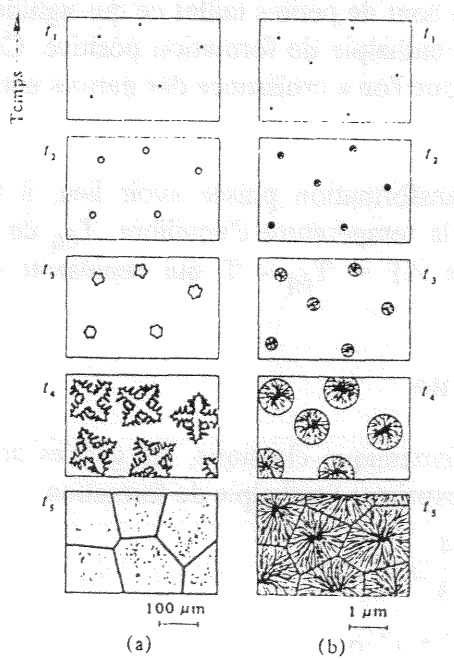


figure 2.1. :cristallisation d'un métal fondu (a) et d'un polymère (b) contenant un certain nombre de germes hétérogènes au temps (t_1)

La description du phénomène de germination va reposer sur le modèle de la thermodynamique classique même s'il rend imparfaitement compte du processus.

2.2. Germination homogène

2.2.1. Analyse qualitative du phénomène

La formation de la nouvelle phase implique l'apparition de germes, comme dit précédemment et donc par là même d'une interface solide-liquide.

Lors de la germination, on a une variation de l'enthalpie libre ΔG qui est la résultante de deux termes :

$$\Delta G = \Delta G_V + \Delta G_S \qquad (2.1.)$$

A une température inférieure à la température d'équilibre, chaque cristal formé contribue à une diminution de l'enthalpie libre du système proportionnellement à son volume. Ceci constitue un condition nécessaire pour le changement de phase.

ΔG_V représente la composante volumique de l'enthalpie libre du germe que l'on peut écrire $\Delta G_V = v.\Delta g_V < 0$ en fonction du volume du germe v et .de l'enthalpie libre de formation par unité de volume Δg_V.

ΔG_S représente l'enthalpie libre de formation de l'interface. Ce terme est toujours positif car ceci est la condition nécessaire à la formation d'une interface. ΔG_S est proportionnelle à l'aire de l'interface.

Il apparaît d'après les définitions données des deux termes composant l'enthalpie libre de formation des germes qu'il y a une compétition entre ces deux sources. En effet au début du processus lorsque les germes sont de petites tailles ce qui signifie que le rapport S/V du germe est élevé, on a toujours une enthalpie de formation positive. Ce n'est que lorsque les germes atteignent une taille critique que l'on a croissance des germes entrainant ainsi une diminution de l'enthalpie libre de formation.

De plus pour que la transformation puisse avoir lieu, il faut porter le système à une température, T inférieure à la température d'équilibre, $T_{éq}$ de ce même système. On définit alors le degré de surfusion $\Delta T = T_{éq} - T$ qui représente aussi la force motrice de la transformation de phase.

2.2.2. Modèle classique

Dans ce modèle thermodynamique classique, les germes sont assimilés à des sphères de rayon r. De ce fait, on peut exprimer l'enthalpie de formation :

$$\Delta G_v = \frac{4}{3}.\pi.r^3.\Delta g_v \qquad (2.2.)$$

$$\Delta G_s = 4.\pi.r^2.\sigma \qquad (2.3.)$$

$$\Delta G = \frac{4}{3}.\pi.r^3.\Delta g_v + 4.\pi.r^2.\sigma \qquad (2.4.)$$

Au voisinage de la température d'équilibre, $\Delta g_v = \Delta h_v . \frac{\Delta T}{T_{éq}}$ du fait de la variation linéaire de Δg_v dans cet intervalle [10].

L'enthalpie libre de formation peut alors s'écrire :

$$\Delta G = \frac{4}{3}.\pi.r^3.\Delta h_v.\frac{\Delta T}{T_{éq}} + 4.\pi.r^2.\sigma \qquad (2.5.)$$

En dérivant l'expression de ΔG, on obtient la valeur critique du rayon des germes, r_g et la valeur critique correspondante de ΔG_g.

$$r_g = \frac{2.\sigma.T_{éq}}{\Delta h_v.\Delta T} \qquad (2.6.)$$

$$\Delta G_g = \frac{4}{3}.\pi.\sigma.r_g^2 = \frac{16.\pi.\sigma^3.T_{éq}^2}{3.\Delta h_v^2.\Delta T^2} \qquad (2.7.)$$

De ces expressions, il apparaît clairement que sans degré de surfusion ΔT, il est impossible d'avoir cristallisation. Et la transformation se produira d'autant plus facilement que ΔT est élevé.

2.2.3. Concept de vitesse de nucléation

L'aspect cinétique dans les phénomènes de changement de phase s'avère très important. Le terme régissant ce point de vue est décrit par le taux de nucléation J, appelé aussi vitesse de nucléation que l'on définit par le nombre de germes stables formés par unité de volume et de temps.

L'expression de J, en fonction de ΔG_g est :

$$J = A.\exp\left[-\Delta G_g / kT\right] \qquad (2.8.)$$

Comme ΔG_g est fonction de ΔT, degré de surfusion, plus ΔT augmente, plus J augmente.

2.3. Germination hétérogène et autres aspects des changements de phase

Dans le modèle décrit ci-dessus, la phase subissant la transformation est supposée pure. Toutefois, en pratique celle-ci contient toujours un certain nombre de microhétérogénéités (résidus, microcristaux...) qui vont servir de support à la formation du germe et abaisser son énergie libre de formation.

On parle alors de germination hétérogène et l'on dit qu'elle est instantanée si tous les germes potentiels (hétérogénéités présentes dans le système) sont actifs dès le début de la transformation.

Dans le type d'application entreprise, on est confronté à la formation de glace à partir d'un écoulement d'eau soumis à divers dégrés de surfusion. Le type de processus est assurément une germination hétérogène.

Les travaux concernant le phénomène de gel d'eau en surfusion sont somme toute assez nombreux. On pourra citer par exemple ceux de Bigg [14], Carte [15]. Ces études tournent toutes autour de la détermination des facteurs influençant la formation de gel : degré de surfusion, type de surface.

Les recherches de Saito [13], [16], [17] et [18] sont plus particulièrement intéressantes car elles sont basées sur une approche statistique. Cette approche plus spécifiquement développée dans [13] établit la probabilité de formation de germes de glace en fonction du degré de surfusion. De plus Saito a procédé à un très grand nombre d'expériences et pour divers types de matériaux. Ces expériences ont été réalisées sur un dispositif de refroidissement composé d'un cylindre contenant le fluide frigorigène (azote) à -196°C d'une part. Et d'autre part il dispose d'un autre cylindre contenant l'eau à une température inférieure à 4°C. L'interface entre les deux cylindres est assurée par une plaque de forme circulaire dont on peut faire varier le matériaux. Ce dispositif est équipé de thermocouples et d'une fenêtre à l'extrémité du cylindre contenant l'eau pour observer la formation des germes de glace.

Les résultats de ces travaux montrent qu'en introduisant un facteur adapté au matériau de la surface, la probabilité de formation de glace en fonction du degré de surfusion est la même quelque soit le matériau envisagé. La forme de cette courbe est présentée sur la figure 2.2..

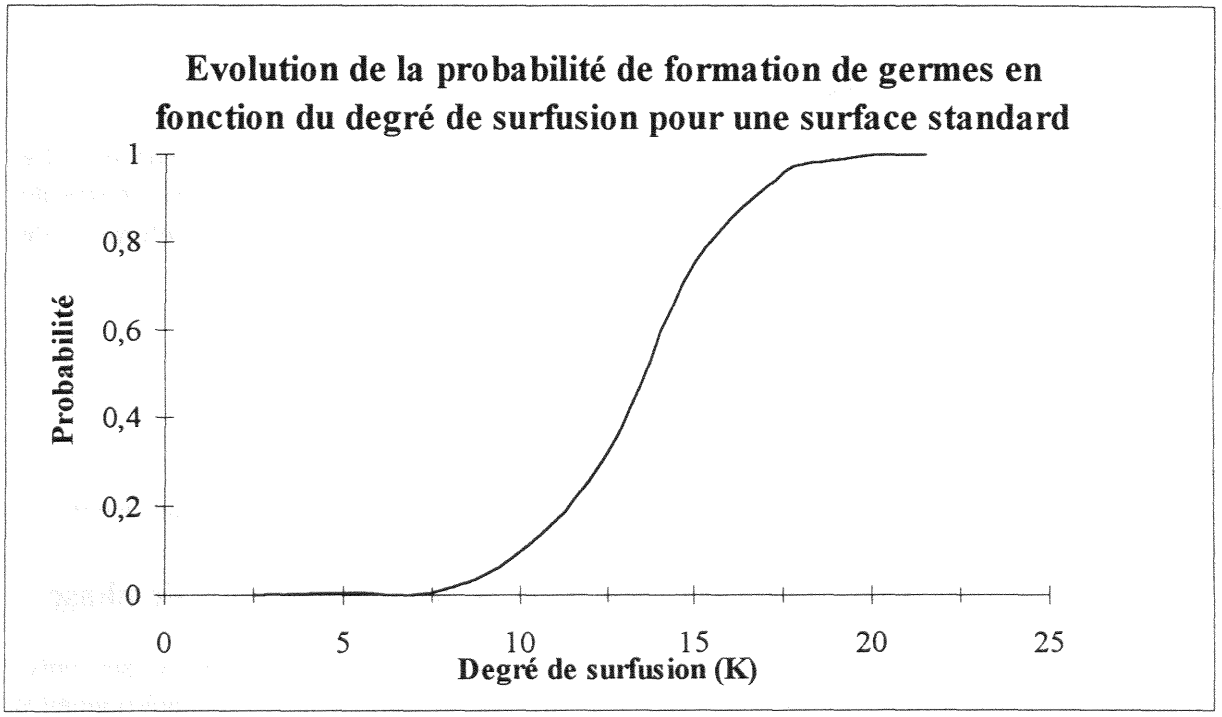


figure 2.2. : probabilité d'appratition de gel en fonction du degré de surfusion ramenée à une surface standard

Il convient de préciser ce que cet auteur entend par surface standard. Cette surface relève de l'introduction du paramètre rendant compte du type de matériau utilisé. Cela signifie donc que l'on se ramène à une surface de matériau équivalent pour l'ensemble des cas traîtés.

L'auteur a aussi mené une étude relative à l'oxydation de la surface utilisée lors de ces expériences. Il est arrivé à la conclusion que ce phénomène a pour influence de nuire à la formation de germes.

2.4. Conclusion du chapitre

Cette étude relative aux mécanismes de changement de phase permet de comprendre un peu mieux les processus mis en jeu lors de l'apparition de germes de glace. En effet la compréhension du modèle de base de germination homogène est une étape essentielle dans l'appréhension de ce phénomène. Ce modèle met en évidence le principe d'une force motrice de changement de phase que l'on nomme plus communément degré de surfusion. Ce paramètre s'avère très important dans l'obtention du dépôt de glace.

Toutefois l'objet de la présente étude n'est pas tout à fait proche du cadre d'application du modèle décrit. Un cas réel se heurte comme il a été précisé à des hétérogénéités. Les modèles relatifs à ce cas sont nombreux. On pourra se référer notamment aux Techniques de l'Ingénieur [12].

Des travaux plus récents et plus en phase avec le sujet traîté, comme ceux de Saito [13] notamment, montrent une influence du type de matériau de la surface où doit apparaître la glace ainsi que celle bien entendu du degré de surfusion. La figure 2.2. montre que l'introduction d'un paramètre judicieusement choisi rendant compte du type de matériaux peut ramener chaque cas à un cas de référence. On observe alors que la probabilité de formation de glace suit une évolution unique en fonction du degré de surfusion. Toutefois cette étude ne présente pas de résultats pour un fluide en mouvement. Les transferts de chaleur ne sont ici que conductifs. Ces travaux permettent tout de même de cerner les facteurs influant sur la formation de la glace.

CHAPITRE 3 : ETUDES PRECEDENTES RELATIVES A LA FORMATION DE GLACE EN ECOULEMENT FORCE

Ce chapitre va recenser les études menées au cours de ces dernières années sur la formation de glace dans une conduite en écoulement forcé. Tout d'abord il convient de présenter le problème de Stefan [19] qui est le premier, en 1891 à avoir modélisé le problème de fusion de la glace.

Dans un second temps, les équations régissant le phénomène de formation de la glace seront développées en introduisant la transformation de Landau. Pour finir, les articles relatifs à ce sujet tant théoriques qu'expérimentaux seront traîtés.

3.1. Problème de Stefan

Le problème posé concerne de façon plus générale les transferts de chaleur par conduction associés à un changement de phase. Il présente en outre la particularité de regrouper différents phénomènes couplés :

- changement de phase (frontière mobile),
- possibilité de convection naturelle dans la phase liquide,
- conduction,
- et parfois transformation solide-solide.

Les domaines où intervient ce problème sont vastes et vont de la formation de calotte glaciaire (problème traîté par Stefan), de l'étude de la coulée continue d'un métal en passant par la congélation des tissus biologiques (applications médicales et alimentaires).

3.1.1. Présentation du problème

Le problème de Stefan (ou de Stefan-Neumann) est le problème à changement de phase le plus connu dont les caractéristiques sont les suivantes. Un liquide à une température uniforme $T_i > T_f$ (température de fusion) est confiné dans un espace $x > 0$ au temps $t = 0$.

A un temps $t > 0$, l'espace confiné à $x = 0$ est soumis à une température $T_0 < T_f$. On a ainsi le début de la solidification à $x = 0$ et le déplacement de l'interface solide-liquide, e(t) dans la direction des x positifs. La figure 3.1. rappelle les caractéristiques du problème de Stefan-Neumann. On peut en outre se référer au travail de D. DELAUNAY [20] dans la manière d'aborder ce problème.

3.1.2. Formulation mathématique du problème

Cette étape consiste à décrire le phénomène intervenant dans chaque phase et à l'interface, e(t). Il s'agit d'un transfert de chaleur par conduction monodimensionnel que l'on traduit par l'équation de Fourier. En ce qui concerne l'interface, on est en présence d'un bilan thermique qui traduit l'égalité entre la chaleur transférée dans la phase liquide, d'une part et la chaleur transférée dans la phase solide plus l'énergie nécessaire à la formation de l'interface.

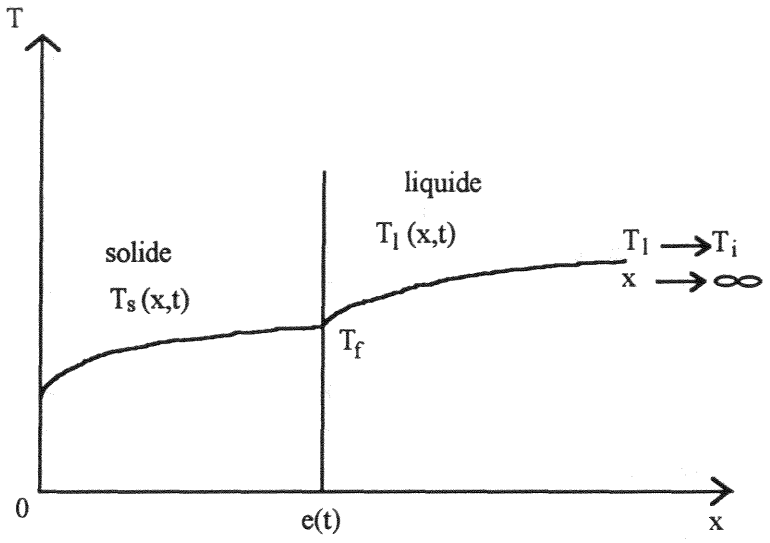


figure 3.1. : schéma présentant le problème de Stefan-Neumann dans un diagramme T = f(x)

Les équations relatives à ce probléme s'écrivent alors comme suit :

- phase solide : $\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_s} \cdot \frac{\partial T_s}{\partial t}$ (3.1.)

$$T_s(0,t) = T_0 \quad (3.2.)$$

$$0 < x < e(t) \quad (3.3.)$$

- phase liquide : $\frac{\partial^2 T_l}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_l} \cdot \frac{\partial T_l}{\partial t}$ (3.4.)

$$T_l(x,t) = T_i \qquad x \rightarrow \infty \quad (3.5.)$$

$$T_l(x,0) = T_i \quad (3.6.)$$

$$e(t) < x < \infty \quad (3.7.)$$

- bilan à l'interface : $\lambda_s \cdot \left(\frac{\partial T_s}{\partial x}\right)_{e(t)} - \lambda_l \cdot \left(\frac{\partial T_l}{\partial x}\right)_{e(t)} = \rho . L . \frac{de}{dt}$ (3.8.)

$$T_l(x,t) = T_s(x,t) = T_f \quad (3.9.)$$

L représente ici la chaleur latente de fusion.

3.1.3. Résolution du problème

La résolution de ce problème consiste à résoudre pour chaque phase l'équation de la chaleur. La détermination des constantes issues de la résolution des précédentes équations se fait en utilisant le bilan à l'interface.

La résolution de l'équation de Fourier monodimensionnel est abondamment décrite dans les ouvrages relatifs aux transferts de chaleur [21], [22] et [23].

La solution de l'équation de Fourier est de la forme décrite par l'équation (3.10.) :

$$T(x,t) = A.\mathrm{erf}\left(\frac{x}{2.(\alpha.t)^{1/2}}\right) \qquad (3.10.)$$

avec A constante à déterminer compte tenu des conditions initiales.

La fonction erf(x), fonction erreur est définie par l'expression suivante :

$$\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}.\int_0^x e^{-z^2}.dz \qquad (3.11.)$$

$$\mathrm{erf}(0) = 0,\ \mathrm{erf}(\infty) = 1,\ \mathrm{erf}(-x) = -\mathrm{erf}(x) \qquad (3.12.)$$

$$\mathrm{erfc}(x) = 1 - \mathrm{erf}(x) : \text{fonction erreur complémentaire} \qquad (3.13.)$$

On peut noter que erfc(x) est aussi solution de l'équation de Fourier.

La résolution de l'équation de Fourier appliquée à chaque phase du problème de Stefan-Neumann donne les résultats suivant compte tenu des conditions limites et initiales:

Phase solide : $$T_s(x,t) = T_0 + A.\mathrm{erf}\left(\frac{x}{2.(\alpha_s.t)^{1/2}}\right) \qquad (3.14.)$$

Phase liquide : $$T_l(x,t) = T_i + B.\mathrm{erfc}\left(\frac{x}{2.(\alpha_l.t)^{1/2}}\right) \qquad (3.15.)$$

La détermination des constantes A et B se fait par l'intermédiaire de l'équation (3.9.). On a alors :

$$T_0 + A.\mathrm{erf}\left(\frac{e(t)}{2.(\alpha_s.t)^{1/2}}\right) = T_i + B.\mathrm{erfc}\left(\frac{e(t)}{2.(\alpha_l.t)^{1/2}}\right) = T_f \qquad (3.16.)$$

Posons $$\delta = \frac{e(t)}{2.(\alpha_s.t)^{1/2}} \qquad (3.17.)$$

L'équation (3.16.) devient :

$$T_0 + A.\mathrm{erf}(\delta) = T_i + B.\mathrm{erfc}\left[\delta.\left(\frac{\alpha_s}{\alpha_l}\right)^{1/2}\right] = T_f \qquad (3.18.)$$

Les constantes A et B ont donc pour expressions :

$$A = \frac{T_f - T_0}{\mathrm{erf}(\delta)} \qquad (3.19.)$$

$$B = \frac{T_f - T_i}{\operatorname{erfc}\left[\delta.\left(\frac{\alpha_s}{\alpha_l}\right)^{1/2}\right]} \qquad (3.20.)$$

On peut maintenant introduire les expressions de A et B dans les équations (3.15.) et (3.16.).

$$\frac{T_s(x,t) - T_0}{T_f - T_0} = \frac{\operatorname{erf}\left[\frac{x}{2.(\alpha_s.t)^{1/2}}\right]}{\operatorname{erf}(\delta)} \qquad (3.21.)$$

$$\frac{T_l(x,t) - T_i}{T_f - T_i} = \frac{\operatorname{erfc}\left[\frac{x}{2.(\alpha_l.t)^{1/2}}\right]}{\operatorname{erfc}\left[\delta.\left(\frac{\alpha_s}{\alpha_l}\right)^{1/2}\right]} \qquad (3.22.)$$

L'expression de δ s'obtient à partir des expressions (3.8.), (3.21.) et (3.22.). En effet on utilise le bilan à l'interface que l'on traduit à l'aide des expressions analytiques des températures de chaque phase. Au final, on obtient une équation non linéaire impliquant δ.

$$\frac{e^{-\delta^2}}{\operatorname{erf}(\delta)} + \frac{T_f - T_i}{T_f - T_0}.\frac{\lambda_s}{\lambda_l}.\left(\frac{\alpha_s}{\alpha_l}\right)^{1/2}.\frac{e^{-\delta^2.\frac{\alpha_s}{\alpha_l}}}{\operatorname{erfc}\left[\delta.\left(\frac{\alpha_s}{\alpha_l}\right)^{1/2}\right]} = \frac{\delta.L.\sqrt{\pi}}{Cp_s.(T_f - T_0)} \qquad (3.23.)$$

Une fois l'équation (3.23.) résolue, on connaît la valeur de δ de laquelle découlent la valeur de e(t) ainsi que les profils de températures $T_s(x,t)$ et $T_l(x,t)$.

3.1.4. Conclusion partielle

La résolution du problème de Stefan-Neumann apparaît somme toute assez simple et met en jeu des séquences de calcul abondamment décrites dans tous les ouvrages de transferts thermiques.

Toutefois la résolution de l'équation (3.23.) n'est pas très aisée et nécessite la mise en place d'une procédure numérique.

3.2. Equations régissant le phénomène étudié

Le problème de Stefan-Neumann exposé au paragraphe 3.1. représente la cas le plus simple de phénomène de transfert de chaleur avec changement de phase. Cette étude ne présente que le cas de transferts conductifs.

Or le processus de formation de glace sur une plaque en écoulement forcé met en oeuvre des phénomènes convectifs.

3.2.1. Présentation du problème

On considère l'écoulement d'un liquide dans une conduite rectangulaire avec respectivement T_i et V, température et vitesse moyenne du fluide. La paroi est maintenue initialement à $T_i > T_f$ (température de fusion).

Au temps t = 0, pour x > 0, la température de la paroi est abaissée à $T_p < T_f$ ce qui entraîne le début de la solidification. La température de l'interface liquide-solide ainsi créée reste toujours à T_f. La figure 3.2. rappelle les caractéristiques du problème traîté.

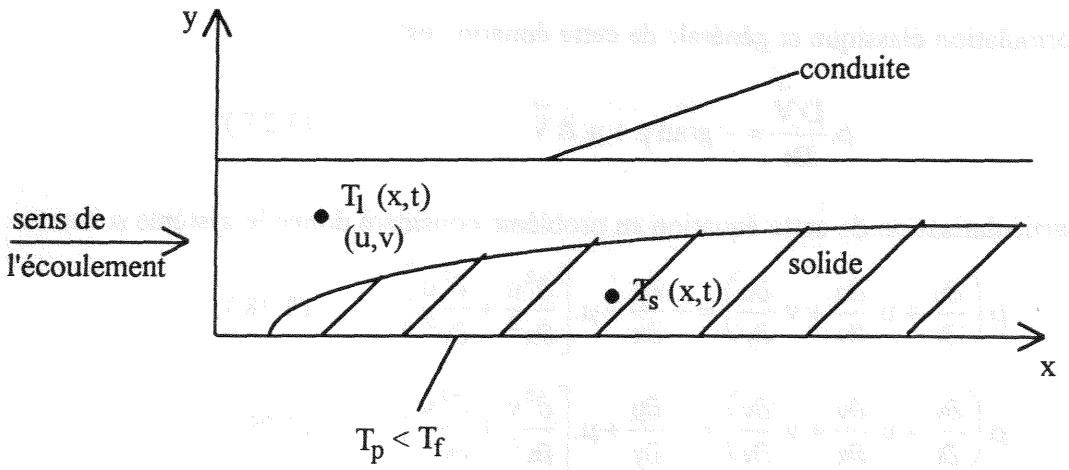


figure 3.2. : caractéristiques du problème relatif à un changement de phase lors d'un écoulement forcé

3.2.2. Formulation mathématique du problème

Le but de ce paragraphe est d'expliciter les phénomènes inhérant à ce problème pour chaque phase ainsi qu'à l'interface.

3.2.2.1. Phase solide

En ce qui concerne la phase solide, son traitement consiste comme pour le problème de Stefan-Neumann à écrire l'équation de conduction de la chaleur au sein de cette phase. On obtient alors :

$$\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} = \frac{1}{\alpha_s} \cdot \frac{\partial T_s}{\partial t} \qquad (3.24.)$$

3.2.2.2. Phase liquide

Les équations relatives à cette phase sont plus nombreuses. En effet il s'agit là d'un fluide en écoulement forcé et échangeant de l'énergie. Il est donc soumis aux équations de continuité, de Navier-Stockes et de conservation de l'énergie.

• Equation de continuité

L'écoulement est incompressible ce qui impose :

$$\text{div}\,\vec{V} = 0 \qquad (3.25.)$$

$$\text{d'où}\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad (3.26.)$$

• Equation de Navier-Stockes

La formulation classique et générale de cette équation est :

$$\rho.\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\text{grad}}\,p + \mu.\Delta\vec{V} \qquad (3.27.)$$

La particularisation de cette équation au problème considéré donne le système suivant :

$$\rho.\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u.\frac{\partial u}{\partial x} + v.\frac{\partial u}{\partial y}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu.\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right] \qquad (3.28.)$$

$$\rho.\left(\frac{\partial v}{\partial t} + u.\frac{\partial v}{\partial x} + v.\frac{\partial v}{\partial y}\right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu.\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right] \qquad (3.29.)$$

Les équations (3.28.) et (3.29.) sont les projections de l'équation de Navier-Stockes respectivement sur les axes (Ox) et (Oy).

• Equation de la conservation de l'énergie

Cette équation prend pour forme :

$$\rho.Cp.\frac{DT_l}{Dt} = \lambda.\Delta T_l + \mu.\Phi_v \qquad (3.30.)$$

Φ_v représente la fonction de dissipation dont l'expression dans ce cas est :

$$\Phi_v = 2.\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2\right] + \left[\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right]^2 \qquad (3.31.)$$

La forme de l'équation de conservation de l'énergie est finalement :

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} + u.\frac{\partial T_l}{\partial x} + v.\frac{\partial T_l}{\partial y} = \alpha_l.\left[\frac{\partial^2 T_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2}\right] + \frac{\mu}{\rho.Cp}.\Phi_v \qquad (3.32.)$$

Il est à noter que dans tous les travaux examinés à travers différents articles, le terme de viscosité impliquant la fonction de dissipation est régulièrement négligée.

3.2.2.3. Bilan à l'interface

Le bilan à l'interface s'écrit comme pour le problème de Stefan-Neumann. On rappelle sa forme :

$$\rho.L_f.\frac{de}{dt}=\left[\lambda_s.\frac{\partial T_s}{\partial y}-\lambda_l.\frac{\partial T_l}{\partial y}\right] \qquad (3.33.)$$

Il est à noter que certains auteurs comme Toda [24] font intervenir un terme rendant compte de la courbure de l'interface solide-liquide.

3.2.2.4. Conclusion partielle

Les équations (3.24.), (3.26.), (3.28.), (3.29.), (3.32.) et (3.33.) constituent le système à résoudre pour le problème évoqué. A ces équations, il faut ajouter les conditions initiales et limites suivantes :

- $t = 0 : T_l = T_i$ et $V = u$ (3.34.)
- $y = 0 : T_l = T_i$, et $V = u$ (3.35.)
- $x = 0 : T_l = T_i$, $T_s = T_p$, $\frac{\partial T_l}{\partial x} = 0$ et $V = 0$ (3.36.)
- $x = e : T_l = T_s = T_p$ (3.37.)

V représente la vitesse du fluide.

3.2.3. Méthode de résolution du système

3.2.3.1. Adimensionnement

On ne va présenter ici que le processus de résolution généralement mis en place. Le traitement que l'on fait subir tout d'abord au système est un adimensionnement de toutes les équations. Les nombres adimensionnels que l'on introduit dans ce but sont :

$$x^+=\frac{x}{l},\ y^+=\frac{y}{h},\ \tau=\frac{a_l.t}{l^2},\ e^+=\frac{e}{h},$$

$$T^+=\frac{T-T_f}{T_i-T_f},\ \alpha^+=\frac{\alpha_s}{\alpha_l},\ \lambda^+=\frac{\lambda_s}{\lambda_l} \qquad (3.38.)$$

l, longueur de la veine et h, hauteur de la veine.

Les nombres adimensionnels classiques tels que Pr, Re entr'autres interviennent alors aussi dans l'expression du système.

3.2.3.2. Transformation de Landau

Un des problèmes lié à la résolution de ce système est que l'on se heurte à un déplacement continu de l'interface solide-liquide. Ce problème s'avère déterminant dans le choix du maillage utilisé pour la discrétisation du système.

La solution la plus communément choisie est de prendre un maillage lié à la frontière mobile. La méthode dite de transformée de Landau [25] consiste à substituer à la variable y, deux grandeurs adimensionnelles ξ et η définies dans chaque domaine par :

- solide : $\xi = \dfrac{y}{e(t)}$ (3.39.)

avec $0 < \xi < 1$

- liquide : $\eta = \dfrac{y - e(t)}{h - e(t)}$ (3.40.)

avec $0 < \eta < 1$

Le repère ξ, η est mobile par rapport à celui repéré par y; il convient d'utiliser des dérivées de transfert pour exprimer les variations des grandeurs liées à ce nouveau repère.

Les expressions de ces dérivées de transfert se présentent de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_y^t = \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_\xi^t - \frac{\xi}{e}\cdot\frac{de}{dt}\cdot\frac{\partial T}{\partial \xi} \qquad (3.41.)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_y^t = \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_\eta^t - \frac{\eta - 1}{h - e}\cdot\frac{de}{dt}\cdot\frac{\partial T}{\partial \eta} \qquad (3.42.)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial \xi}\cdot\frac{1}{e} \qquad (3.43.)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial \eta}\cdot\frac{1}{h - e} \qquad (3.44.)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2}\cdot\frac{1}{(h - e)^2} \qquad (3.45.)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2}\cdot\frac{1}{e^2} \qquad (3.46.)$$

3.2.4. Conclusion partielle

Le problème relatif à la formation d'un dépôt de glace sur une plaque pour un écoulement forcé n'est pas très aisé. En effet l'écriture du système à partir des équations classiques de la mécanique des fluides et des transferts de chaleur est à première vue facile d'accès. Par contre il en est tout autrement en ce qui concerne la résolution proprement dite.

Il apparaît clairement qu'une procédure numérique doit être mis en place après adimensionnement et utilisation de la transformation de Landau. C'est sans doute une des raisons pour laquelle il existe très peu de travaux dans la littérature scientifique traitant globalement le problème présenté sans négliger les phénomènes visqueux.

3.3. Synthèse des travaux précédents

Ce paragraphe a pour but de présenter de façon synthétique les travaux relatifs à la formation de glace en conduite. Les différents auteurs se sont attachés à traiter expérimentalement et théoriquement ce problème pour diverses géométries de conduite. L'essentiel de ces travaux porte sur la modélisation et l'évolution de l'épaisseur du dépôt ainsi que sur les modifications du coefficient de transfert de chaleur par convection.

Un des principaux résultats [26], [27] est la mise en évidence d'un paramètre combinant le nombre de Re_H (nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal) et le taux de refroidissement de températures dont l'expression est la suivante :

$$\theta_c = \frac{T_f - T_p}{T_i - T_f} \qquad (3.47.)$$

L'expression reliant Re_H et θ_c peut être soit de forme linéaire, soit rationnelle. Quoiqu'il en soit, il apparaît que pour une valeur limite de ce paramètre, on obtient différents types de formation de glace. La figure 3.3. issue de [26] exprime clairement cela. En effet suivant la valeur du paramètre $\frac{Re_H}{\theta_c^{0,734}}$, on note deux types de formation de glace soit de type molle soit avec l'apparition d'une zone de transition. Ce dernier type est encore appelé couche de glace en forme de vagues. Le moment d'apparition de cette zone est fonction du nombre de Reynolds.

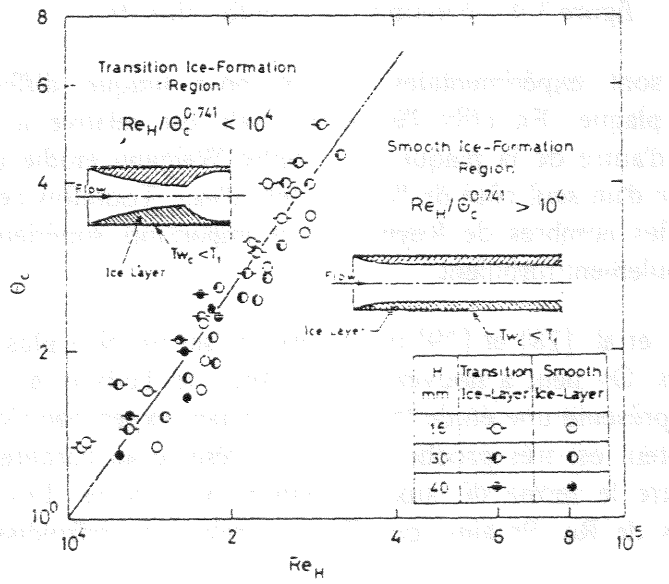


figure 3.3. : présentation des différents types de formation de glace suivant le paramètre $\frac{Re_H}{\theta_c^{0,734}}$

En ce qui concerne le comportement du coefficient local de transfert de chaleur par convection lors de la formation de glace, il dépend du type de dépôt comme le montre la figure 3.4.. Pour une glace "molle", on a un coefficient, h(x) qui reste constant sur toute la longueur de la veine hormis à l'entrée. Par contre l'autre mode de formation montre que h(x) diminue jusqu'au moment de la transition. L'augmentation est alors très importante et la valeur atteinte

par h(x) est supérieure à ce qu'on obtient pour le type de glace "molle". Après ce pic, la valeur de h(x) diminue pour tendre vers une valeur constante.

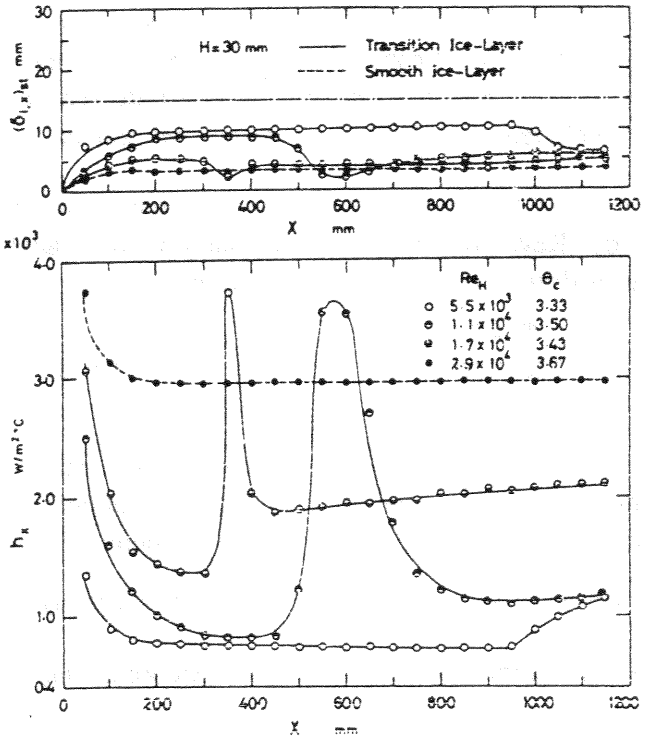


figure 3.4. : évolution de h en fonction de x

Ces deux études sont expérimentales et ont pour unique différence le type de refroidissement de la plaque. En effet l'étude de Seki est relative à un refroidissement symétrique de part et d'autre de la plaque. Par contre Weigand étudie une refroidissement asymétrique, c'est à dire d'un seul côté de l'écoulement d'eau. Toutefois ces deux expériences ont été menées pour des nombres de Reynolds très importants supérieurs à 10000 ce qui impose un régime d'écoulement turbulent.

Les travaux d'Hirata et al. [28] et [29] qui se placent sur un plan plus théorique viennent corroborer ces résultats. On peut à nouveau citer l'étude de Toda et al. [24] qui, pour une géométrie cylindrique, présente une étude très complète tant expérimentale que théorique. La modélisation de cet auteur est très proche du travail présenté au paragraphe 3.2.. Il ne fait cependant pas apparaître le terme dû aux dissipations visqueuses. Les résultats montrent l'influence des nombres de Re, Pr ainsi que B, taux relatif de refroidissement externe qui s'exprime par :

$$B = \frac{\lambda_s.(T_f - T_p)}{\lambda_l.(T_i - T_f)} = \frac{\lambda_s}{\lambda_l}.\theta_c \qquad (3.48.)$$

Cependant ces travaux ne tentent pas de coupler l'influence de ces paramètres comme précédemment. Néanmoins on y retrouve les différents modes de formation de glace ("molle ou avec transition). Il convient de préciser que l'étude de Toda et al. s'effectue en régime d'écoulement laminaire avec une veine d'essais verticale.

La modélisation de la formation de la glace sur une plaque plane est approchée de différentes façons. Ces approches se trouvent être nettement plus simple que celle indiquée au paragraphe 3.2.. On peut citer le travail de Beaubouef et Chapman [30] qui décrivent le phénomène de croissance du dépôt de la manière suivante :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s . \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \qquad (3.49.)$$

$$q_c + \rho . L . \frac{de}{dt} = \lambda_s . \frac{\partial T_s}{\partial y}(e,t) \qquad (3.50.)$$

q_c, densité surfacique de flux.

Les conditions limites et à la frontière sont :

$$y = 0,\ T = T_p \qquad (3.51.)$$

$$y = e,\ T = T_f \qquad (3.52.)$$

$$t = 0,\ e = 0 \qquad (3.53.)$$

Les auteurs utilisent aussi une transformation de Landau et un adimensionnement.

La convection induite par l'écoulement du fluide est exprimée par le terme q_c, densité surfacique du fluide. Les hypothèses relatives à ce modèle sont :

- une épaisseur de dépôt suffisamment faible pour considérer la conduction comme mono - dimensionnel,
- on suppose le flux q_c connu et fonction de l'abscisse x (sens de l'écoulement),
- les propriétés thermophysiques du fluide et du solide restent constantes,
- la température de paroi, T_p est uniforme et constante,
- on suppose l'existence d'une interface solide-liquide.

Cette méthode donne de bons résultats en accord avec les études précédentes et notamment [31].

3.4. Conclusion du chapitre

Le problème couplant à la fois changement de phase et écoulement forcé n'est pas des plus aisé à résoudre. A partir du problème de Stefan-Neumann qui représente le cas de base préalable à toute étude de ce type, on a procédé à une mise en forme du phénomène dans sa globalité. Le système régissant le problème de formation de glace sur une plaque plane ainsi obtenu est complexe et fait intervenir des méthodes de résolution numérique.

Les différentes études relatives à ce problème à la fois expérimental et théorique tentent rarement de modéliser le problème dans son ensemble [30]. Les auteurs essaient plutôt de modéliser et observer expérimentalement la formation et l'évolution du dépôt ainsi que

l'influence de celui-ci sur les tranferts de chaleur. On peut noter qu'aucun auteur ne s'intéresse au problème lié aux pertes de charge.

Le but de ce mémoire est de sortir de ce contexte fondamental pour inscrire le phénomène de formation de dépôt de glace dans une situation où ce processus est au centre du fonctionnement d'un échangeur de chaleur à plaques. On va essayer d'observer l'influence de ce problème sur les différentes caractéristiques d'un tel appareil (thermique et mécanique) ce qui jusqu'à maintenant n'a pas été effectué.

SYNTHESE DE L'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

La première étape du travail bibliographique a été de recenser les connaissances actuelles relatives à l'encrassement des échangeurs de chaleur. Tout d'abord il a été procédé à un recensement des différents types d'encrassement (chimique, biologique, par corrosion...) ainsi que les différentes cinétiques d'évolution possibles et les rémèdes communément employés par les industriels pour tenter de minimiser les dommages entrainés par ce processus. Ces méthodes sont rudimentaires. Elles consistent soit en un nettoyage (moyen curatif) soit en un surdimensionnement des dispositifs (moyen préventif). Quoiqu'il en soit, ces méthodes sont très onéreuses et les modèles mis en place à l'heure actuelle ne tiennent compte que de la résistance thermique pour suivre l'évolution du phénomène.

Dans cette même première étape, on a développé un nouveau concept basé sur l'utilisation du second principe de la thermodynamique. En effet ce nouveau critère, appelé critère entropique, permet de suivre à l'aide du seul terme de création d'entropie la contribution à la fois des dégradations induites thermique et mécanique. Ce principe est au coeur de l'étude menée par la suite.

La deuxième étape quant à elle s'est attachée à décrire tout d'abord le modèle classique de la germination homogène lors d'un changement de phase. Ce modèle basé sur la thermodynamique classique met en évidence l'importance du degré de surfusion, $\Delta T = T_{éq} - T$ dans la progression du phénomène. En effet ce terme agit comme la force motrice de la transformation de changement de phase.

La suite de cette partie montre à l'aide des travaux de Saito [13] combien ce terme entre en ligne de compte dans l'établissement de la probabilité de formation d'un germe. Cet auteur suppose aussi que l'on peut, moyennant l'introduction d'un paramètre adéquat, rapporter toutes les expériences menées avec différents types de matériaux à une seule et même courbe de référence (cf. figure 2.2.). Les résultats de cette partie sont très importants et permettent de mieux cerner ce qui se passe lors des campagnes expérimentales entreprises au sein du L.E.M.T.A.-G.E.S.P.E..

Le troisième chapitre de ce travail traîte des études menées d'un point de vue thermique et hydrodynamique concernant la formation de la glace dans une conduite. Le problème de Stefan-Neumann a tout d'abord été envisagé; ce cas représente le problème de base et de référence en ce qui concerne les phénomènes de changement de phase induit par conduction. La suite présente alors la méthode complète de modélisation du problème qui est par ailleurs rarement traité dans son ensemble hormis par Toda [24], bien que cet auteur néglige les phénomènes de viscosité. Les travaux relatifs à ce problème s'attachent essentiellement à modéliser la forme et la croissance du dépôt en utilisant des modèles plus simples comme Beaubouef et Chapman [30]. Les auteurs essaient aussi de comprendre le comportement du coefficient local de transfert de chaleur par convection lors de l'apparition de ce dépôt. Les études expérimentales liées à ce problème tentent de leur côté de déterminer les paramètres influençant le type de glace formée (soit "molle", soit avec transition). Il semble qu'un paramètre englobant à la fois le nombre de Reynolds et le taux de refroidissement soit la clef de ce phénomène.

De cette étude, il transparaît clairement que le phénomène d'encrassement par dépôt de glace sur une plaque plane revêt plusieurs formes : classique en ce qui concerne les moyens actuels de compréhension du problème et des remèdes employés, novatrice quand on aborde le principe du critère entropique. L'examen des divers travaux bibliographiques disponibles dans la littérature scientifique font aussi état de cette constatation.

Le but de cette étude engagé au sein du L.E.M.T.A.-G.E.S.P.E. veut à l'aide du critère entropique, apporter un nouveau moyen de suivi et de compréhension de l'encrassement des échangeurs de chaleur. En effet les différents travaux évoqués dans le troisième chapitre n'essaient pas de ramener leurs études au problème de l'encrassement. Ces travaux restent quand même fondamentaux à bien des points de vue. Une simulation numérique basée sur le concept du critère entropique ainsi qu'une campagne expérimentale appropriée, suite logique de cette étude, vont permettre d'aller dans le sens indiqué.

PARTIE 2 :

ETUDE THEORIQUE

NOMENCLATURE : PARTIE THEORIQUE

A, a	surface d'échange, section de passage (m^2)
C_p	chaleur spécifique (J/kg/K)
d_h	diamètre hydraulique (m)
dP	pertes de pression (Pa)
e	épaisseur du dépôt (m)
h	coefficient d'échange thermique surfacique par convection ($W.m^{-2}.K^{-1}$)
K	coefficient d'échange thermique global ($W.K^{-1}$)
l	largeur du canal (m)
$\dot{m}$	débit massique (kg/s)
p	périmètre d'échange thermique (m)
P_m	puissance mécanique de pompage (W)
$\dot{q}'$	flux de chaleur à la paroi par unité de longueur ($W.m^{-1}$)
q_v	débit volumique (m^3/s)
S	entropie (J/K)
t	temps (s ou mn)
T	température (K)
V	vitesse débitante (m/s)
x	coordonnée longitudinale (m)

LETTRES GRECQUES

β	angle des corrugations par rapport à la verticale (°)
λ	conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
ρ	masse volumique ($kg.m^{-3}$)
μ	viscosité dynamique (Pa.s)

NOMBRES ADIMENSIONNELS

f	coefficient de frottement
Pr	nombre de Prandlt = $\frac{\rho . C_p}{\mu}$
Nu	nombre de Nusselt = $\frac{h . d_h}{\lambda}$
Re	nombre de Reynolds = $\frac{\rho . V . d_h}{\mu}$

INDICES ET EXPOSANTS

°	dérivée par rapport au temps
'	grandeur monodimensionnelle
c	relatif au fluide chaud
d	relatif au dépôt
i	relatif à l'écoulement interne
e	relatif à l'écoulement externe ou à l'entrée de l'échangeur
f	relatif au fluide et au fluide froid
p	relatif à la paroi
s	relatif à la sortie de l'échangeur
0	relatif à l'état initial non encrassé
cd	relatif à l'entropie thermique de conduction
cv	relatif à l'entropie thermique de convection
ch	relatif à l'entropie thermique de chaleur
ΔP	relatif à l'entropie visqueuse
tot	relatif à l'entropie totale
a/tot0	adimensionnement par rapport à l'entropie totale initiale
a/0	adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur à l'état initial
a/p	adimensionnement par rapport à la puissance

INTRODUCTION

L'étude bibliographique a montré que les travaux concernant la formation de glace sur une plaque plane dans une conduite soumise à un écoulement forcé restent essentiellement fondamentaux. En outre, ils semblent difficilement applicables au phénomène d'encrassement.

Au cours de cette étude, un nouveau concept du suivi de l'encrassement des échangeurs de chaleur, basé sur le critère entropique a été introduit.

Cette deuxième partie va se baser principalement sur ce nouvel aspect du problème. En effet, les principales modélisations analytiques à partir de cet outil sont traîtées. Tout d'abord les chapitres 4 et 5 posent les deux cas des modélisations locales respectivement pour un demi-échangeur et pour l'échangeur complet. Le problème du demi-échangeur s'avère dans un premier temps intéressant puisque l'on ne s'occupe alors que du fluide encrassant. Le chapitre 6 traîte quant à lui d'un cas particulièrement pratique d'un point de vue industriel. En effet il s'agit d'un modèle global pour l'échangeur complet. L'échangeur est alors envisagé comme une boîte "noire" dans laquelle on ne peut accéder qu'aux données en entrée et en sortie sans savoir ce qui se passe au sein de l'appareil.

Pour tous ces cas, divers adimensionnements sont possibles, soit par rapport à la puissance que l'on impose à l'échangeur de transmettre (principe plutôt applicable dans l'industrie), soit par rapport à la valeur initiale du paramètre ce qui permet d'avoir un suivi de l'encrassement (principe plus fondamental et donc plutôt choisi dans la recherche). On peut en outre déterminer des pourcentages de création d'entropie afin de connaître l'influence relative de chaque terme de dégradation d'énergie. La variété des cas envisageables entraîne une multitude de possibilités en ce qui concerne l'étude paramétrique.

Cette étude s'avère importante car à l'aide de modèles simples basés sur le critère entropique, on va disposer d'un nouveau moyen de suivi global du problème d'encrassement.

CHAPITRE 4 : MODELE MONO-DIMENSIONNEL LOCAL POUR LE DEMI-ECHANGEUR

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

L'étude de ce modèle constitue la première étape pour la compréhension du phénomène d'encrassement. Cette approche va permettre de dégager les premières tendances du comportement des échangeurs de chaleur lors de l'encrassement.

La modélisation sera basée sur l'utilisation du critère entropique présenté dans la partie bibliographique.

4.1. Dégradations d'énergie dans les échangeurs à plaques

La première étape dans la modélisation du phénomène d'encrassement est d'envisager le problème d'un point de vue monodimensionnel, c'est à dire en considérant des grandeurs moyennes dans la section de l'échangeur (température, entropie, vitesse).

L'utilisation d'un tel modèle implique des hypothèses simplificatrices :

- le dépôt est uniforme,
- l'écoulement est établi.

4.1.1. Le demi-échangeur

On étudie donc dans un premier temps le cas du demi-échangeur qui est constitué d'un espace de dimension d, une surface adiabatique et une surface avec transfert. Cela sous-entend que l'on va raisonner uniquement sur le fluide encrassant et sa paroi d'échange thermique (figure 4.1).

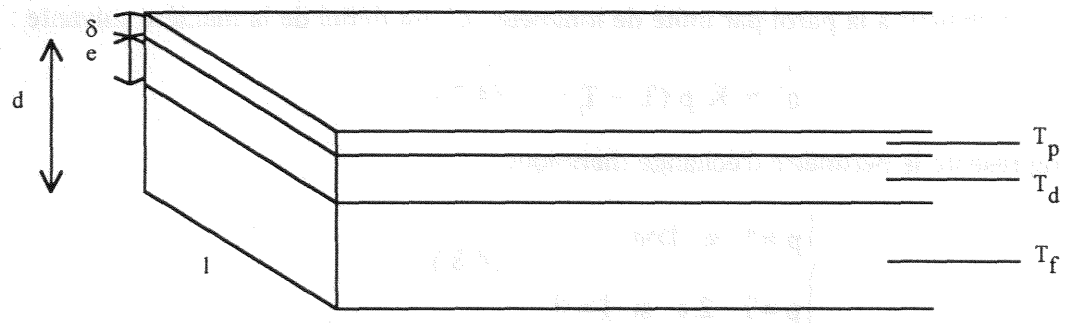


figure 4.1. : schéma du demi-échangeur

avec : l, largeur de la veine (mm),
d, hauteur de la veine (mm),
e, épaisseur d'encrassement (mm),
δ, épaisseur de la paroi (mm).
T_f, température du fluide (K),
T_d, température du dépôt (K),
T_p, température de paroi (K),

Ceci est un cas que l'on ne rencontre pas dans la réalité mais il permet néanmoins de tirer un certain nombre de conclusions avant d'aborder la cas de l'échangeur complet.

L'étude de l'entropie créée par unité de temps et de longueur, $\dot{S}_{tot}$ a révélé la contribution de deux termes tels que l'on peut écrire :

$$\dot{S}'_{tot} = \dot{S}'_{ch} + \dot{S}'_{\Delta P} \qquad (4.1.)$$

$$\dot{S}'_{ch} = \dot{q}'.\left(\frac{1}{T_p} - \frac{1}{T_f}\right) \qquad (4.2.)$$

$$\dot{S}'_{\Delta P} = -\frac{\dot{m}}{\rho.T_f}.\frac{dP}{dx} = \frac{2.\dot{m}_i^3.f}{\rho_i^2.a_i^2.d_{Hi}.T_f} \qquad (4.3.)$$

$\dot{S}'_{ch}$ et $\dot{S}'_{\Delta P}$ représente respectivement l'entropie créée par transfert thermique et l'entropie créée par les pertes de charge.

4.1.2. Etude des dégradations d'origine thermique

L'expression des dégradations d'origine thermique de la formule (4.2.) peut encore être décomposée en deux termes rendant compte respectivement des dégradations dues à la conduction et à la convection.

On a alors : $$\dot{S}'_{ch} = \dot{S}'_{cv} + \dot{S}'_{cd} \qquad (4.4.)$$

l'entropie de conduction $$\dot{S}'_{cd} = \dot{q}'.\left(\frac{1}{T_p} - \frac{1}{T_d}\right) \qquad (4.5.)$$

et l'entropie de convection $$\dot{S}'_{cv} = \dot{q}'.\left(\frac{1}{T_d} - \frac{1}{T_f}\right) \qquad (4.6.)$$

Dans l'expression (4.5.), il convient de faire remarquer que la température de paroi Tp a été prise sur l'intérieur de la paroi. On aurait aussi bien pu choisir Tp sur l'extérieur de la paroi de façon à intégrer la conduction de la paroi.

Le flux de chaleur à la paroi par unité de longueur, $\dot{q}'$ est défini de la manière suivante :

$$\dot{q}' = K.p.(T_f - T_p) \qquad (4.7.)$$

où p représente le périmètre d'échange thermique

$$\begin{cases} p = l \quad si \quad l \rangg d \\ p = l - 2.e \quad si \quad l \approx d \end{cases} \qquad (4.8.)$$

L'expression de K, coefficient global d'échange thermique devient du fait de l'égalité des surfaces d'échange :

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{K_{cv}} + \frac{1}{K_{cd}} \qquad (4.9.)$$

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{h_i} + \frac{e}{\lambda_d} \qquad (4.10.)$$

avec le coefficient d'échange par convection du fluide :

$$K_{cv} = h_i \qquad (4.11.)$$

et le coefficient d'échange par conduction dans le dépôt :

$$K_{cd} = \frac{\lambda_d}{e} \qquad (4.12.)$$

On recense trois variables : T_f, T_p, $\overset{\circ}{q}'$ avec la contrainte suivante :

$$\overset{\circ}{q}' = \begin{cases} K.p.(T_f - T_p) \\ K_{cv}.p.(T_f - T_d) \\ K_{cd}.p.(T_d - T_p) \end{cases} \qquad (4.13.)$$

On peut donc envisager trois cas : - T_f et T_p imposées d'où $\overset{\circ}{q}'$ déterminé,

- T_f et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où T_p déterminée,
- T_p et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où T_f déterminée.

Les résultats obtenus décrits en détail dans [32] pour les trois cas à envisager sont :

a- T_f et T_p imposées d'où $\overset{\circ}{q}'$ déterminé

$$\overset{\circ}{S}_{cd} = \frac{K^2.p.(T_f - T_p)^2}{T_p.\left[K.(T_f - T_p) + K_{cd}.T_p\right]} \qquad (4.14.) \qquad \overset{\circ}{S}_{cv} = \frac{K^2.p.(T_f - T_p)^2}{T_f.\left[K_{cv}.T_f - K.(T_f - T_p)\right]} \qquad (4.15.)$$

$$\overset{\circ}{S}_{ch} = \frac{K.p.(T_f - T_p)^2}{T_f.T_p} \qquad (4.16.)$$

b- T_f et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où T_p déterminée

$$\overset{\circ}{S}_{cd} = \frac{\overset{\circ}{q}'^2}{(T_f - \frac{\overset{\circ}{q}'}{K.p}).\left[\overset{\circ}{q}'.(1 - \frac{K_{cd}}{K}) + K_{cd}.p.T_f\right]} \qquad (4.17.) \qquad \overset{\circ}{S}_{cv} = \frac{\overset{\circ}{q}'^2}{T_f.\left[K_{cv}.p.T_f - \overset{\circ}{q}'\right]} \qquad (4.18.)$$

$$\overset{\circ}{S}_{ch} = \frac{\overset{\circ}{q}'^2}{T_f.\left[K.p.T_f - \overset{\circ}{q}'\right]} \qquad (4.19.)$$

c- T_p et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où T_f déterminée

$$\overset{\circ}{S}_{cd} = \frac{\overset{\circ}{q}'^2}{T_p.\left[K_{cd}.p.T_p + \overset{\circ}{q}'\right]} \qquad (4.20.) \qquad \overset{\circ}{S}_{cv} = \frac{\overset{\circ}{q}'^2}{(T_p - \frac{\overset{\circ}{q}'}{K.p}).\left[K_{cv}.p.T_p - \overset{\circ}{q}'.(1 - \frac{K_{cv}}{K})\right]} \qquad (4.21.)$$

$$\overset{\circ}{S}_{ch} = \frac{\overset{\circ}{q}'^2}{T_p.\left[K.p.T_p + \overset{\circ}{q}'\right]} \qquad (4.22.)$$

4.1.3. Etude des dégradations d'origine visqueuse

$$\dot{S}'_{\Delta P} = \frac{2.\dot{m}_i^3.f}{\rho_i^2.a_i^2.d_{Hi}.T_f} \qquad (4.23.)$$

avec $\dot{m}_i$, débit massique associé au demi-échangeur.

Pour la géométrie à plaquès, on a

$$d_{Hi} = 2.(d - e) \qquad (4.24.)$$

$$a_i = l.(d - e) \qquad (4.25.)$$

d'où $$\dot{S}'_{\Delta P} = \frac{\rho_i.\dot{q}_{vi}.f}{l^2.(d-e)^3.T_f} \qquad (4.26.)$$

Les corrélations relatives au coefficient de frottement f à utiliser sont :

- en laminaire, $f = \frac{24}{Re}$ (4.27.)
- en turbulent, $f = 0{,}079.Re^{-0{,}25}$ (4.28.)

De plus on fait l'hypothèse que le régime d'écoulement ne change pas au cours de l'encrassement.

Le terme $\dot{S}'_{\Delta P}$ peut alors subir divers développements selon le régime d'écoulement mais aussi selon le fait d'imposer constant soit le débit volumique soit la puissance de pompage.

Attachons nous maintenant à l'expression du débit dans le cas d'une puissance de pompage constante. En considérant que les dimensions des appareils sont telles que les pertes de charge régulières dans les canaux sont largement supérieures à celles d'entrée ou de sortie, l'expression de la puissance mécanique de pompage par unité de longueur est donnée par :

$$\dot{P}_m = \dot{q}_v.\frac{dP}{dx} \qquad (4.29.)$$

$$\text{or } \frac{dP}{dx} = \frac{\rho.f.\dot{q}_v^2}{l^2.(d-e)^3} \qquad (4.30.)$$

$$\text{d'où } \dot{P}_m = \frac{\rho.f.\dot{q}_v^3}{l^2.(d-e)^3} \qquad (4.31.)$$

Pour observer l'influence de la puissance de pompage, on impose l'égalité entre les puissances de pompage à l'état encrassé et à l'état initial.

On a alors :

$$\dot{P}_m = \dot{P}_{m,0} \qquad (4.32.)$$

$$\frac{f.\overset{\circ}{q}_v^{\,3}}{(d-e)^3} = \frac{f_0.\overset{\circ}{q}_{v,0}^{\,3}}{d^3} \quad (4.33.)$$

Cette expression se modifie encore suivant le régime d'écoulement.

En laminaire, f est donné par : $f = \frac{16}{Re} = \frac{8.\mu.l}{\overset{\circ}{\rho}.q_v}$ (4.34.) d'où en remplaçant dans (4.33.) :

$$\boxed{\overset{\circ}{q}_v = \overset{\circ}{q}_{v,0}.(1-\frac{e}{d})^{1,5} \quad (4.35.)}$$

$f = 0,12.Re^{-0,186} = 0,12.\left(\frac{2.\rho.\overset{\circ}{q}_v}{l.\mu}\right)^{-0,186}$ (4.36.) en turbulent d'où en effectuant la même opération :

$$\boxed{\overset{\circ}{q}_v = \overset{\circ}{q}_{v,0}.(1-\frac{e}{d})^{1,066} \quad (4.37.)}$$

4.2. Introduction des paramètres adimensionnés

Compte tenu des trois cas envisageables lors de l'étude du demi-échangeur (cf paragraphe 4.1.2.), il paraît judicieux d'introduire des paramètres adimensionnés correspondant à chaque éventualité.

Ainsi on utilisera les paramètres $\frac{T_f}{T_p}$, $\overset{\circ\,'}{q}_{red,Tf} = \frac{\overset{\circ\,'}{q_0}}{K_0.p_0.T_f}$, $\overset{\circ\,'}{q}_{red,Tp} = \frac{\overset{\circ\,'}{q_0}}{K_0.p_0.T_p}$ respectivement pour les cas où T_f et T_p connues; T_f et $\overset{\circ\,'}{q_0}$ connus et T_p et $\overset{\circ\,'}{q_0}$ connus.

Ces paramètres peuvent alors être injectés dans les formules du paragraphe 4.1.2. ce qui donne :

a- T_f et T_p imposées d'où $\overset{\circ}{q}'$ déterminé

$$\overset{\circ\,'}{S}_{cd} = \frac{K.p.(\frac{T_f}{T_p}-1)^2}{\left[\frac{T_f}{T_p}-1+\frac{K_{cd}}{K}\right]} \quad (4.38.) \qquad \overset{\circ\,'}{S}_{cv} = \frac{K.p.(1-\frac{T_p}{T_f})^2}{\left[\frac{K_{cv}}{K}-1+\frac{T_p}{T_f}\right]} \quad (4.39.)$$

$$\overset{\circ\,'}{S}_{ch} = \frac{K.p.(\frac{T_f}{T_p}-1)^2}{\frac{T_f}{T_p}} \quad (4.40.)$$

b- T_f et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où T_p déterminée

$$\overset{\circ}{S}'_{cd} = \frac{\frac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tf}\right)^2}{K.p}}{\left(1 - \overset{\circ}{q}'_{red,Tf} \cdot \frac{K_0 \cdot p_0}{K.p}\right) \cdot \left[\overset{\circ}{q}'_{red,Tf} \cdot \frac{K_0 \cdot p_0}{K.p} \cdot \left(1 - \frac{K_{cd}}{K}\right) + \frac{K_{cd}}{K}\right]} \qquad (4.41.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cv} = \frac{\frac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tf}\right)^2}{K.p}}{\frac{K_{cv}}{K} - \overset{\circ}{q}'_{red,Tf} \cdot \frac{K_0 \cdot p_0}{K.p}} \qquad (4.42.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{ch} = \frac{\frac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tf}\right)^2}{K.p}}{1 - \overset{\circ}{q}'_{red,Tf} \cdot \frac{K_0 \cdot p_0}{K.p}} \qquad (4.43.)$$

c- T_p et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où T_f déterminée

$$\overset{\circ}{S}'_{cd} = \frac{\frac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tp}\right)^2}{K.p}}{\frac{K_{cd}}{K} + \overset{\circ}{q}'_{red,Tp} \cdot \frac{K_0 \cdot p_0}{K.p}} \qquad (4.44.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{ch} = \frac{\frac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tp}\right)^2}{K.p}}{1 + \overset{\circ}{q}'_{red,Tp} \cdot \frac{K_0 \cdot p_0}{K.p}} \qquad (4.45.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cv} = \frac{\frac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tp}\right)^2}{K.p}}{\left(1 + \overset{\circ}{q}'_{red,Tp} \cdot \frac{K_0 \cdot p_0}{K.p}\right) \cdot \left[\frac{K_{cv}}{K} - \overset{\circ}{q}'_{red,Tp} \cdot \frac{K_0 \cdot p_0}{K.p} \cdot \left(1 - \frac{K_{cv}}{K}\right)\right]} \qquad (4.46.)$$

4.3. Adimensionnement des entropies créées

Le problème de l'adimensionnement peut être envisagé suivant deux aspects. En effet on peut adimensionner par rapport à l'état initial non encrassé, ce qui permet de suivre l'évolution de l'encrassement.

L'autre possibilité est l'adimensionnement par rapport à la puissance que l'on veut échanger. Ceci permet alors de comparer les performances de l'échangeur avant et après l'encrassement. C'est aussi le cas le plus intéressant d'un point de vue industriel puisqu'ainsi on peut connaître à quel moment on doit intervenir pour une opération d'entretien.

4.3.1. Adimensionnement par rapport à la puissance

$$\overset{\circ'a/p}{S_j} = \frac{\overset{\circ'}{S_j}}{\overset{\circ}{q'}}.t \qquad (4.47.) \text{ avec } j = cd, cv, ch, \Delta P$$

où t représente une température de référence à choisir.

Pour le choix de t, trois possibilités se présentent : $\sqrt{T_f.T_p}$, T_f et T_p ce qui nous ramène aux trois cas décrits lors du calcul des entropies d'origine thermique.

Chaque température correspond au cas précédemment décrit au paragraphe 4.1.2.. On va donc introduire nos paramètres adimensionnés au niveau de l'adimensionnement. On utilise donc la formule (4.47.) et les expressions adimensionnés des entropies du paragraphe 4.2. pour obtenir les expressions relatives à cet adimensionnement. Le tableau ci-après repertorie les expressions obtenues pour chaque cas envisageable.

t	$\sqrt{T_f.T_p}$	T_f	T_p
$\overset{\circ'a/p}{S_j}$	$\overset{\circ'a/p}{S_j} = \frac{\overset{\circ'}{S_j}}{K_0.p_0.(\frac{T_f}{T_p}-1)}.\sqrt{\frac{T_f}{T_p}}$ (4.48.)	$\overset{\circ'a/p}{S_j} = \frac{\overset{\circ'}{S_j}}{\overset{\circ'}{K_0.p_0.q_{red,T_f}}}$ (4.49.)	$\overset{\circ'a/p}{S_j} = \frac{\overset{\circ'}{S_j}}{\overset{\circ'}{K_0.p_0.q_{red,T_p}}}$ (4.50.)

4.3.2. Adimensionnement par rapport à l'état initial

Pour ce faire, on utilise les entropies de chaleur et de pertes de charge à l'état initial.

L'étude spécifique des dégradations thermiques se fait en composant un rapport utilisant une entropie de chaleur (conduction, convection ou chaleur) ramenée à l'entropie de chaleur à l'état initial non encrassé :

$$\overset{\circ'a/0}{S_j} = \frac{\overset{\circ'}{S_j}}{\overset{\circ'}{S_{ch,0}}} \qquad (4.51.) \text{ avec } j = cd, cv, ch.$$

L'étude globale des deux postes de dégradations (thermique et visqueuse) se fait en formant le rapport composé de l'entropie de chaleur ou de pertes de charge ramenée à l'entropie totale à l'état initial non encrassé :

$$\overset{\circ'a/tot0}{S_j} = \frac{\overset{\circ'}{S_j}}{\overset{\circ'}{S_{ch,0}} + \overset{\circ'}{S_{\Delta P,0}}} \qquad (4.52.) \text{ avec } j = ch, \Delta P$$

4.3.3. Pourcentage d'entropie créée

Il est aussi intéressant de connaître l'évolution relative de chaque poste de dégradation en fonction de la valeur de l'encrassement de façon à voir l'évolution du phénomène.

De ce fait on utilise un autre rapport que l'on nomme pourcentage d'entropie créée de la forme suivante :

$$\%\dot{S}_{\Delta P} = \frac{\dot{S}_{\Delta P}}{\dot{S}_{ch} + \dot{S}_{\Delta P}} \qquad (4.53.)$$

$$\%\dot{S}_{ch} = \frac{\dot{S}_{ch}}{\dot{S}_{ch} + \dot{S}_{\Delta P}} \qquad (4.54.)$$

4.4. Application des résultats

A l'aide des résultats décrits précédemment au paragraphe 4.3., il est alors possible d'étudier l'encrassement sous divers aspects. L'utilisation de nos résultats s'est faite grâce à un programme EXCEL utilisant plusieurs macro-instructions correspondant à chaque cas d'adimensionnement, de régime d'écoulement et de caractéristique de l'écoulement (débit constant ou puissance de pompage constante).

Toutefois il convient ici de préciser le cadre de l'application et les corrélations utilisées. En ce qui concerne les coefficients de transfert de chaleur, on utilise les relations (4.9.) et (4.10.). Les corrélations employées pour les échangeurs à plaques lisses [33] sont :

- $Re < 2000$: $Nu = 2{,}51.\left(\frac{D_h}{L}.Re.Pr\right)^{1/3}$ (4.55.), en régime laminaire.
- $Re > 10^4$, $Nu = 0{,}023.Re^{0,8}.Pr^{1/3}.\left(1+6.\frac{D_h}{L}\right)$ (4.56.) , en régime turbulent.

D'autre part les applications numériques ont été menées avec les valeurs suivantes de façon à simuler l'encrassement par dépôt de glace :

$\rho = 1000$ kg.m^{-3}
$C_p = 4180$ W.kg^{-1}.K^{-1}
$\lambda_f = 0{,}6$ W.m^{-1}.K^{-1}
$\mu_f = 1{,}78$ Pa.s
$\lambda_d = 2{,}21$ W.m^{-1}.K^{-1}
$l = 0{,}3$ m
$d = 0{,}05$ m

4.5. Résultats et interprétations

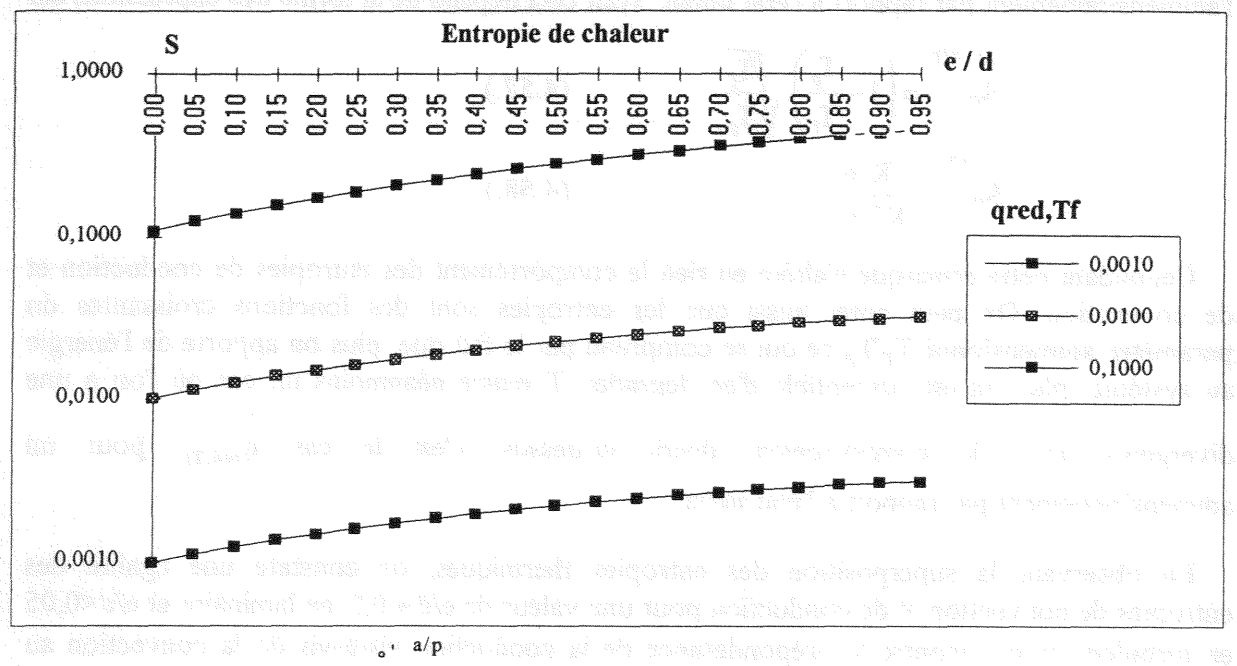
On ne présente de façon détaillée ici qu'un certain nombre d'exemples représentatifs car les courbes relatives aux autres possibilités d'adimensionnement et d'écoulement sont disponibles dans un rapport interne [32]. Toutefois il est à noter que des remarques générales peuvent être tirées de l'analyse de tous ces cas : les exemples présentés ne font qu'illustrer ce qui va suivre. En effet, chaque adimensionnement et chaque type d'écoulement donnent des courbes légèrement différentes.

4.5.1. Remarques générales

En ce qui concerne le type d'écoulement, on peut remarquer que le passage d'un régime laminaire à turbulent augmente les valeurs des entropies thermiques principalement (ce qui se comprend aisément) tout en conservant les allures des courbes. L'influence du débit ou de la puissance de pompage comme donnée constante se fait sentir essentiellement sur les valeurs de

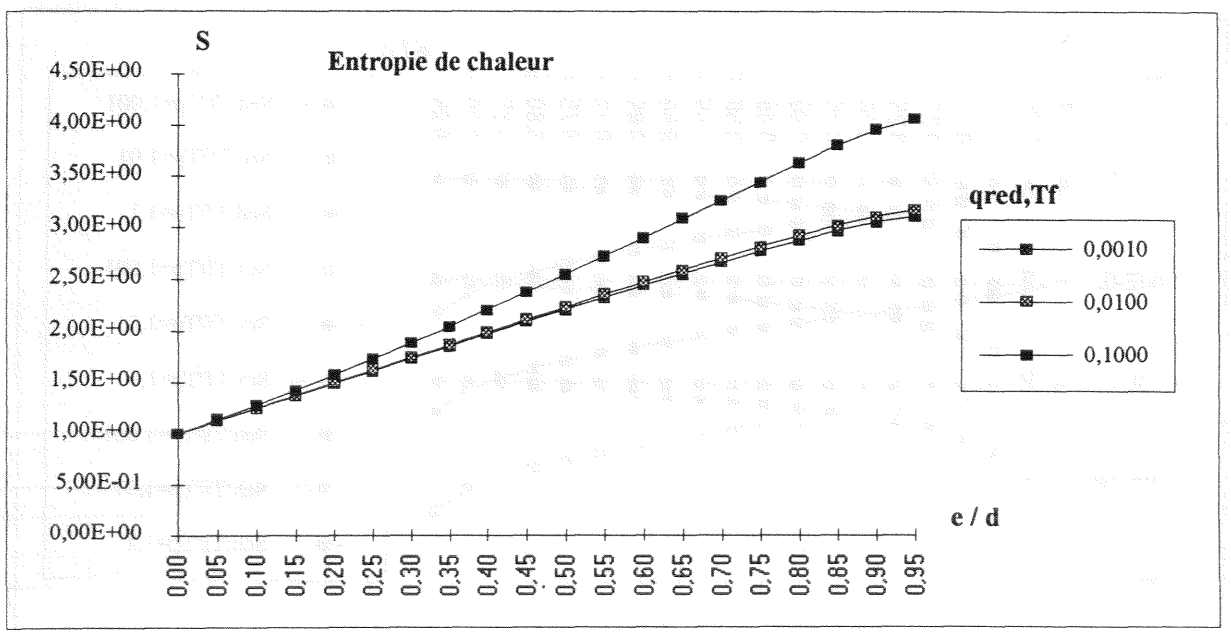
l'entropie visqueuse comme il sera vu lors de l'étude simultanée des entropies visqueuse et thermique.

La différence principale au niveau des adimensionnements (figure 4.2. et 4.3.) se situe au niveau des entropies thermique où l'on constate une influence nettement plus importante du paramètre dans le cas d'un adimensionnement par rapport à la puissance. Cependant en régime turbulent en adimensionnement par rapport à l'état initial avec le paramètre $q'_{red,Tp}$, on observe alors une influence non négligeable de ce paramètre.



S'_{ch} a/p

figure 4.2. : S'_{ch} = f(e/d) en régime laminaire à débit constant



S'_{ch} a/0

figure 4.3. : S'_{ch} = f(e/d) en régime laminaire à débit constant

4.5.2. Analyse des entropies d'origine thermique

Pour les entropies thermiques (figure 4.4.) quelque soit l'adimensionnement, on constate que l'entropie de conduction et de chaleur sont des fonctions croissantes de e/d alors que l'entropie de convection est elle, une fonction décroissante de l'épaisseur réduite. Ceci s'explique aisément car plus l'encrassement est important, moins le phénomène de conduction est performant d'où une dissipation d'énergie importante qui se fait au détriment de la convection. Toutefois il est à noter que l'entropie de chaleur pour le paramètre adimensionné T_f/T_p est constante pour l'adimensionnement par rapport à la puissance et décroissante pour l'adimensionnement par rapport à l'état initial. Tout ceci dépend de la forme des expressions car

$$\overset{\circ\,'\ a/p}{S_{ch}} = \left(1-\frac{T_p}{T_f}\right).\sqrt{\frac{T_f}{T_p}} \qquad (4.57.)$$

$$\overset{\circ\,'\ a/0}{S_{ch}} = \frac{K.p}{K^0.p^0} \qquad (4.58.)$$

Cependant cette remarque n'altère en rien le comportement des entropies de conduction et de convection. On peut noter aussi que les entropies sont des fonctions croissantes du paramètre adimensionné T_f/T_p ce qui se comprend par le fait que, plus on apporte de l'énergie au système, plus on est susceptible d'en dégrader. Il existe néanmoins un cas où l'on a une divergence avec le comportement décrit ci-dessus, c'est le cas $\overset{\circ\,'}{q}_{red,Tp}$ pour un adimensionnement par rapport à l'état initial.

En observant la superposition des entropies thermiques, on constate une égalité des entropies de convection et de conduction pour une valeur de $e/d \approx 0,3$ en laminaire et $e/d<0,05$ en turbulent ce qui montre la prépondérance de la conduction vis-à-vis de la convection au niveau des dégradations thermiques.

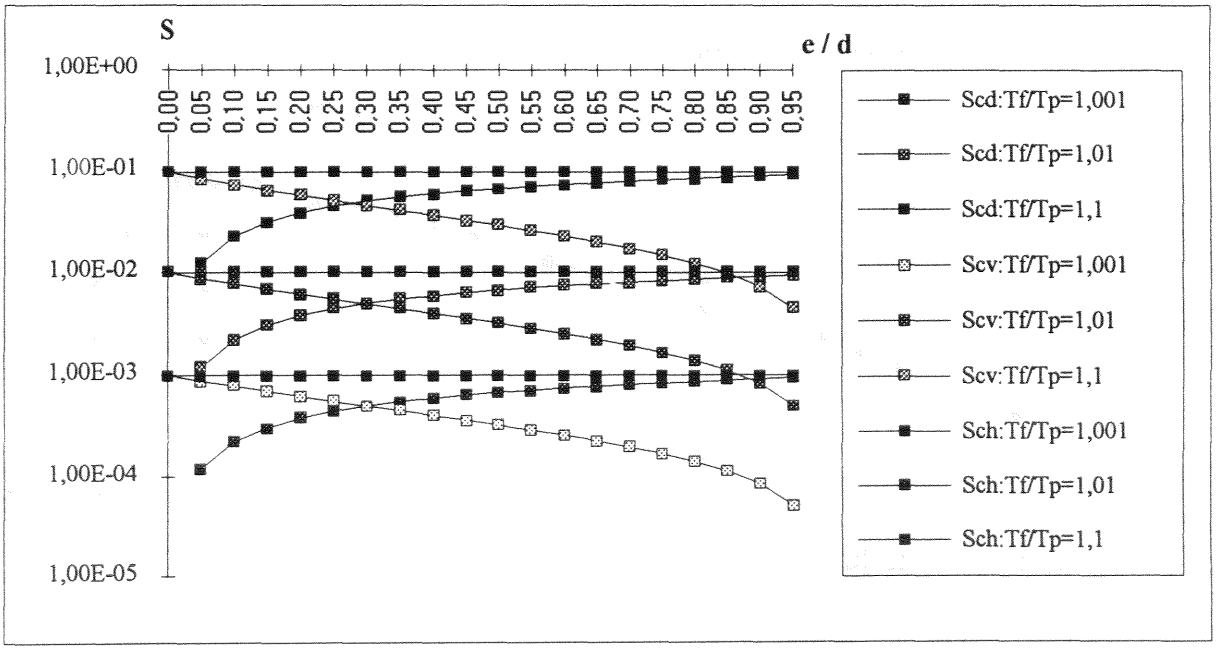


figure 4.4. : superposition des entropies thermiques adimensionnées par rapport à la puissance en régime laminaire et débit constant pour diverses valeurs de T_f/T_p

4.5.3. Analyse simultanée des entropies thermique et visqueuse

L'analyse de la superposition des entropies thermique et visqueuse (figure 4.5.) révèle tout d'abord qu'en laminaire, l'entropie visqueuse pour un débit maintenu constant a une faible influence sauf dans le cas où e/d $\rangle$0,75 et le paramètre a une faible valeur alors qu'en puissance de pompage constante, l'entropie visqueuse est toujours faible devant l'entropie thermique quelque soit la valeur de e/d et la valeur du paramètre. Lorsque l'on passe à l'étude du cas turbulent, la tendance s'inverse et l'entropie visqueuse a une influence majeure mais il faut pondérer ceci car l'augmentation du paramètre adimensionné réduit l'importance des dégradations mécaniques. En effet plus on a de quantité de chaleur à échanger, plus on va être susceptible d'en dissiper et donc à caractéristiques d'écoulement constantes, on va avoir un recul des dissipations visqueuses. Les courbes relatives au pourcentage d'entropie créée viennent d'ailleurs corroborer ces remarques.

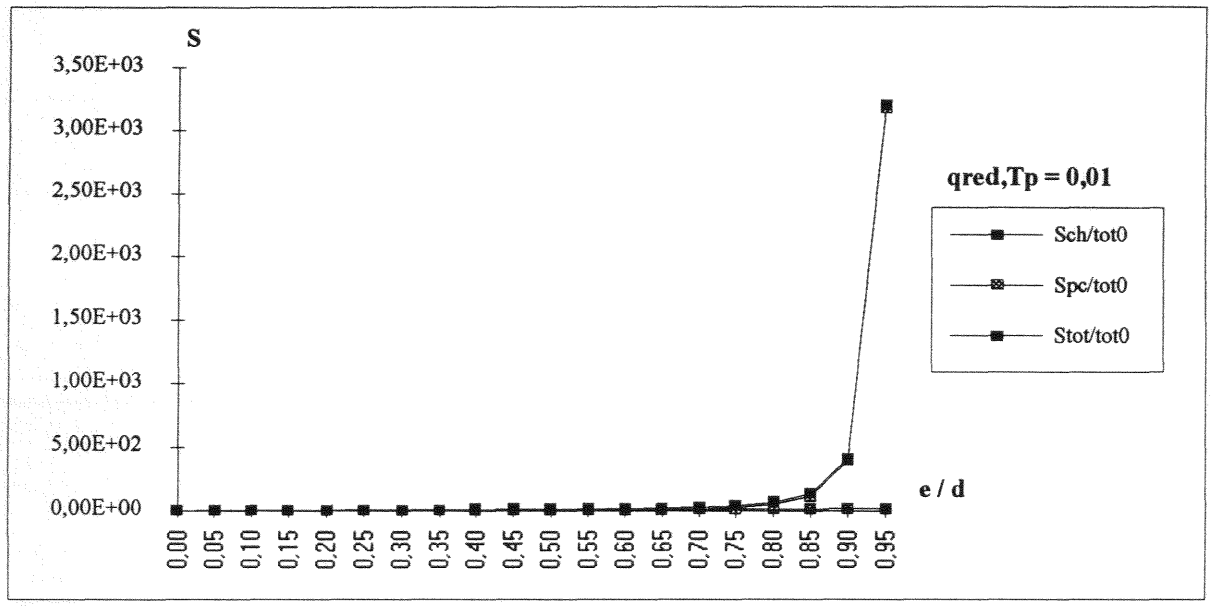


figure 4.5. : superposition des entropies thermique et visqueuse adimensionnées par rapport à la puissance en régime turbulent à débit constant

4.6. Conclusions du chapitre

L'étude du demi-échangeur apporte de nombreux résultats nouveaux qui ont été illustrés ici. L'analyse globale des courbes a mis en évidence certaines remarques importantes : au niveau des entropies thermiques, on a pu observer le comportement et la répartition entre conduction et convection.

L'autre point clé de l'analyse se situe au niveau de la superposition des entropies thermique et visqueuse : on a pu mettre en évidence le fait qu'en régime turbulent, l'entropie visqueuse a une influence importante par rapport à l'entropie thermique. Toutefois on constate que l'augmentation de la valeur du paramètre adimensionné, relatif au flux transféré altère ce phénomène.

Ce travail n'est en fait qu'une première étape qui permet de tirer des tendances que l'on va devoir confronter au cas de l'échangeur complet dans le cadre d'un modèle similaire : monodimensionnel et local. Ceci est fait au chapitre suivant.

CHAPITRE 5 : MODELE MONO-DIMENSIONNEL LOCAL POUR L'ECHANGEUR COMPLET

Le travail présenté ici est le développement pour l'échangeur complet du modèle local monodimensionnel, ce qui constitue le prolongement du travail mené pour le demi-échangeur.

Les hypothèses sont par conséquent les mêmes que celles utilisées pour le cas du demi-échangeur, à savoir qu'en modélisation mono-dimensionnel, on considère des grandeurs moyennes dans la section de l'échangeur (température, entropie, vitesse). De plus l'échangeur est à plaques lisses et les hypothèses simplificatrices suivantes sont maintenues : le dépôt est uniforme, l'écoulement est établi. En outre on fait l'hypothèse de négliger la résistance de conduction en paroi et on considère qu'un seul des deux fluides est encrassant.

L'application de la démarche suivie pour le demi-échangeur suppose quelques modifications. En effet il faut faire intervenir un terme relatif à l'écoulement externe au niveau du flux transféré à la paroi, de l'entropie de chaleur. De plus il faut substituer la température du fluide extérieur à la température de paroi.

5.1. Etude des dégradations d'origine thermiques

L'expression des dégradations d'origine thermique devient :

$$\dot{S}'_{ch} = \dot{q}'.\left(\frac{1}{T_{f,e}} - \frac{1}{T_{f,i}}\right) \qquad (5.1.)$$

Cette expression se décompose en trois termes rendant compte respectivement des dégradations dues à la conduction et à la convection interne et externe. On a alors :

$$\dot{S}'_{ch} = \dot{S}'_{cv,e} + \dot{S}'_{cd} + \dot{S}'_{cv,i} \qquad (5.2.)$$

avec l'entropie de conduction $\dot{S}'_{cd} = \dot{q}'.\left(\frac{1}{T_p} - \frac{1}{T_d}\right)$ (5.3.)

l'entropie de convection externe $\dot{S}'_{cv,e} = \dot{q}'.\left(\frac{1}{T_{f,e}} - \frac{1}{T_p}\right)$ (5.4.)

l'entropie de convection interne $\dot{S}'_{cv,i} = \dot{q}'.\left(\frac{1}{T_d} - \frac{1}{T_{f,i}}\right)$ (5.5.)

En ce qui concerne l'entropie de convection externe, on considère T_p comme la température interne de paroi ($T_{p,i}$) de façon à englober la conduction en paroi. L'expression du coefficient de transfert global de chaleur, K_e du côté externe est alors de la forme :

$$\frac{1}{K_e} = \frac{1}{K_{cv,e}} + \frac{1}{K_{cd}} \qquad (5.6.)$$

$$\text{avec } K_{cd} = \frac{\lambda_p}{\delta_p} \qquad (5.7.)$$

Les trois cas envisageables sont alors : - $T_{f,e}$ et $T_{f,i}$ imposées d'où $\overset{\circ}{q}'$ déterminé,

- $T_{f,i}$ et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où $T_{f,e}$ déterminée,
- $T_{f,e}$ et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où $T_{f,i}$ déterminée.

Les paramètres adimensionnés que l'on introduit deviennent alors $\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}}$, $\overset{\circ}{q}'_{red;Tf,i} = \frac{\overset{\circ}{q}'}{K_0 \cdot p_0 \cdot T_{f,i}}$, $\overset{\circ}{q}'_{red;Tf,e} = \frac{\overset{\circ}{q}'}{K_0 \cdot p_0 \cdot T_{f,e}}$ pour chaque cas à envisager. On obtient alors :

a- $T_{f,e}$ et $T_{f,i}$ imposées d'où $\overset{\circ}{q}'$ déterminées

$$\overset{\circ}{S}'_{ch} = \frac{K.p.\left(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1\right)^2}{\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}}} \qquad (5.8.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cv,e} = \frac{K^2.p.\left(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1\right)^2}{\left[K_{cv,e} + K.\left(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1\right)\right]} \qquad (5.9.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cd} = \frac{K^2.K_{cv,e}.K_{cv,i}.p.\left(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1\right)^2}{K_{cd}.\left[K_{cv,e} + K.\left(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1\right)\right].\left[K_{cv,i}.\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - K.\left(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1\right)\right]} \qquad (5.10.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cv,i} = \frac{K^2.p.\left(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1\right)^2}{\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}}.\left[K_{cv,i}.\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - K.\left(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1\right)\right]} \qquad (5.11.)$$

b- $T_{f,i}$ et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où $T_{f,e}$ déterminée

$$\overset{\circ}{S}'_{cd} = \frac{\dfrac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi}\right)^2}{K_{cd} \cdot p}}{\left(1 - \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi} \cdot \dfrac{K_0 \cdot p_0}{K_{cv,i} \cdot p}\right) \cdot \left[1 - \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi} \cdot K_0 \cdot p_0 \left(\dfrac{1}{K.p} - \dfrac{1}{K_{cv,e} \cdot p}\right)\right]} \qquad (5.12.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cv,e} = \frac{\dfrac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi}\right)^2}{K_{cv,e} \cdot p}}{\left[1 - \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi} \cdot \dfrac{K_0 \cdot p_0}{K.p}\right] \cdot \left[1 - \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi} \cdot K_0 \cdot p_0 \cdot \left(\dfrac{1}{K.p} + \dfrac{1}{K_{cv,e} \cdot p}\right)\right]} \qquad (5.13.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cv,i} = \frac{\dfrac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi}\right)^2}{K_{cv,i} \cdot p}}{\left[1 - \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi} \cdot \dfrac{K_0 \cdot p_0}{K_{cv,i} \cdot p}\right]} \qquad (5.14.) \qquad \overset{\circ}{S}'_{ch} = \frac{\dfrac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi}\right)^2}{K.p}}{1 - \overset{\circ}{q}'_{red,Tfi} \cdot \dfrac{K_0 \cdot p_0}{K.p}} \qquad (5.15.)$$

c- $T_{f,e}$ et $\overset{\circ}{q}'$ imposés d'où $T_{f,i}$ déterminée

$$\overset{\circ}{S}'_{cd} = \frac{\dfrac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe}\right)^2}{K_{cd} \cdot p}}{\left[1 + \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe} \cdot \dfrac{K_0 \cdot p_0}{K_{cv,e} \cdot p}\right] \cdot \left[1 + \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe} \cdot K_0 \cdot p_0 \cdot \left(\dfrac{1}{K_{cv,e} \cdot p} + \dfrac{1}{K_{cd} \cdot p}\right)\right]} \qquad (5.16.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cv,i} = \frac{\dfrac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe}\right)^2}{K_{cv,i} \cdot p}}{\left(1 + \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe} \cdot \dfrac{K_0 \cdot p_0}{K.p}\right) \cdot \left(1 + \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe} \cdot K_0 \cdot p_0 \cdot \left(\dfrac{1}{K_{cv,e} \cdot p} + \dfrac{1}{K_{cd} \cdot p}\right)\right)} \qquad (5.17.)$$

$$\overset{\circ}{S}'_{cv,e} = \frac{\dfrac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe}\right)^2}{K_{cv,e} \cdot p}}{\left(1 + \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe} \cdot \dfrac{K_0 \cdot p_0}{K_{cv,e} \cdot p}\right)} \qquad (5.18.) \qquad \overset{\circ}{S}'_{ch} = \frac{\dfrac{\left(K_0 \cdot p_0 \cdot \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe}\right)^2}{K.p}}{1 + \overset{\circ}{q}'_{red,Tfe} \cdot \dfrac{K_0 \cdot p_0}{K.p}} \qquad (5.19.)$$

5.2. Etude des dégradations d'origine visqueuse

L'expression des dégradations (cf. chapitre 4) est :

$$\dot{S}'_{\Delta P} = \frac{\rho_i \cdot \dot{q}_{vi}^3 \cdot f}{l^2 \cdot (d-e)^3 \cdot T_f} \qquad (5.20.)$$

Les corrélations relatives au coefficient de frottement f sont d'après TINAUT [34] :

- $Re < 2000$, $f = \frac{64}{Re}$ (5.21.) en laminaire.

- $Re > 4000$, $f = \frac{1}{(2.\log Re - 2,322)^2}$ (5.22.) en transitoire et turbulent.

L'hypothèse que le régime d'écoulement ne change pas au cours de l'encrassement est toujours maintenue.

Comme dans le cas du demi-échangeur, on peut considérer l'écoulement soit à puissance constante soit à débit constant. Dans le cas d'un écoulement à puissance constante, on relie l'expression du débit à l'état initial à celle du débit à l'état encrassé.

En laminaire, on obtient $\dot{q}_v = \dot{q}_{v,0} \cdot (1 - \frac{e}{d})^{1,5}$ (5.23.)

En transitoire et turbulent, on obtient l'expression suivante :

$$\dot{q}_v = \dot{q}_{v,0} \cdot \left(1 - \frac{e}{d}\right) \cdot \left(\frac{2.\log \dot{q}_{v,0} + 10,82}{2.\log \dot{q}_v + 10,82} \right)^{2/3} \qquad (5.24.)$$

5.3. Adimensionnement des entropies créées

Les adimensionnements proposés dans le chapitre 4 de cette partie sont repris pour traîter l'étude de l'encrassement de l'échangeur complet.

Les expressions relatives à chaque adimensionnement sont rappeler brièvement.

5.3.1. Adimensionnement par rapport à la puissance

Les expressions concernant cet adimensionnement sont rappeler dans le tableau ci-dessous.

t	$\sqrt{T_{f,i} \cdot T_{f,e}}$	$T_{f,i}$	$T_{f,e}$
$\dot{S}_j^{'a/p}$	$\dot{S}_j^{'a/p} = \frac{\dot{S}'_j}{K.p.(\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}} - 1)} \cdot \sqrt{\frac{T_{f,i}}{T_{f,e}}}$ (5.25.)	$\dot{S}_j^{'a/p} = \frac{\dot{S}'_j}{K_0 \cdot p_0 \cdot \dot{q}'_{red,T_{fi}}}$ (5.26.)	$\dot{S}_j^{'a/p} = \frac{\dot{S}'_j}{K_0 \cdot p_0 \cdot \dot{q}'_{red,T_{fe}}}$ (5.27.)

5.3.2. Adimensionnement par rapport à l'état initial

Le tableau ci-dessous rappelle les expressions des deux adimensionnements possibles par rapport à l'état initial.

Adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur à l'état initial non encrassé	Adimensionnement par rapport à l'entropie totale à l'état initial non encrassé
$S_j^{\circ\,a/0} = \frac{\dot{S}_j^{\circ}}{\dot{S}_{ch,0}^{\circ}}$ (5.28.) j = cd, cv, ch	$S_j^{\circ\,a/tot0} = \frac{\dot{S}_j^{\circ}}{\dot{S}_{ch,0}^{\circ} + \dot{S}_{\Delta P,0}^{\circ}}$ (5.29.) j = ch, ΔP

5.3.3. Pourcentage d'entropie créée

En ce qui concerne la connaissance de l'évolution relative de chaque poste de dégradation on utilise encore le pourcentage d'entropie créée défini comme suit :

$$\%\dot{S}_{\Delta P}^{\circ} = \frac{\dot{S}_{\Delta P}^{\circ}}{\dot{S}_{ch}^{\circ} + \dot{S}_{\Delta P}^{\circ}} \qquad (5.30.)$$

$$\%\dot{S}_{ch}^{\circ} = \frac{\dot{S}_{ch}^{\circ}}{\dot{S}_{ch}^{\circ} + \dot{S}_{\Delta P}^{\circ}} \qquad (5.31.)$$

5.4. Applications des résultats

5.4.1. Cadre de l'application

L'exploitation des résultats se fait comme pour le demi-échangeur sur EXCEL à l'aide d'un programme regroupant plusieurs macro-instructions relatives à chaque cas envisageable.

Les corrélations que nous allons employer pour les échangeurs à plaques lisses afin de déterminer les coefficients de transfert de chaleur sont issues de l'article de TINAUT [34]. Il donne :

- $Re < 2000,\ Nu = 1{,}86.\left(\frac{D_h}{L}.Re.Pr\right)^{1/3}$ (5.32.) en régime laminaire

- en transitoire ($2000 < Re < 10^4$),

$$Nu = 1{,}86.\left(\frac{D_h}{L}.2.10^3.Pr\right)^{1/3} + \left[\left(0{,}021.\left(10^4\right)^{0,8}.Pr^{0,43}\right)\right].2{,}54\left[1-\exp\left(-0{,}5.\left(\frac{Re-2000}{8000}\right)^{1,5}\right)\right]$$

$$-\left[1{,}86.\left(\frac{D_h}{L}.2.10^3.Pr\right)^{1/3}\right].2{,}54\left[1-\exp\left(-0{,}5.\left(\frac{Re-2000}{8000}\right)^{1,5}\right)\right] \qquad (5.33.)$$

- $Re > 10^4$, $Nu = 0{,}021.Re^{0,8}.Pr^{0,43}$ (5.34.) pour $\frac{L}{D_h} = 50$, en régime turbulent

5.4.2. Influence de K_{cd} sur K_e

D'autre part les applications numériques ont été menées avec les mêmes valeurs numériques qu'au chapitre 4. De plus pour la convection externe, on a choisi une valeur de $K_e = K_{cv,e}$ de 300 W/m²/K.

Il convient de s'assurer que l'assimilation de $K_{cv,e}$ à K_e est justifiée. Pour ce faire, une étude de sensibilité a été entreprise. On a choisi trois valeurs de $K_{cv,e}$ données (30, 300, 3000) correspondant respectivement aux cas de convection naturelle, convection forcée pour un gaz en régime turbulent et convection forcée pour un liquide en régime turbulent. Pour chaque valeur de $K_{cv,e}$, on calcule à partir des formules (5.6.) et (5.7.) les valeurs de K_e pour des valeurs de δ, épaisseur de la plaque variant de 0 à 10 mm.

La figure 5.1. présente les résultats obtenus avec une conductivité thermique de la plaque (en cuivre) égale à 380 W/m²/K. On note que les valeurs de K_e et $K_{cv,e}$ diffèrent quand Kcv,e est élevé (3000 W/m²/K) et que l'épaisseur de la plaque devient supérieure à 5 mm.

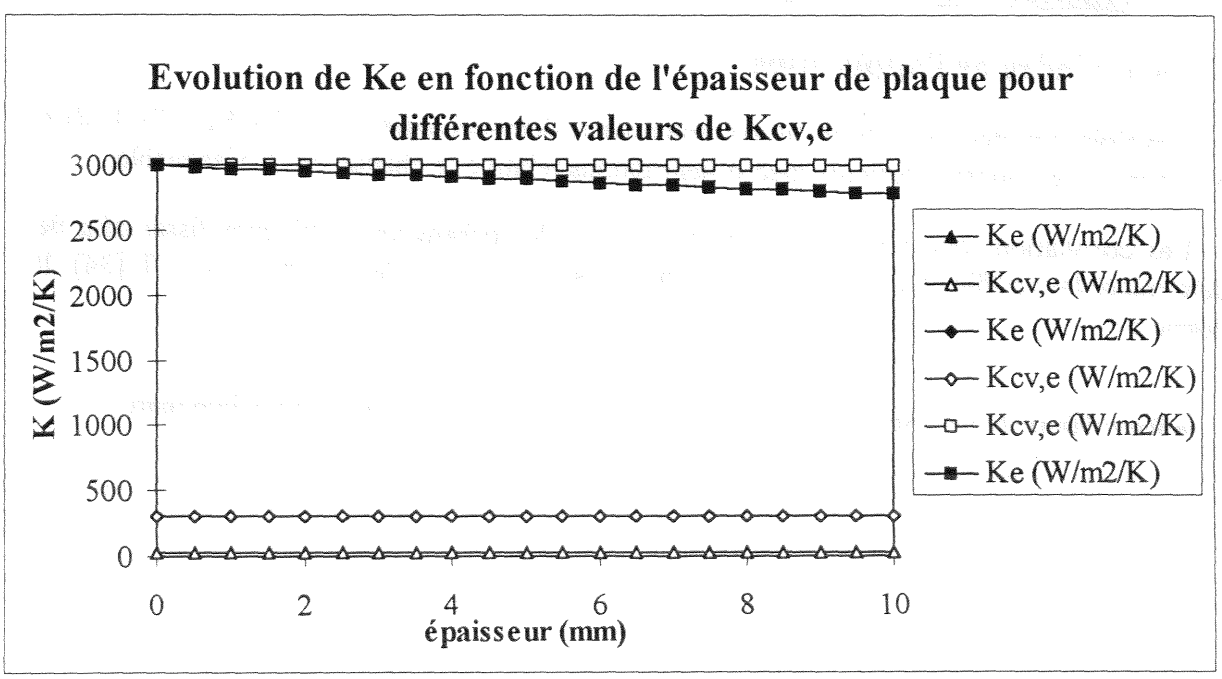


figure 5.1. : étude de sensibilité sur l'influence de K_{cd} sur K_e

Pour l'application entreprise du programme, avec $K_{cv,e}$ = 300 W/m²/K et une épaisseur de plaque de 5 mm il est raisonnable de négliger la conduction de la paroi. En effet le pourcentage d'erreur engendré dans ce cas est de 0,4 %.

5.5. Résultats

Nous n'allons présenter que quelques résultats significatifs illustrant le cas de l'échangeur complet étant donné la diversité des cas envisageables (adimensionnements, types et régimes d'écoulement). Tout d'abord il convient d'examiner les différences entre l'échangeur complet et le demi-échangeur (dont les résultats ont été l'objet d'une publication [35]) avant de passer à l'analyse de l'échangeur complet proprement dit.

5.5.1. Comparaison entre le demi-échangeur et l'échangeur complet

On présente ici les courbes d'entropie de chaleur dans le cas où le paramètre adimensionné est $q^{\circ\prime}_{red;Tf,i} = \frac{q^{\circ\prime}}{K_0 \cdot p_0 \cdot T_{f,i}}$, en régime laminaire. Les quatres courbes (figures 5.2., 5.3., 5.4., 5.5.) montrent pour chaque configuration (demi-échangeur ou échangeur complet) les deux formes d'adimensionnement. En ce qui concerne le type d'écoulement; on étudie le cas où le débit est maintenu constant.

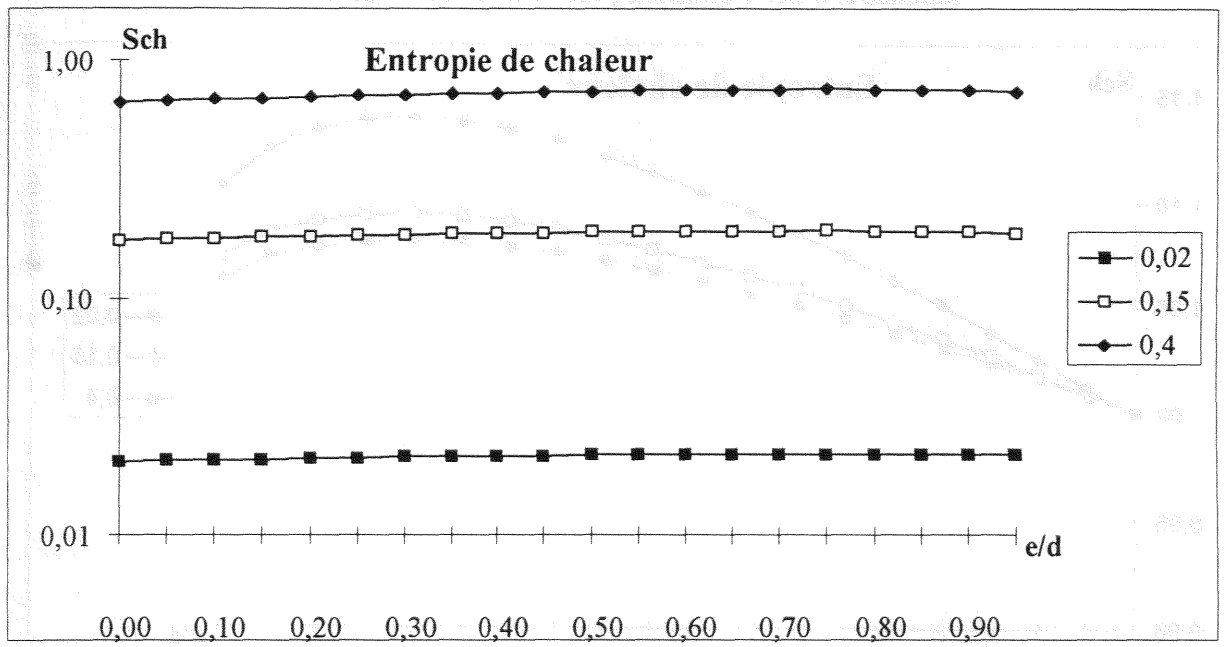


figure 5.2. : Sch = f (e/d) pour l'adimensionnement par rapport à la puissance, en régime laminaire, à débit constant pour l'échangeur complet pour différentes valeurs de $q^{\circ\prime}_{red;Tf,i}$.

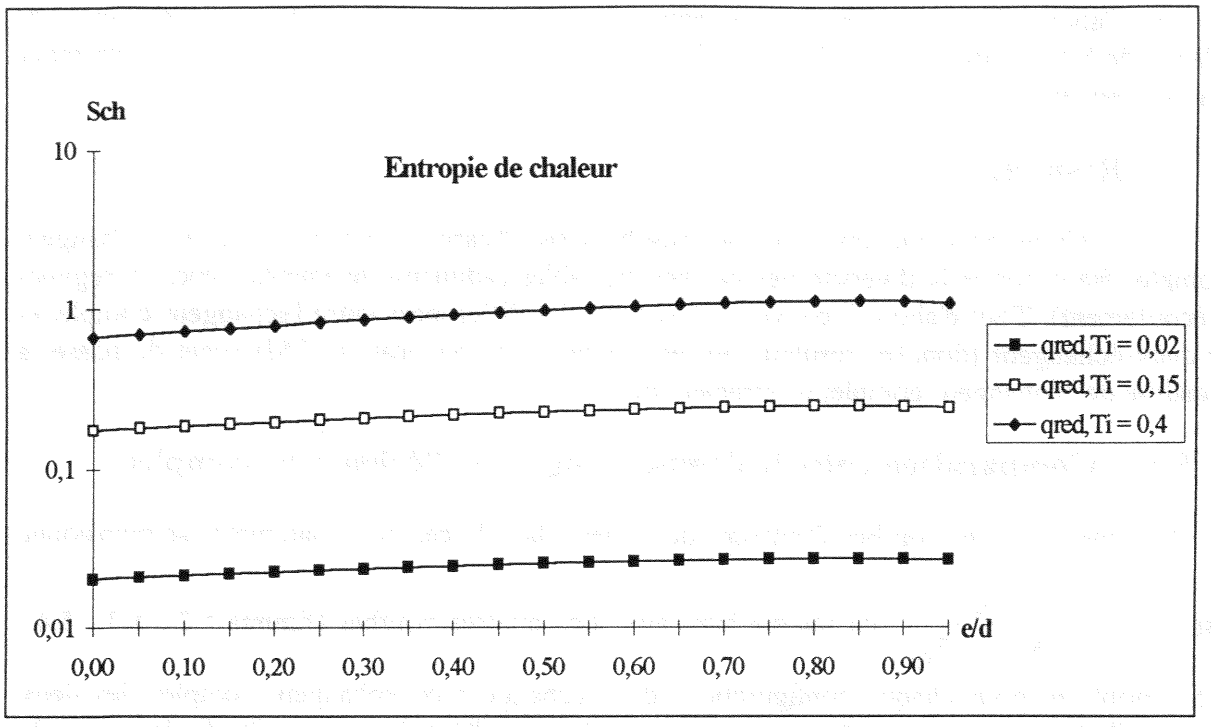


figure 5.3. : Sch = f (e/d) pour l'adimensionnement par rapport à la puissance, en régime laminaire, à débit constant pour le demi-échangeur.

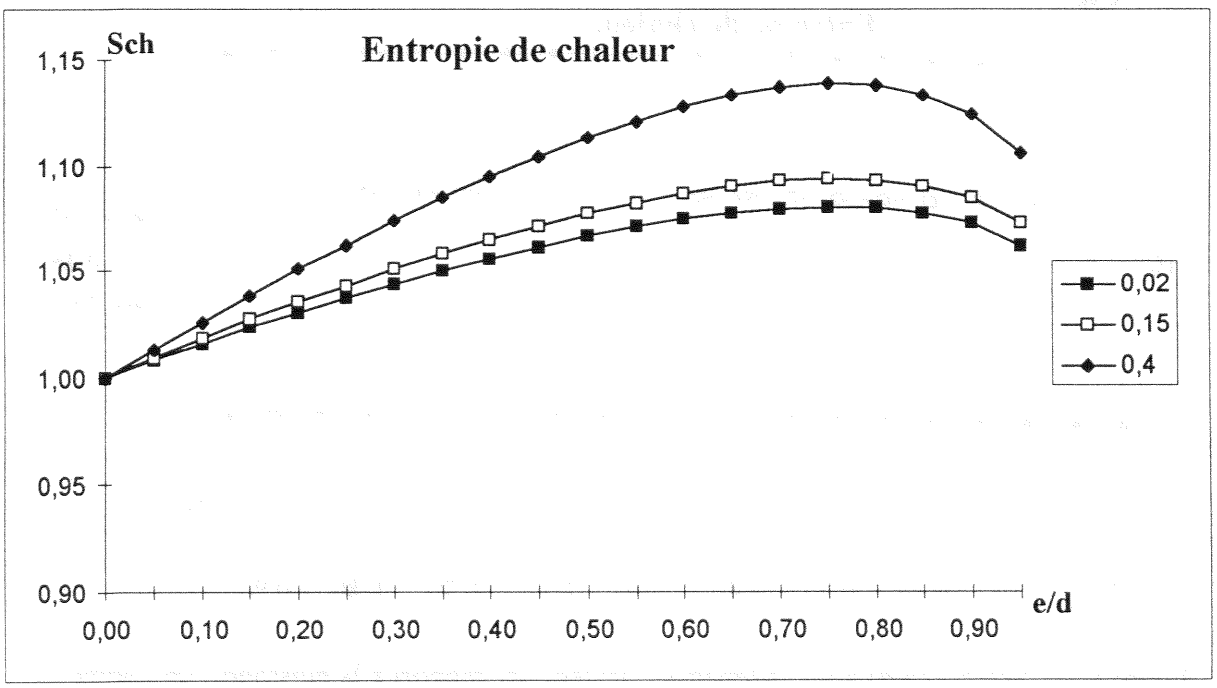


figure 5.4. : Sch = f (e/d) pour l'adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale, en régime laminaire, à débit constant pour l'échangeur complet pour différentes valeurs de $q'_{red;Tf,i}$.

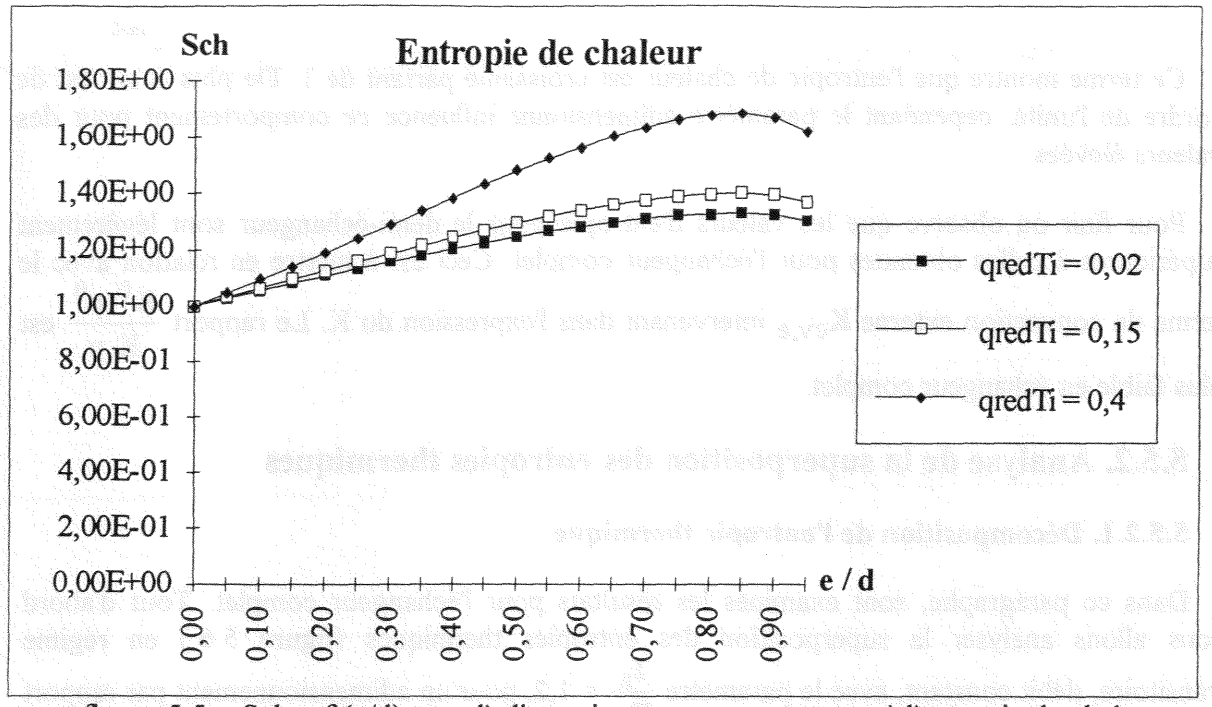


figure 5.5. : Sch = f (e/d) pour l'adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale, en régime laminaire, à débit constant pour le demi-échangeur.

La première remarque importante est de constater que les courbes relevant du même adimensionnement ont la même allure. Pour l'adimensionnement par rapport à la puissance, on a des courbes distinctes quasiment parallèles correspondant à chaque niveau de puissance mis en jeu. Ceci se comprend si l'on examine la formule relative à l'entropie de chaleur.

En effet l'utilisation de la formule (5.13.) appliquée avec la formule (5.24.) donne comme expression de l'entropie de chaleur adimensionneée par rapport à la puissance :

$$\overset{\circ}{S}_{ch}^{\prime a/p} = \frac{K_0 . p_0 . \overset{\circ}{q}_{red,Tfi}^{\prime}}{K.p.\left(1 - \frac{K_0 . p_0}{K.p} . \overset{\circ}{q}_{red,Tfi}^{\prime}\right)} \quad (5.35.)$$

En effet, on constate que $\overset{\circ}{S}_{ch}^{\prime a/p}$ est de l'ordre de $\overset{\circ}{q}_{red,Tfi}^{\prime}$.

Pour l'adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale, on a des courbes là aussi similaires. Ces courbes sont quasi-confondues, elles ne se démarquent vraiment que pour des valeurs élevées du paramètres $\overset{\circ}{q}_{red,Tfi}^{\prime}$.

L'examen de l'expression de l'entropie de chaleur adimensionnée par rapport à l'entropie de chaleur initiale donne en utilisant les formules (5.15.) et (5.28.) :

$$\overset{\circ}{S}_{ch}^{\prime a/0} = \frac{1 - \overset{\circ}{q}_{red,Tfi}^{\prime}}{\frac{K^0 . p^0}{K.p} - \overset{\circ}{q}_{red,Tfi}^{\prime}} \quad (5.36.)$$

Ce terme montre que l'entropie de chaleur est croissante partant de 1. De plus S^{0}_{ch} est de l'ordre de l'unité, cependant le paramètre adimensionné influence ce comportement pour des valeurs élevées.

Pour finir on observe que les valeurs d'entropie pour le demi-échangeur sont légèrement supérieures à celles obtenues pour l'échangeur complet. Ceci est à mettre en relation avec le terme de convection externe $K_{cv,e}$ intervenant dans l'expression du K. Le rapport $\frac{K^0.p^0}{K.p}$ est plus faible en échangeur complet.

5.5.2. Analyse de la superposition des entropies thermiques

5.5.2.1. Décomposition de l'entropie thermique

Dans ce paragraphe, sont examinés les résultats pour l'échangeur complet. Tout d'abord nous allons analyser la superposition des entropies thermiques (figure 5.6.) en régime transitoire, débit constant, avec le paramètre $\frac{T_{fi}}{T_{fe}} = 1,2$, pour un adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale.

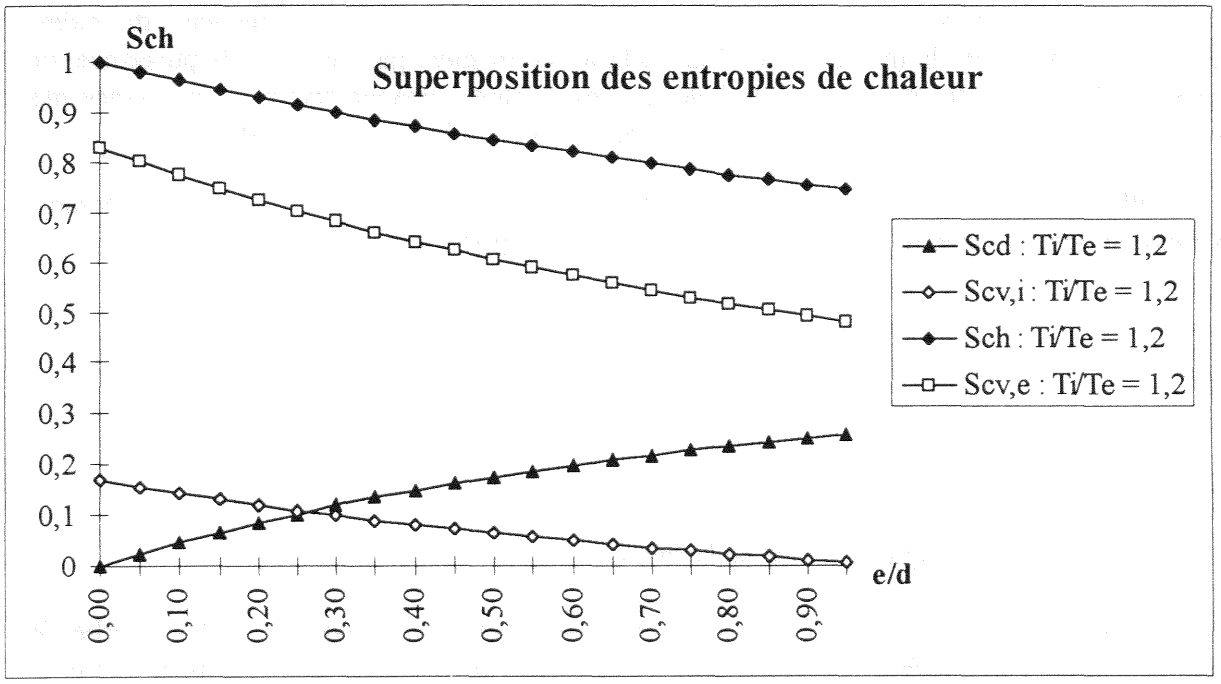


figure 5.6. : Superposition des entropies de chaleur en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale, en régime transitoire, à débit constant et $K_{cv,e} = 300$ W/m²/K.

On peut distinguer deux types de comportement des entropies de chaleur. Tout d'abord l'entropie de conduction qui est croissante et les deux termes de convection qui sont décroissants.

On explique ce phénomène par le fait que plus le dépôt augmente, moins la conduction est efficace d'où une dissipation d'énergie importante qui se fait au profit de la convection.

En ce qui concerne l'entropie de chaleur, son allure va à l'encontre de ce que l'on peut escompter (croissance). Cette décroissance est relative au choix du paramètre adimensionné et du type d'adimensionnement. En effet l'expression de l'entropie de chaleur adimensionnée par rapport à l'entropie de chaleur initiale basée sur les formules (5.8.) et (5.28.) donne :

$$\overset{\circ}{S}_{ch}^{\prime a/0} = \frac{K.p}{K_0.p_0} \quad (5.37.)$$

Ceci implique la décroissance de ce terme pour un adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale et le paramètre $\frac{T_{fi}}{T_{fe}}$.

Pour l'adimensionnement par rapport à la puissance, on a aussi un comportement différent de celui attendu. Dans ce cas on a :

$$\overset{\circ}{S}_{ch}^{\prime a/p} = \left(1-\frac{T_{fe}}{T_{fi}}\right).\sqrt{\frac{T_{fi}}{T_{fe}}} \quad (5.38.)$$

Ce terme est constant et fonction uniquement du paramètre $\frac{T_{fi}}{T_{fe}}$.

5.5.2.2. Influence de la valeur de $K_{cv,e}$

La figure 5.7. présente la superposition des entropies thermiques pour une valeur de Kcv,e égale à 3000 W/m²/K ce qui correspond à un fluide refroidissant liquide. En comparant cette courbe à la courbe de la figure 5.6. on constate le caractère limitant du fluide externe. En effet plus le coefficient de transfert de chaleur externe est faible, plus on dissipe côté externe. Ceci s'explique bien lorsque l'on examine l'expression de l'entropie de chaleur externe basée sur les formules (5.9.) et (5.26.) :

$$\overset{\circ}{S}_{cv,e}^{\prime a/0} = \frac{K.\frac{T_{fi}}{T_{fe}}}{K_{cv,e}+K.\left(\frac{T_{fi}}{T_{fe}}-1\right)} \quad (5.39.)$$

En effet le terme $K_{cv,e}$ intervient au dénominateur et de ce fait plus $K_{cv,e}$ est élevé, moins on dissipe.

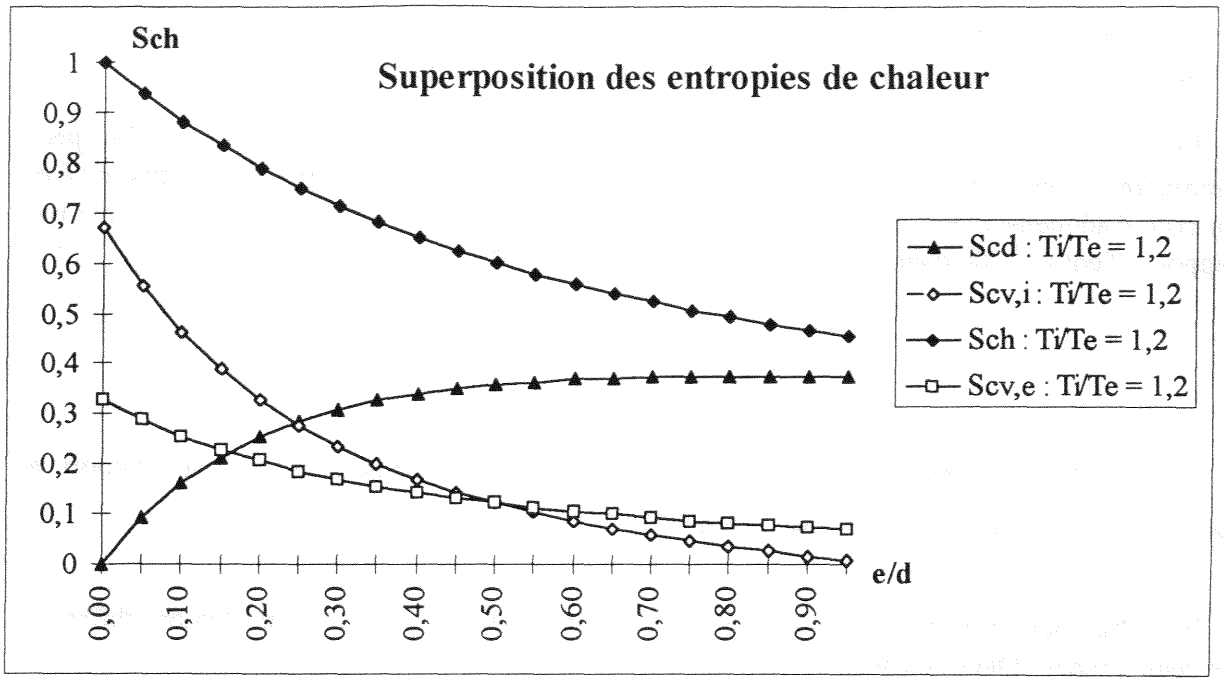


figure 5.7. : Superposition des entropies de chaleur en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale, en régime transitoire et à débit constant et $K_{cv,e}$ = 3000 W/m^2/K.

5.5.2.3. Influence du type d'écoulement

Les figures 5.8. et 5.9. montrent la superposition des entropies de chaleur pour respectivement le régime transitoire et turbulent à puissance de pompe constante.

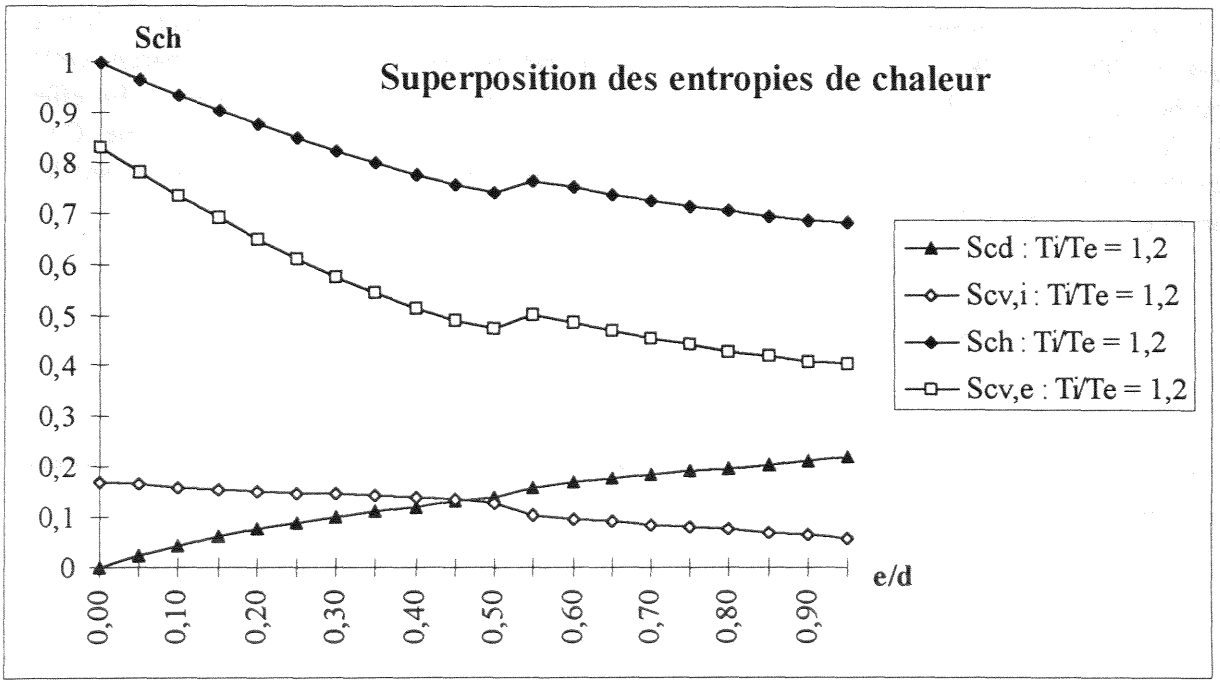


figure 5.8. : Superposition des entropies de chaleur en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale, en régime transitoire et à puissance de pompe constante et $K_{cv,e}$ = 300 W/m^2/K.

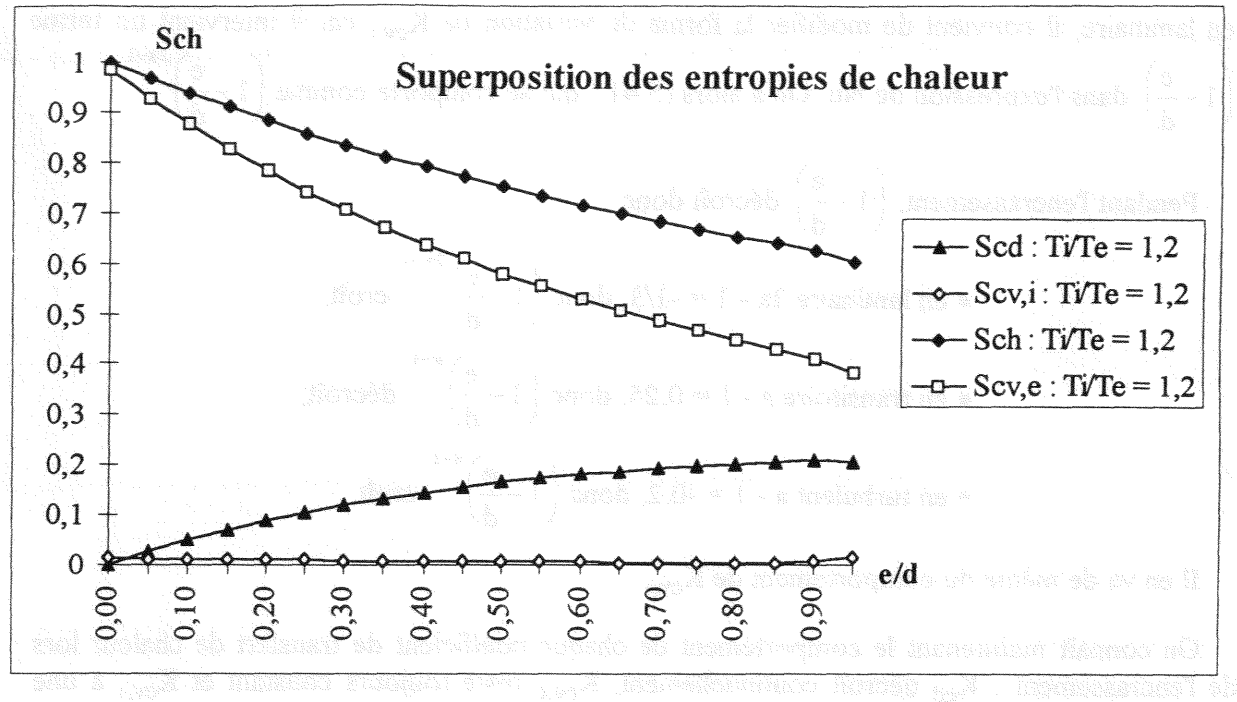


figure 5.9. : Superposition des entropies de chaleur en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à l'entropie de chaleur initiale, en régime turbulent et à puissance de pompe constante et $K_{cv,e}$ = 300 W/m^2/K.

La figure 5.8. met en évidence la transition transitoire-laminaire qui apparaît à e/d # 0,5. La figure 5.9. quant à elle représente la transition turbulent-transitoire.

La compréhension des évolutions de ces courbes se fait en examinant les coefficients de transfert de chaleur. On a $K_{cv,e}$ constant, K_{cd} décroissant pendant l'encrassement. De son côté, le comportement de $K_{cv,i}$ est donné par :

$$K_{cv,i} = f\left[\frac{Nu}{\left(1-\frac{e}{d}\right)}\right] \qquad (5.40.)$$

L'évolution de $K_{cv,i}$ revient à examiner le comportement du rapport :

$$\frac{Nu}{\left(1-\frac{e}{d}\right)} \qquad (5.41.)$$

On a Nu qui est fonction de Re^a et aussi de $q_v^{\circ a}$. L'examen de l'évolution du débit en fonction de e/d pendant l'encrassement indique que celle-ci est pratiquement linéaire. De ce fait le comportement de (5.41.) est le même que celui de $\left(1-\frac{e}{d}\right)^{a-1}$.

L'évolution de $K_{cv,i}$ va donc dépendre de la valeur de l'exposant a. Cette valeur varie suivant le régime d'écoulement : en laminaire a = 1/3, en turbulent a = 0,8 et en transitoire a = 1,25 (cette valeur a été estimée compte tenu de la forme de la corrélation utilisée). Toutefois

en laminaire, il convient de modifier la forme de variation de $K_{cv,i}$ car il intervient un terme $\left(1-\frac{e}{d}\right)$ dans l'expression de Nu. On a alors (5.41.) qui se comporte comme $\left(1-\frac{e}{d}\right)^{2a-1}$.

Pendant l'encrassement, $\left(1-\frac{e}{d}\right)$ décroît donc :

- en laminaire 2a - 1 = -1/3, donc $\left(1-\frac{e}{d}\right)^{2a-1}$ croît,
- en transitoire a - 1 = 0,25, donc $\left(1-\frac{e}{d}\right)^{a-1}$ décroît;
- en turbulent a - 1 = -0,2, donc $\left(1-\frac{e}{d}\right)^{a-1}$ croît.

Il en va de même du comportement de $K_{cv,i}$.

On connaît maintenant le comportement de chaque coefficient de transfert de chaleur lors de l'encrassement : K_{cd} décroît continuellement, $K_{cv,e}$ reste toujours constant et $K_{cv,i}$ a une évolution liée au régime d'écoulement.

Pour la figure 5.8., en transitoire, $K_{cv,i}$ décroît, donc compte tenu du comportement des autres termes, K diminue. A la transition quand l'écoulement devient laminaire, $K_{cv,i}$ devient croissant mais K_{cd} continue toujours à diminuer. Pour connaître l'évolution de K résultant de ce changement de régime, il faut s'attacher à quantifier les variations de chaque coefficient en fonction de l'accroissement du dépôt.

En ce qui concerne $K_{cv,i}$, compte tenu de l'expression $\left(1-\frac{e}{d}\right)^{-1/3}$, il en résulte :

$$\frac{\Delta K_{cv,i}}{K_{cv,i}} = \frac{1}{3}\cdot\frac{\Delta\left(\frac{e}{d}\right)}{\left(1-\frac{e}{d}\right)} \qquad (5.42.)$$

En ce qui concerne K_{cd}, compte tenu de son évolution inversement proportionnel à e/d, il résulte :

$$\frac{\Delta K_{cd}}{K_{cd}} = -\frac{\Delta\left(\frac{e}{d}\right)}{\frac{e}{d}} \qquad (5.43.)$$

L'examen des variations révèle que $\left|\frac{\Delta K_{cv,i}}{K_{cv,i}}\right|$ est inférieure à $\left|\frac{\Delta K_{cd}}{K_{cd}}\right|$ sauf quand e/d tend vers 1. Ceci amène à conclure que l'augmentation de $K_{cv,i}$ est compensée par la baisse de K_{cd} et de ce fait K continue à baisser après le passage en laminaire hormis au moment même de la transition où on constate un "décrochage" dû à la brutale augmentation de $K_{cv,i}$.

A partir de ces comportements, on peut expliquer ce qui se passe au niveau de la figure 5.8. En ce qui concerne les entropies de chaleur et de convection externe (adimensionnées par rapport à l'entropie initiale), leurs évolutions sont inverses à celle de K car ce terme intervenant

au dénominateur (cf paragraphe 5.1. de ce chapitre) est le seul impliqué dans le comportement de ces entropies. Pour l'entropie de conduction, on remarque tout d'abord que la transition n'est pas très marquée. En effet cette entropie dépend de l'évolution de tous les coefficients de transfert de chaleur. Il semble alors qu'aucun de ces termes ne soit prépondérant à la transition. L'entropie de convection interne, quant à elle, a un comportement inverse à son facteur majeur, c'est à dire une diminution étant donné qu'il apparaît aussi au dénominateur.

L'analyse de la figure 5.9. va suivre le même cheminement que précédemment. Tout d'abord on peut remarquer que la transition est nettement moins marquée que pour la transition laminaire-transitoire.

En turbulent $K_{cv,i}$ croît comme :

$$\frac{\Delta K_{cv,i}}{K_{cv,i}} = \frac{1}{5} \cdot \frac{\Delta\left(\frac{e}{d}\right)}{\left(1-\frac{e}{d}\right)} \qquad (5.44.)$$

et de son côté K_{cd} décroît constamment avec (5.43.). L'examen des valeurs absolues de ces variations relatives montre que $\left|\frac{\Delta K_{cv,i}}{K_{cv,i}}\right|$ est inférieure à $\left|\frac{\Delta K_{cd}}{K_{cd}}\right|$. De ce fait K diminue pendant la période où le régime est turbulent.

A la transition, lorsque le régime devient transitoire $K_{cv,i}$ va diminuer comme l'a montré l'analyse de la courbe 5.8. Par conséquent K va continuer à baisser.

En reprenant ce qui a été dit pour le cas précédent, on constate que seule l'entropie de convection interne est marquée par la transition car pour les autres termes où le coefficient K intervient, il n'y a pas de modification de son comportement à la transition. Le changement dans le comportement de l'entropie de convection interne est signalé par une augmentation car $K_{cv,i}$ diminue.

5.5.3. Analyse de la superposition des entropies thermique et mécanique

5.5.3.1. Influence de l'adimensionnement

Les quatre figures (5.10., 5.11., 5.12., 5.13.) montrent la superposition des entropies thermique et mécanique en laminaire en fonction de l'adimensionnement et du type d'écoulement pour le paramètre $q^{\circ'}_{red;Tf,e} = \frac{q^{\circ'}}{K^0 . p^0 . T_{f,e}} = 0,2.$

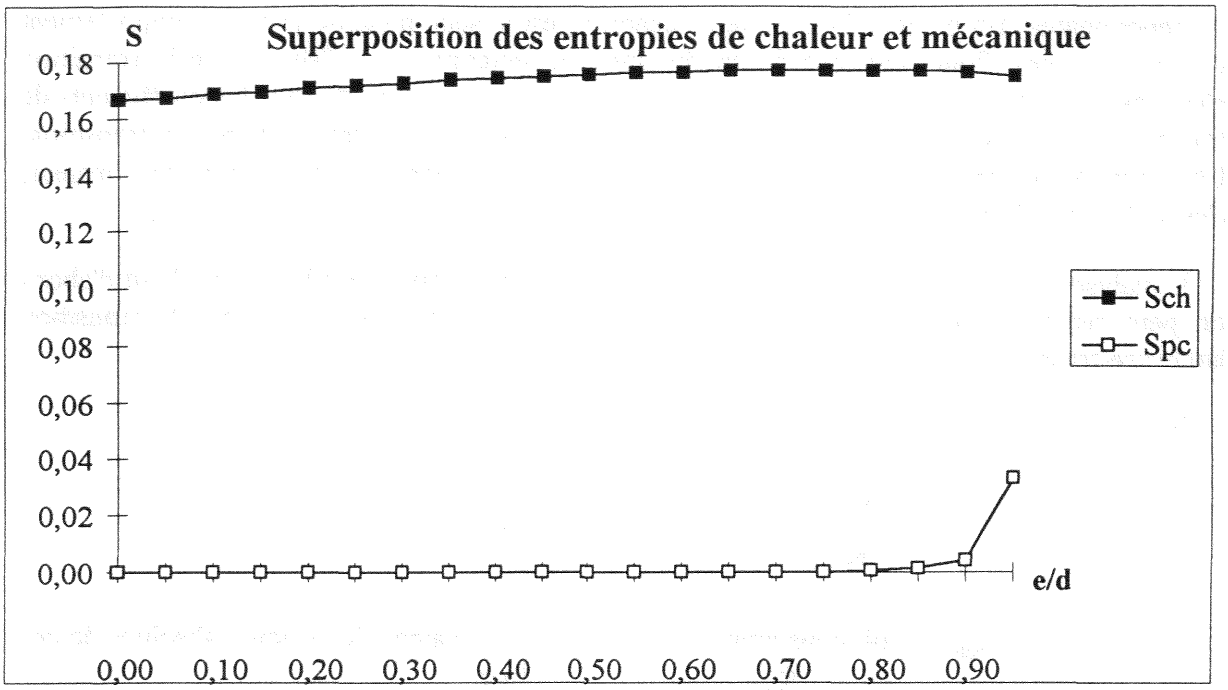


figure 5.10. : Superposition des entropies thermique et mécanique en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à la puissance, en régime laminaire et à débit constant pour $q_{red;Tf,e}^{\circ\prime} = 0,2$.

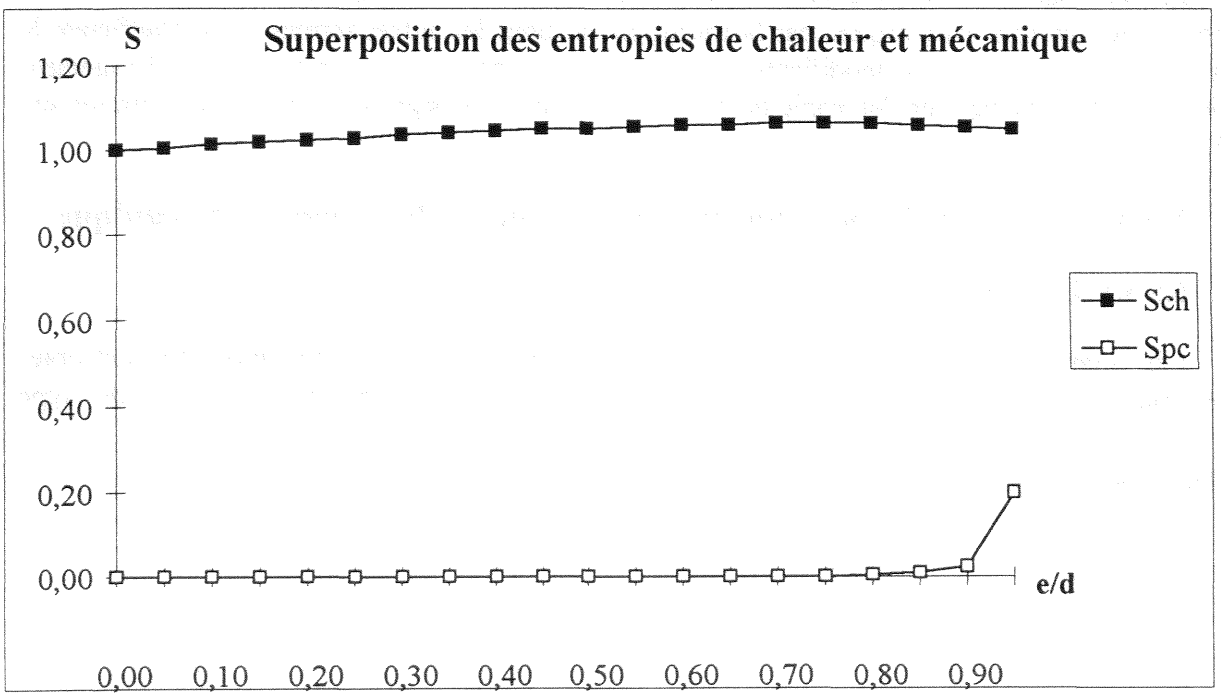


figure 5.11. : Superposition des entropies thermique et mécanique en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à l'état initial, en régime laminaire et à débit constant pour $q_{red;Tf,e}^{\circ\prime} = 0,2$.

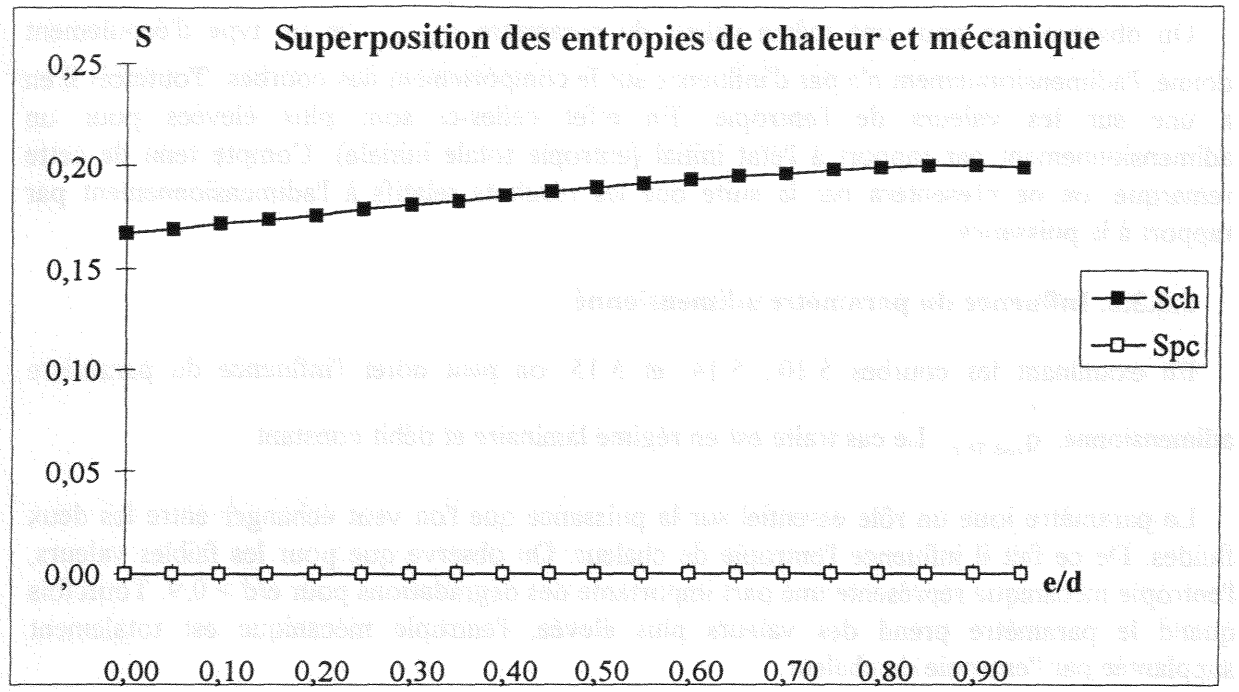


figure 5.12. : Superposition des entropies thermique et mécanique en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à la puissance, en régime laminaire et à puissance de pompe constante pour $q_{red;Tf,e}^{\circ\prime} = 0,2$.

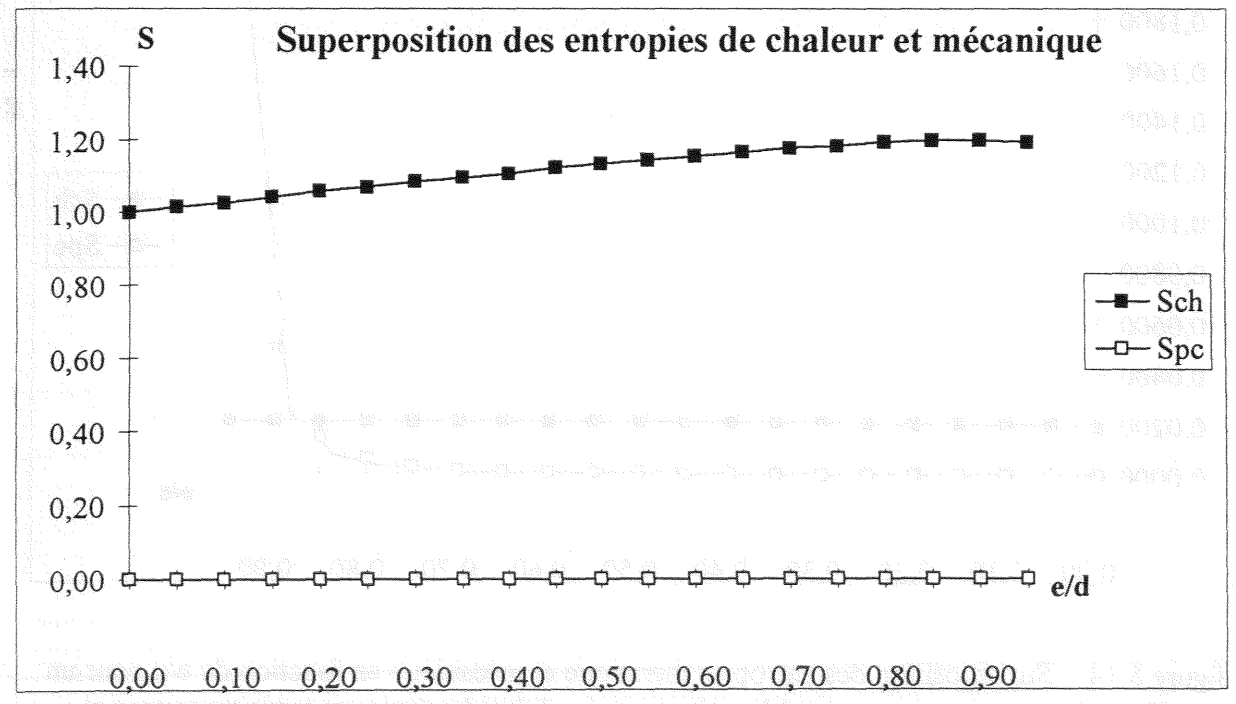


figure 5.13. : Superposition des entropies thermique et mécanique en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à l'état initial, en régime laminaire et à puissance de pompe constante pour $q_{red;Tf,e}^{\circ\prime} = 0,2$.

On observe que pour une même valeur du paramètre $q'_{red;Tf,e}$ et un type d'écoulement donné, l'adimensionnement n'a pas d'influence sur le comportement des courbes. Toutefois il en a une sur les valeurs de l'entropie. En effet celles-ci sont plus élevées pour un adimensionnement par rapport à l'état initial (entropie totale initiale). Compte tenu de cette remarque, on ne présentera par la suite que les résultats relatifs à l'adimensionnement par rapport à la puissance.

5.5.3.2. Influence du paramètre adimensionné

En examinant les courbes 5.10., 5.14. et 5.15. on peut noter l'influence du paramètre adimensionné, $q'_{red;Tf,e}$. Le cas traité est en régime laminaire et débit constant.

Le paramètre joue un rôle essentiel sur la puissance que l'on veut échanger entre les deux fluides. De ce fait il influence l'entropie de chaleur. On observe que pour les faibles valeurs, l'entropie mécanique représente une part importante des dégradations pour e/d > 0,9. Toutefois quand le paramètre prend des valeurs plus élevée, l'entropie mécanique est totalement supplantée par l'entropie de chaleur.

Ceci se comprend aisément car plus on veut échanger de chaleur et plus on sera susceptible d'en dégrader.

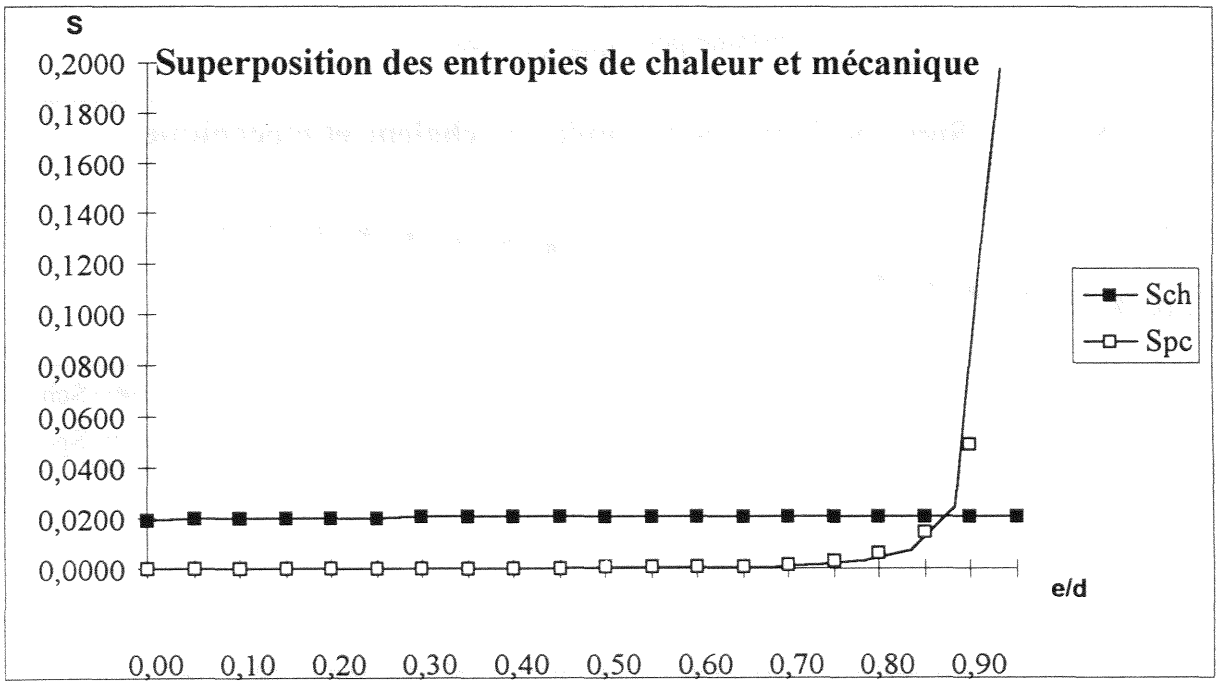


figure 5.14. : Superposition des entropies thermique et mécanique en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à la puissance, en régime laminaire et à débit constant et $q'_{red;Tf,e} = 0,02$.

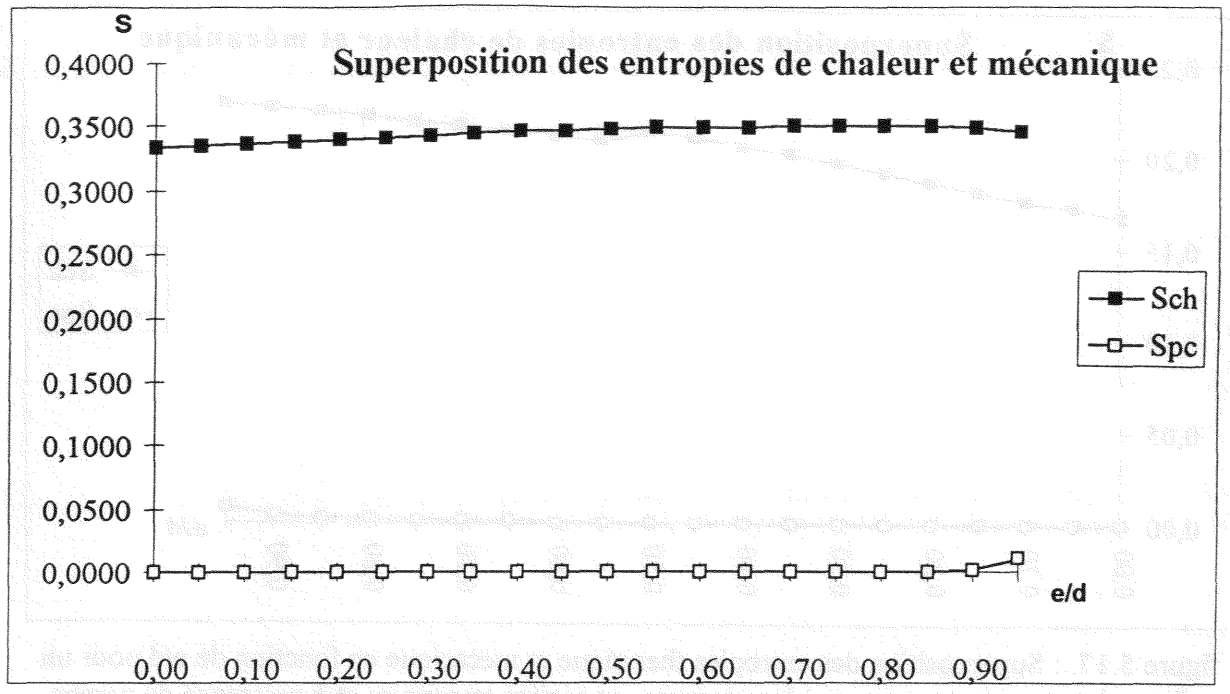


figure 5.15. : Superposition des entropies thermique et mécanique en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à la puissance, en régime laminaire et à débit constant avec $q_{red;Tf,e}^{\circ\prime} = 0,5$.

5.5.3.3. Influence du type d'écoulement

Grâce aux courbes des figures 5.16. et 5.17. présentant les résultats obtenus pour un adimensionnement par rapport à la puissance, en régime transitoire avec $q_{red;Tf,e}^{\circ\prime} = 0,2$.

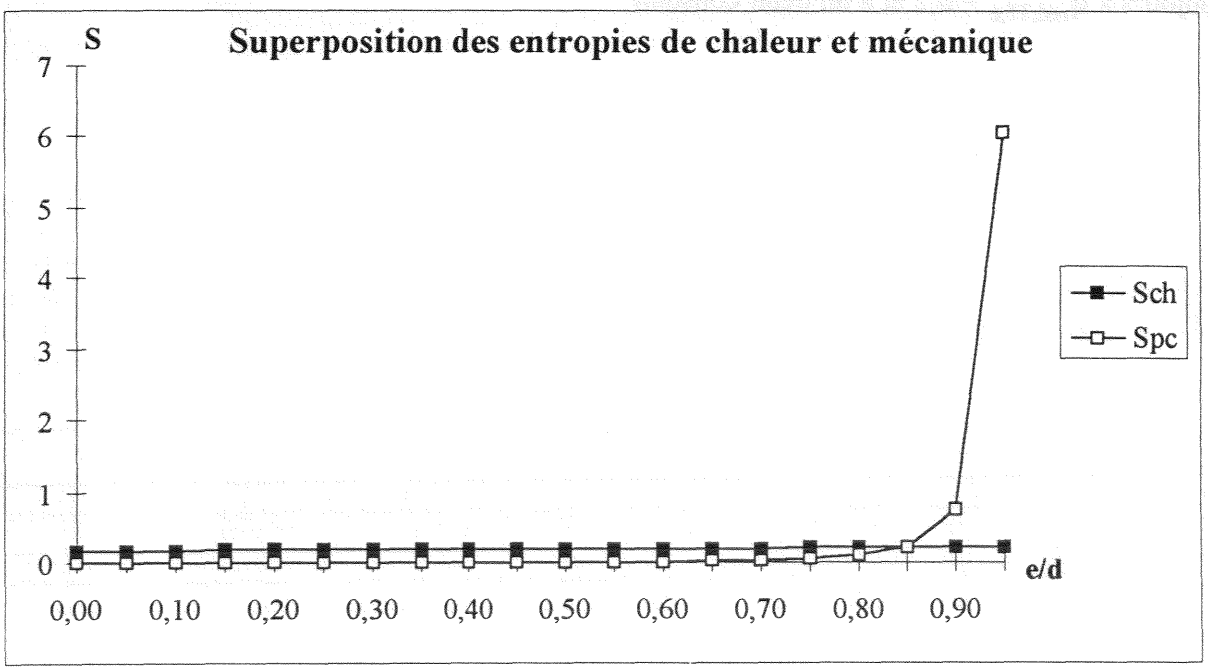


figure 5.16. : Superposition des entropies thermique et mécanique en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à la puissance, en régime transitoire et à débit constant.

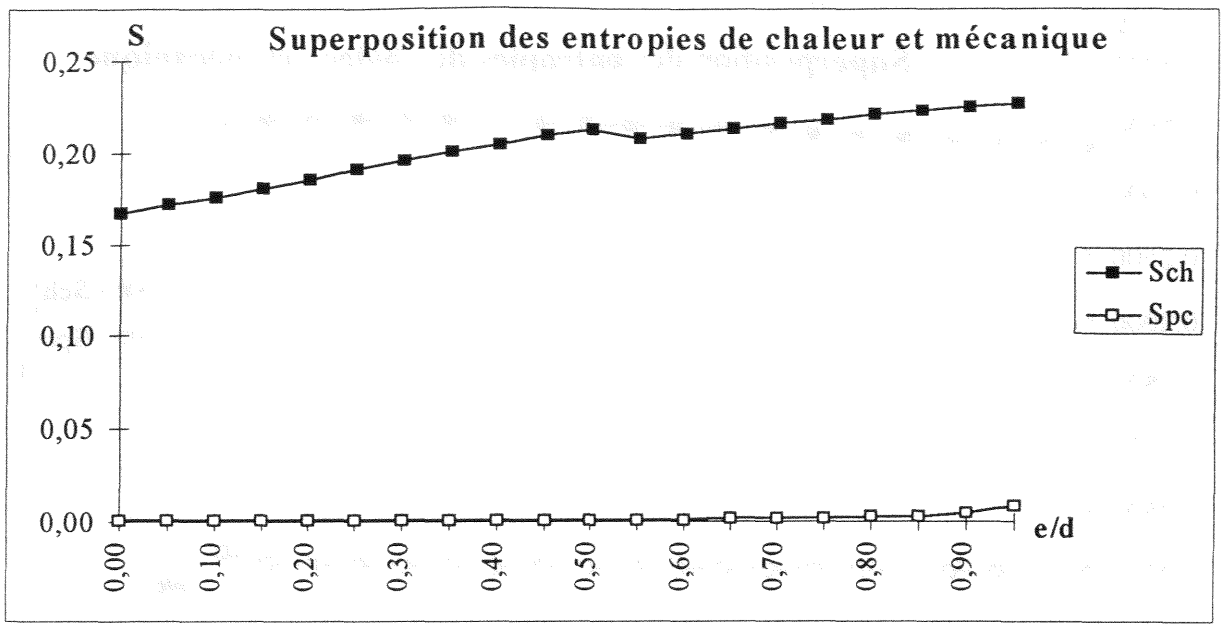


figure 5.17. : Superposition des entropies thermique et mécanique en fonction de e/d pour un adimensionnement par rapport à la puissance, en régime transitoire et à puissance de pompe constante.

On constate qu'en puissance de pompe constante, l'influence de l'entropie visqueuse est tout à fait négligeable alors qu'il n'en est rien dans le cas où le débit est maintenu constant pour une valeur de e/d > 0,9.

5.5.3.4. Influence du régime d'écoulement

On va comparer ici les deux courbes figures 5.9. et 5.15. relatives aux régimes laminaire et transitoire avec la courbe de la figure 5.17. correspondant à un régime turbulent. On se réferre toujours à $q^{\circ'}_{red;Tf,e} = 0,2$ et à un débit constant.

Comme on l'avait déjà remarqué avec le demi-échangeur, l'augmentation du nombre de Reynolds a pour effet d'augmenter l'influence des entropies de pertes de charge au détriment du terme de chaleur. Il faut préciser aussi que cela est vrai pour une valeur fixée du paramètre adimensionné.

5.5.4. Analyse de la superposition des pourcentages d'entropie créée

Ce paragraphe va reprendre d'une façon générale les résultats décrits précédemment mais sous une autre forme, en examinant l'influence relative de chaque poste de dégradation. Ces résultats vont être présentés en fonction du paramètre adimensionné $q^{\circ'}_{red;Tf,i}$.

5.5.4.1. Influence du paramètre adimensionné

L'examen des figures 5.19. et 5.20. montre comme au paragraphe 5.5.3.2. de ce chapitre que pour une valeur faible de $q^{\circ'}_{red;Tf,i}$ = 0,02; l'entropie mécanique devient prépondérante quand e/d devient supérieur à 0,9.

Par contre quand $q^{\circ'}_{red;Tf,i}$ est plus élevé, l'entropie de chaleur reste le terme principal de la dégradation.

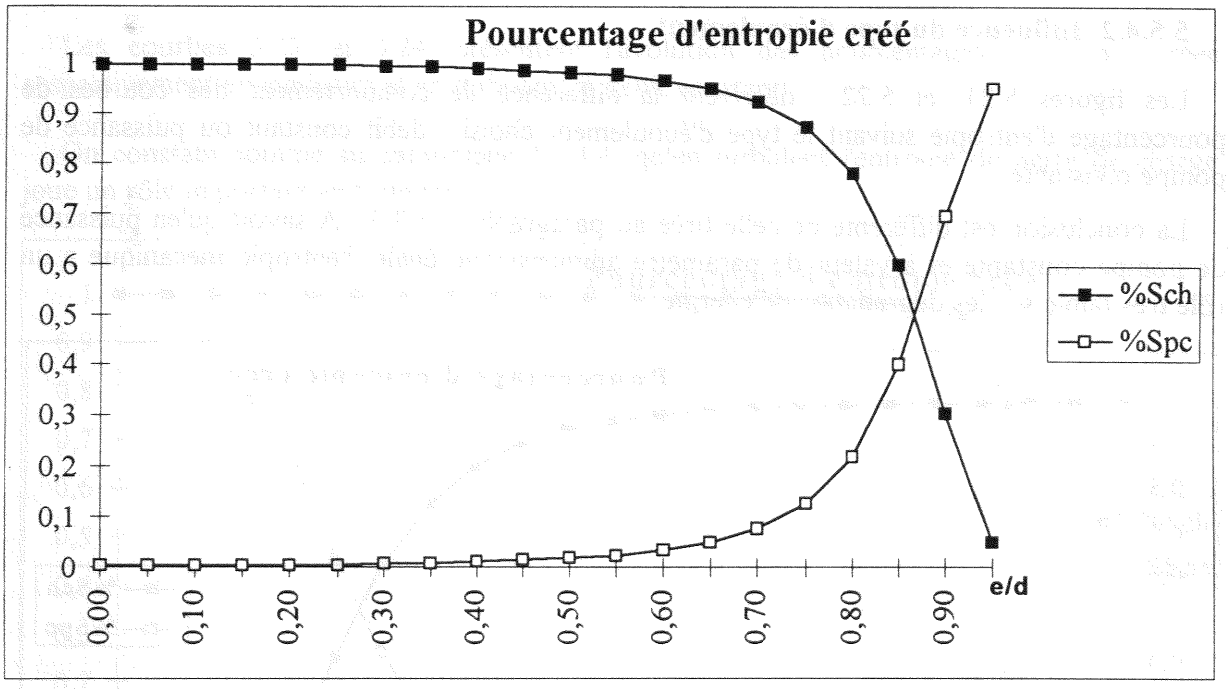


figure 5.19. : Superposition des pourcentages d'entropie créée en fonction de e/d, en régime laminaire, $q^{\circ'}_{red;Tf,i}$ = 0,02 et à débit constant.

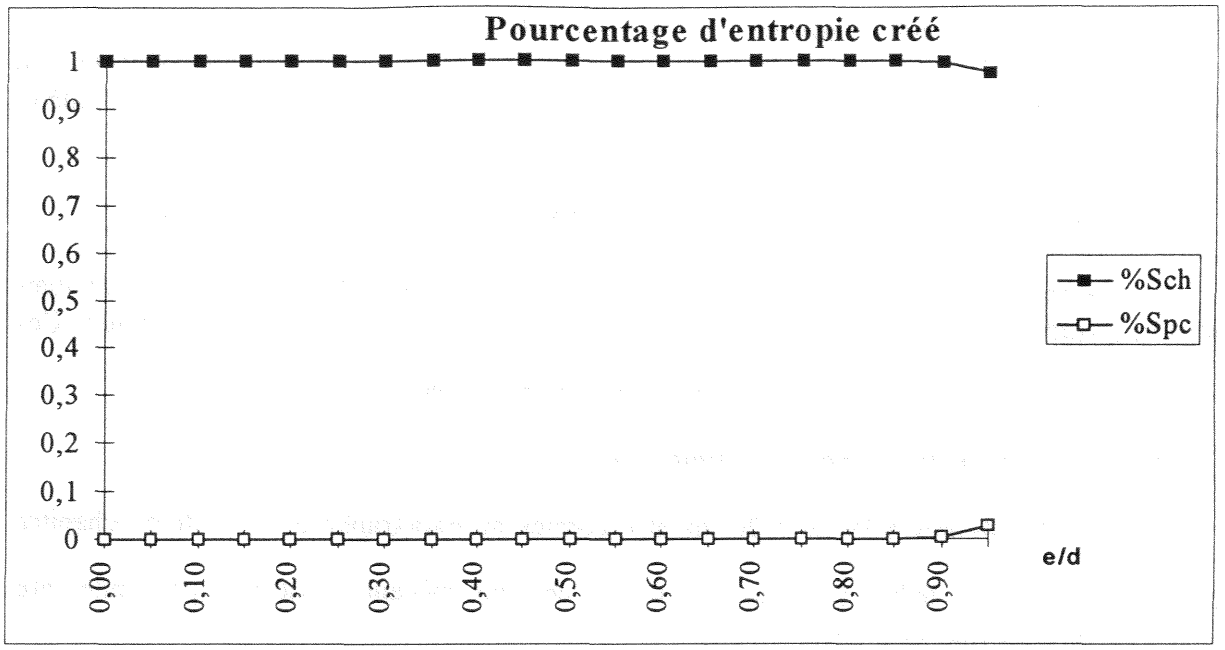


figure 5.20. : Superposition des pourcentages d'entropie créée en fonction de e/d, en régime laminaire $q_{red;Tf,i}^{\circ\prime} = 0,4$ et à débit constant.

5.5.4.2. Influence du type d'écoulement

Les figures 5.21. et 5.22. décrivent la différence de comportement des courbes de pourcentage d'entropie suivant le type d'écoulement choisi : débit constant ou puissance de pompe constante.

La conclusion est différente de celle tirée au paragraphe 5.5.3.3.. A savoir qu'en puissance de pompe constante et à valeur de paramètre adimensionné égale, l'entropie mécanique a un rôle très faible sur les dégradations d'énergie.

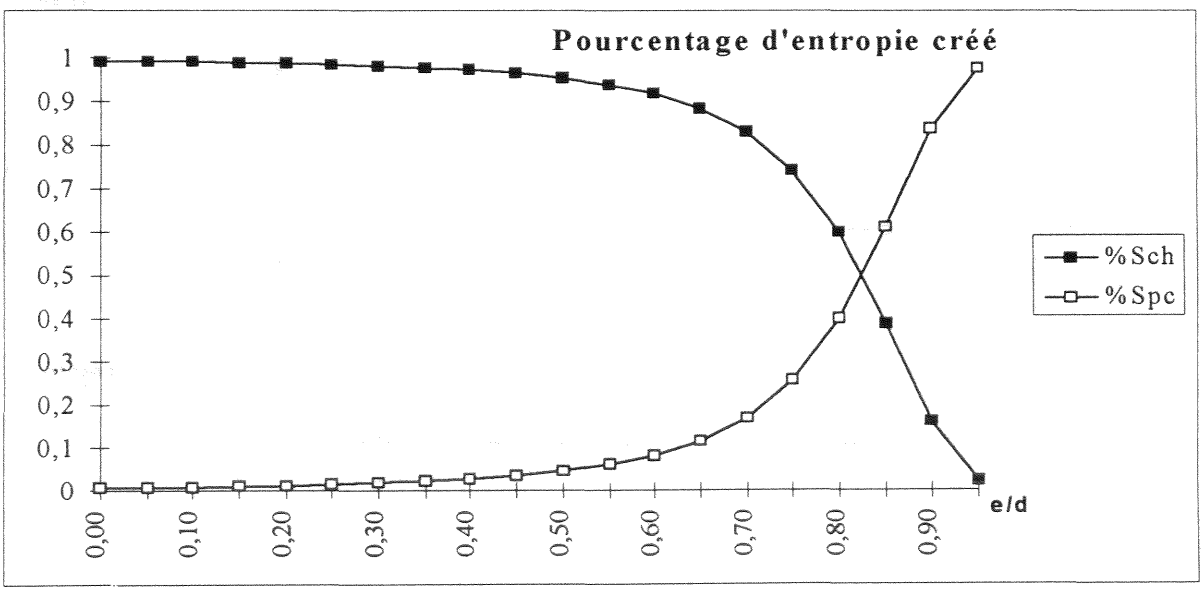


figure 5.21. : Superposition des pourcentages d'entropie créée en fonction de e/d, en régime transitoire, $q_{red;Tf,i}^{\circ\prime} = 0,15$ et à débit constant.

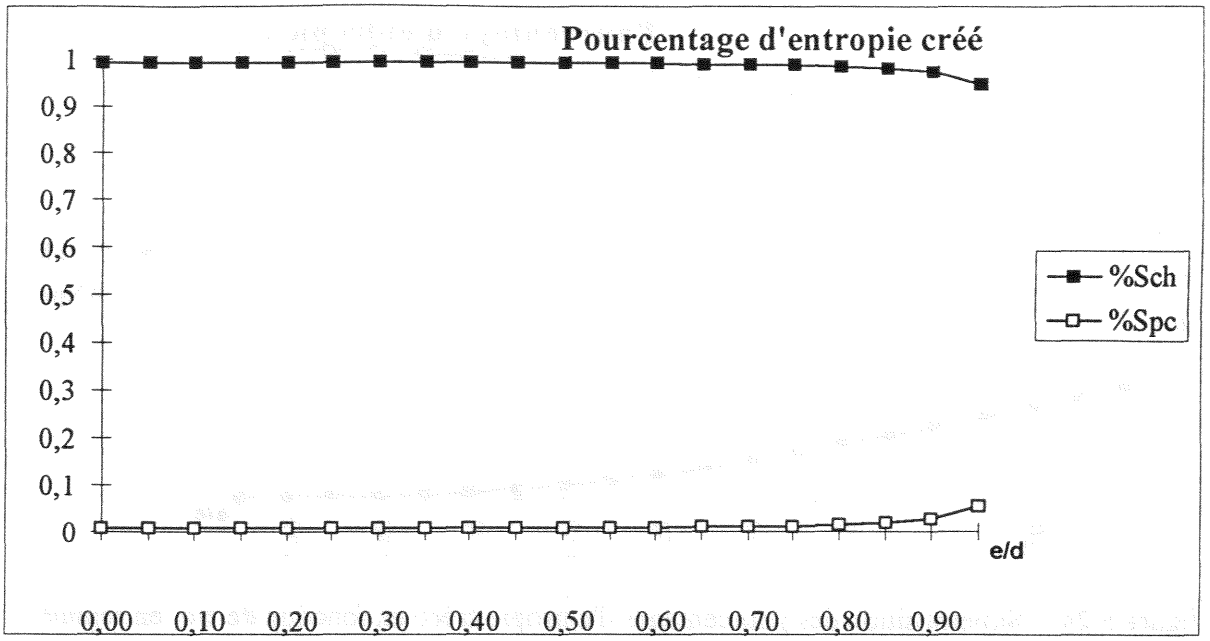


figure 5.22. : Superposition des pourcentages d'entropie créée en fonction de e/d, en régime transitoire, $q_{red;Tf,i}^{\circ\prime} = 0,15$ et à puissance de pompe constante.

5.5.4.3. Influence du régime d'écoulement

Les courbes 5.23. et 5.24. présentent l'évolution des pourcentages d'entropie créée respectivement en laminaire et en turbulent, à débit constant.

On constate comme au paragraphe 5.5.4.4. qu'en turbulent l'entropie de perte de charge joue un rôle important en turbulent.

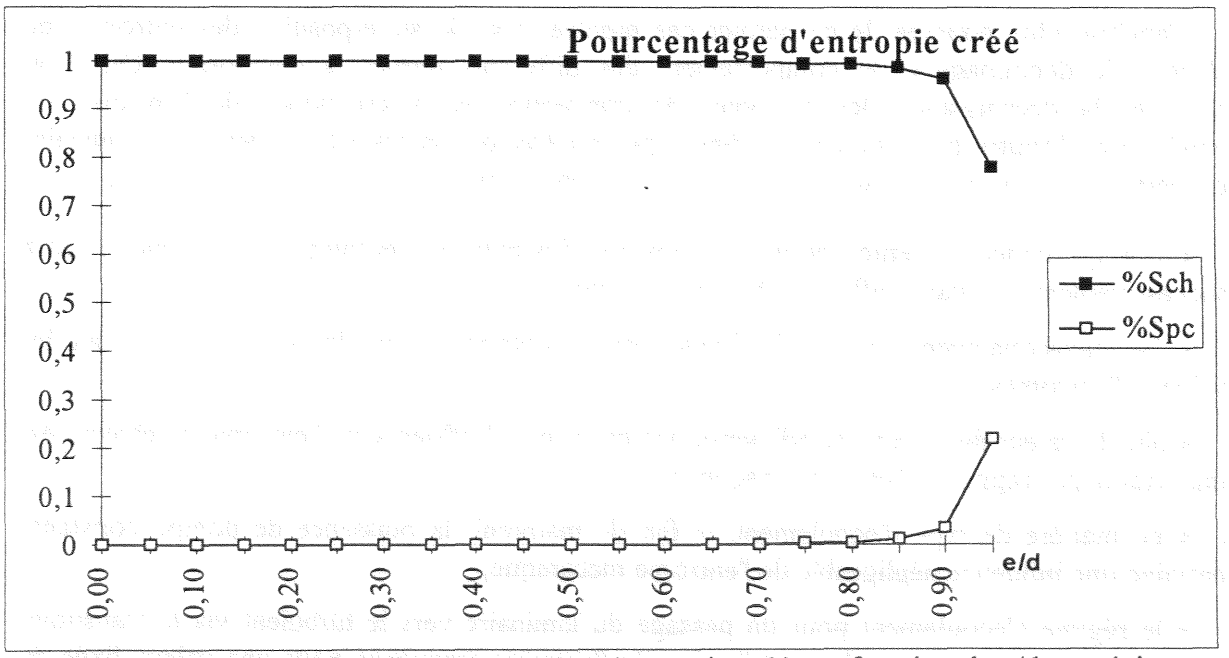


figure 5.23. : Superposition des pourcentages d'entropie créée en fonction de e/d, en régime laminaire, $q_{red;Tf,i}^{\circ\prime} = 0,15$ et à débit constant.

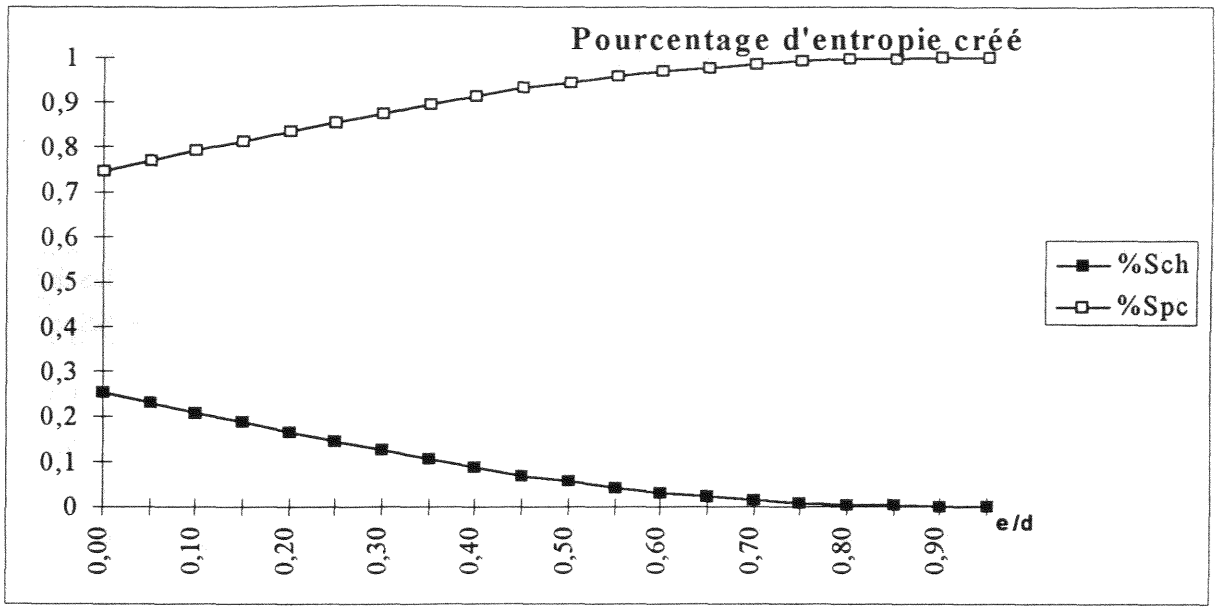


figure 5.24. : Superposition des pourcentages d'entropie créée en fonction de e/d, en régime turbulent, $q_{red;Tf,i}^{\circ\prime} = 0,15$ et à débit constant.

5.6. Conclusion du chapitre

Les résultats présentés dans cette partie ont tout d'abord permis de comparer les deux configurations d'échangeurs envisageables. L'étude de ces deux cas révèle une similitude de comportement ce qui était tout de même attendu avec toutefois une modulation sur les valeurs obtenues. En effet le terme de convection externe fait diminuer l'entropie de chaleur pour le cas de l'échangeur complet.

L'analyse plus poussée de ce dernier cas montre, pour la superposition des entropies de chaleur, le découpage et le comportement des différents termes la composant. On a pu observer la décroissance des entropies de convection et la croissance de l'entropie de conduction. D'autre part une analyse fine a pu montrer que la transition transitoire-laminaire est nettement plus marquée que la transition turbulent-transitoire.

En ce qui concerne l'étude de la superposition des entropie mécanique et thermique, on a successivement envisagé l'influence de chaque facteur :

- l'adimensionnement n'a pas d'influence sur le comportement des courbes mais sur les valeurs d'entropies,
- plus la valeur du paramètre adimensionné croît, plus l'influence de l'entropie de chaleur est importante par rapport à l'entropie visqueuse,
- en matière de type d'écoulement, le fait de maintenir la puissance de pompe constante entraine une influence négligeable de l'entropie mécanique,
- le régime d'écoulement pour un passage du laminaire vers le turbulent via le transitoire révèle une augmentation de la contribution de l'entropie visqueuse pour une valeur fixée du paramètre.

Ces remarques viennent compléter et affiner ce que nous savions déjà sur le phénomène de l'encrassement. A partir de cette étape, on peut désormais envisager d'autres modèles.

CHAPITRE 6 : MODELE GLOBAL POUR L'ECHANGEUR COMPLET

Le développement de ce modèle correspond à un fonctionnement de l'échangeur comme "boîte noire"; c'est à dire que les seules données connues sont les températures d'entrée et de sortie, ainsi que les débits des deux fluides en présence.

On va s'attacher comme pour le modèle précédent à exprimer les entropies thermique et mécanique. Les hypothèses relatives à ce modèle sont les mêmes que précédemment (dépôt supposé uniforme et écoulement établi).

6.1. Etude des dégradations d'origine thermique

On a pour l'entropie de chaleur l'expression différentielle suivante relativement à un fluide:

$$\dot{d}S_{ch} = \frac{\dot{d}q}{T} = \dot{m}.C_p.\frac{dT}{T} \qquad (6.1.)$$

En intégrant cette formule entre l'entrée et la sortie, il vient :

$$\dot{S}_{ch} = \int_{T_e}^{T_s} \dot{m}.C_p.\frac{dT}{T} = \dot{m}.C_p.\ln\frac{T_s}{T_e} \qquad (6.2.)$$

avec e et s représentant respectivement les entrée et sortie de l'échangeur.

En appliquant ce résultat aux deux fluides (chaud et froid) en présence dans un échangeur, on a :

$$\dot{S}_{ch} = \dot{m}_c.C_{pc}.\ln\frac{T_{cs}}{T_{ce}} + \dot{m}_f.C_{pf}.\ln\frac{T_{fs}}{T_{fe}} \qquad (6.3.)$$

Cette expression est valable quelque soit la configuration de l'échangeur. On note que l'entropie de chaleur est composée de deux termes, l'un négatif et l'autre positif. En effet si l'on considère le système échangeur de chaleur comme la réunion de deux sous systèmes : un sous système chaud et un sous système froid, on peut exprimer pour chaque sous système l'entropie de chaleur de la manière suivante. :

pour le sous système chaud, on a $S_{ch,c} = \frac{\dot{\delta Q}_c}{T_c}$ (6.4.).

Ceci est valable en tout point du sous système avec $\dot{\delta Q}_c$, quantité de chaleur cédée par le fluide chaud ($\dot{\delta Q}_c < 0$) et T_c, température du fluide chaud.

pour le sous système froid, on a $S_{ch,f} = \frac{\dot{\delta Q}_f}{T_f}$ (6.5.).

Ceci est valable en tout point du sous système avec $\dot{\delta Q}_f$, quantité de chaleur cédée par le fluide chaud ($\dot{\delta Q}_f > 0$) et T_f, température du fluide froid.

L'entropie du système échangeur est donc : $\dot{S}_{ch,t} = \dot{S}_{ch,c} + \dot{S}_{ch,f}$ (6.6.)

$$\dot{S}_{ch,t} = \frac{\dot{\delta Q}_c}{T_c} + \frac{\dot{\delta Q}_f}{T_f} \qquad (6.7.)$$

En appliquant le premier principe et en considérant l'hypothèse d'adiabadicité de l'échangeur, on obtient : $\dot{\delta Q}_c + \dot{\delta Q}_f = 0$ (6.8.)

et finalement : $\dot{S}_{ch,t} = \dot{\delta Q}_f \cdot \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_c} \right)$ (6.9.)

avec $\dot{S}_{ch,t} > 0$ car $\dot{\delta Q}_f > 0$ et $T_c > T_f$.

6.2. Etude des dégradations d'origine visqueuse

Le terme d'entropie visqueuse s'écrit :

$$\dot{S}_{\Delta P} = \frac{2.\dot{m}^3.f}{\rho^2.d_h.a^2} \int_{x_e}^{x_s} \frac{dx}{T(x)} \qquad (6.10.)$$

Il ressort de cette expression deux approches possibles, soit on envisage des profils de températures linéaires au sein de l'échangeur soit on considère les profils réels c'est à dire exponentiels dans les deux configurations extrêmes co et contre courant.

6.2.1. Approche linéaire

Les profils de températures dans l'échangeur deviennent :

En contre-courant : $T_c(x) = (T_{cs} - T_{ce}).\frac{x}{L} + T_{ce}$ (6.11.)

$$T_f(x) = (T_{fe} - T_{fs}).\frac{x}{L} + T_{fs} \qquad (6.12.)$$

En co-courant : $T_c(x) = (T_{cs} - T_{ce}).\frac{x}{L} + T_{ce}$ (6.13.)

$$T_f(x) = (T_{fs} - T_{fe}).\frac{x}{L} + T_{fe} \qquad (6.14.)$$

Ce qui donne : $\dot{S}_{\Delta P_c} = \frac{2.\dot{m}_c^3.f_c.L}{\rho_c^2.d_{hc}.a_c^2} \cdot \frac{\ln \frac{T_{cs}}{T_{ce}}}{T_{cs} - T_{ce}}$ (6.15.)

$$\text{et } \dot{S}_{\Delta P_f} = \frac{2.\dot{m}_f^3.f_f.L}{\rho_f^2.d_{hf}.a_f^2}.\frac{\ln\frac{T_{fs}}{T_{fe}}}{T_{fs}-T_{fe}} \qquad (6.16.)$$

en contre-courant et co-courant.

$$\dot{S}_{\Delta P} = \frac{2.\dot{m}_c^3.f_c.L}{\rho_c^2.d_{hc}.a_c^2}.\frac{\ln\frac{T_{cs}}{T_{ce}}}{T_{cs}-T_{ce}} + \frac{2.\dot{m}_f^3.f_f.L}{\rho_f^2.d_{hf}.a_f^2}.\frac{\ln\frac{T_{fs}}{T_{fe}}}{T_{fs}-T_{fe}} \qquad (6.18.)$$

L'expression de l'entropie totale, $\dot{S} = \dot{S}_{ch} + \dot{S}_{\Delta P}$ devient alors :

$$\dot{S} = \dot{m}_c.C_{pc}.\ln\frac{T_{cs}}{T_{ce}} + \dot{m}_f.C_{pf}.\ln\frac{T_{fs}}{T_{fe}} + \frac{2.\dot{m}_c^3.f_c.L}{\rho_c^2.d_{hc}.a_c^2}.\frac{\ln\frac{T_{cs}}{T_{ce}}}{T_{cs}-T_{ce}} + \frac{2.\dot{m}_f^3.f_f.L}{\rho_f^2.d_{hf}.a_f^2}.\frac{\ln\frac{T_{fs}}{T_{fe}}}{T_{fs}-T_{fe}} \qquad (6.19.)$$

A ce stade, il faut connaître les températures T_{fs} et T_{cs} en fonction des températures correspondantes d'entrée.

La détermination de ces températures se fait par la résolution du système suivant :

$$\begin{cases} \dot{q} = \dot{m}_c.C_{pc}.(T_{ce}-T_{cs}) \\ \dot{q} = \dot{m}_f.C_{pf}.(T_{fs}-T_{fe}) \\ \dot{q} = K_g.A.\left[\frac{T_{ce}+T_{cs}}{2} - \frac{T_{fe}+T_{fs}}{2}\right] \end{cases} \qquad (6.20.)$$

en contre-courant et co-courant.

Il vient alors :

$$T_{cs} = \frac{T_{ce}.\left[\frac{2.\dot{m}_c.C_{pc}}{K_g.A} + \frac{\dot{m}_c.C_{pc}}{\dot{m}_f.C_{pf}} - 1\right] + 2.T_{fe}}{\frac{2.\dot{m}_c.C_{pc}}{K_g.A} + \frac{\dot{m}_c.C_{pc}}{\dot{m}_f.C_{pf}} + 1} \qquad (6.21.)$$

$$T_{fs} = \frac{T_{fe}.\left[\frac{2.\dot{m}_f.C_{pf}}{K_g.A} + \frac{\dot{m}_f.C_{pf}}{\dot{m}_c.C_{pc}} - 1\right] + 2.T_{ce}}{\frac{2.\dot{m}_f.C_{pf}}{K_g.A} + \frac{\dot{m}_f.C_{pf}}{\dot{m}_c.C_{pc}} + 1} \qquad (6.22.)$$

On peut remarquer la symétrie des deux formules. On obtient une équation à partir de l'autre en interchangeant les indices c et f. Les résultats précédents sont surtout utiles pour la démarche à débit massique constant.

6.2.2. Approche exponentielle

On réitére le même raisonnement avec les profils de températures exponentiels.

En contre-courant :

$$T_c(x) = \frac{T_{fs} - r_1 . T_{ce} + (T_{ce} - T_{fs}) . \exp\left(- \frac{K . p . x . (1 - r_1)}{\overset{\circ}{m}_c . C_{pc}} \right)}{1 - r_1} \qquad (6.23.)$$

$$T_f(x) = \frac{T_{fs} - r_1 . T_{ce} + r_1 . (T_{ce} - T_{fs}) . \exp\left(- \frac{K . p . x . (1 - r_1)}{\overset{\circ}{m}_c . C_{pc}} \right)}{1 - r_1} \qquad (6.24.)$$

$$\text{avec } r_1 = \frac{\overset{\circ}{m}_c . C_{pc}}{\overset{\circ}{m}_f . C_{pf}} \qquad (6.25.)$$

En co-courant :

$$T_c(x) = \frac{T_{fe} - r_2 . T_{ce} + (T_{ce} - T_{fe}) . \exp\left(- \frac{K . p . x . (1 - r_2)}{\overset{\circ}{m}_c . C_{pc}} \right)}{1 - r_2} \qquad (6.26.)$$

$$T_f(x) = \frac{T_{fe} - r_2 . T_{ce} + r_2 . (T_{ce} - T_{fe}) . \exp\left(- \frac{K . p . x . (1 - r_2)}{\overset{\circ}{m}_c . C_{pc}} \right)}{1 - r_2} \qquad (6.27.)$$

$$\text{avec } r_2 = - \frac{\overset{\circ}{m}_c . C_{pc}}{\overset{\circ}{m}_f . C_{pf}} \qquad (6.28.)$$

Posons respectivement en contre courant et en co-courant :

$$B_1 = T_{fs} - r_1 . T_{ce} \qquad B_2 = T_{fe} - r_2 . T_{ce}$$

$$C_1 = T_{ce} - T_{fs} \qquad C_2 = T_{ce} - T_{fe}$$

$$D_1 = \frac{K . p . (1 - r_1)}{\overset{\circ}{m}_c . C_{pc}} \qquad D_2 = \frac{K . p . (1 - r_2)}{\overset{\circ}{m}_c . C_{pc}}$$

$$A_{c1} = \frac{2 . \overset{\circ 3}{m}_c . f_c . (1 - r_1)}{\rho_c^2 . a_c^2 . d_{hc}} \qquad (6.29.) \qquad A_{c2} = \frac{2 . \overset{\circ 3}{m}_c . f_c . (1 - r_2)}{\rho_c^2 . a_c^2 . d_{hc}} \qquad (6.30.)$$

$$A_{f1} = \frac{2 . \overset{\circ 3}{m}_f . f_f . (1 - r_1)}{\rho_f^2 . a_f^2 . d_{hf}} \qquad A_{f2} = \frac{2 . \overset{\circ 3}{m}_f . f_f . (1 - r_2)}{\rho_f^2 . a_f^2 . d_{hf}}$$

On a introduit r_2 pour des raisons de symétrie des relations en co et contre courant.

On a alors :

$$\overset{\circ}{S}_{\Delta P} = A_{ci}\int_0^L \frac{dx}{B_i + C_i.e^{-D_i.x}} + A_{fi}\int_0^L \frac{dx}{B_i + r_i.C_i.e^{-D_i.x}} \qquad (6.31.)$$

avec i = 1 en contre courant

et i = 2 en co-courant

On pose comme nouvelle variable $u = C_i.e^{-D_i.x}$, il vient alors :

$$\overset{\circ}{S}_{\Delta P} = \frac{A_{ci}}{B_i.D_i}.\ln\left[\frac{B_i + C_i.e^{-D.L}}{(B_i + C_i).e^{-D.L}}\right] + \frac{A_{fi}}{B_i.D_i}.\ln\left[\frac{B_i + r_i.C_i.e^{-D.L}}{(B_i + r_i.C_i).e^{-D.L}}\right] \qquad (6.32.)$$

Comme pour l'approche linéaire, il convient de déterminer T_{cs} et T_{fs} à partir du système suivant :

$$\begin{cases} \overset{\circ}{q} = \overset{\circ}{m}_c.C_{pc}.(T_{ce} - T_{cs}) \\ \overset{\circ}{q} = \overset{\circ}{m}_f.C_{pf}.(T_{fs} - T_{fe}) \\ \overset{\circ}{q} = K_g.A.\Delta T_{ln} \end{cases} \qquad (6.33.)$$

On obtient alors en contre-courant :

$$\frac{\ln\left[\dfrac{T_{ce} - T_{fs}}{T_{ce} + T_{fe}.\left(\dfrac{1}{r_1} - 1\right) - \dfrac{1}{r_1}.T_{fs}}\right]}{T_{fe}.\left(1 - \dfrac{1}{r_1}\right) - T_{fs}.\left(1 - \dfrac{1}{r_1}\right)} = \frac{K_g.A}{\overset{\circ}{m}_f.C_{pf}.(T_{fs} - T_{fe})} \qquad (6.34.)$$

$$\frac{\ln\left[\dfrac{T_{ce}.(1 - r_1) - T_{fe} + r_1.T_{cs}}{T_{cs} - T_{fe}}\right]}{T_{ce}.(1 - r_1) - T_{fs}.(1 - r_1)} = \frac{K_g.A}{\overset{\circ}{m}_c.C_{pc}.(T_{ce} - T_{cs})} \qquad (6.35.)$$

et en co-courant :

$$\frac{\ln\left[\dfrac{T_{ce} - T_{fs}.\left(1 - \dfrac{1}{r_2}\right) - \dfrac{1}{r_2}.T_{fe}}{T_{ce} - T_{fe}}\right]}{T_{fe}.\left(1 - \dfrac{1}{r_2}\right) - T_{fs}.\left(1 - \dfrac{1}{r_2}\right)} = \frac{K_g.A}{\overset{\circ}{m}_f.C_{pf}.(T_{fs} - T_{fe})} \qquad (6.36.)$$

$$\frac{\ln\left[\frac{T_{cs}.(1-r_2)-T_{fe}+r_2.T_{ce}}{T_{ce}-T_{fe}}\right]}{T_{cs}.(1-r_2)-T_{ce}.(1-r_2)} = \frac{K_g.A}{\dot{m}_c.C_{pc}.(T_{ce}-T_{cs})} \qquad (6.37.)$$

Dans ce cas de figure, la configuration de l'échangeur intervient. On note aussi la symétrie des formules en interchangeant les indices c et f ainsi que r_1 et r_2 ($r_1 = -r_2$).

6.3. Adimensionnements des entropies

Comme dans les deux études précédentes, il est possible d'envisager deux types d'adimensionnement : par rapport à l'état initial ou par rapport à la puissance thermique désirée.

6.3.1. Adimensionnement par rapport à l'état initial

Dans ce cadre, on se propose d'observer l'évolution des entropies générées par rapport à la valeur de chaque terme à l'état initial non encrassé. On définit ainsi :

$$\overset{\circ a/0}{S_j} = \frac{\dot{S}_j}{\dot{S}_{j,0}} \qquad (6.38.)$$

Cette formule se modifie pour l'entropie de chaleur côté chaud car cette entropie est négative. Il faut alors introduire de préférence un taux d'accroissement d'entropie afin de rendre compte de l'augmentation de ce terme. L'adimensionnement introduit est alors de la forme suivante :

$$\overset{\circ a/0}{S_{ch,c}} = 1 + \frac{\dot{S}_{ch,c,0} - \dot{S}_{ch,c}}{\dot{S}_{ch,c,0}} \qquad (6.39.)$$

6.3.2. Adimensionnement par rapport à la puissance

Deux options sont possibles car l'adimensionnement peut se réaliser soit par rapport à la puissance côté froid soit par rapport à la puissance côté chaud de l'échangeur. La température de référence choisie est à chaque fois la température d'entrée du fluide considéré.

$$\overset{\circ a/pf}{S_j} = \frac{\dot{S}_j.T_{fe}}{\dot{m}_f.C_{pf}.(T_{fs}-T_{fe})} \qquad (6.40.)$$

$$\overset{\circ a/pc}{S_j} = \frac{\dot{S}_j.T_{ce}}{\dot{m}_c.C_{pc}.(T_{ce}-T_{cs})} \qquad (6.41.)$$

De plus on procéde toujours dans ce cas de figure, à l'évaluation des pourcentages d'entropie créée par l'intermédiaire des résultats suivants :

$$\%\dot{S}_{\Delta P} = \frac{\dot{S}_{\Delta P}}{\dot{S}_{ch} + \dot{S}_{\Delta P}} \qquad (6.42.)$$

$$\%\overset{\circ}{S}_{ch} = \frac{\overset{\circ}{S}_{ch}}{\overset{\circ}{S}_{ch} + \overset{\circ}{S}_{\Delta P}} \qquad (6.43.)$$

6.4. Application des résultats

6.4.1. Cadre de l'application

L'application des résultats obtenus ci-dessus s'est centrée sur l'étude de la configuration de base de l'échangeur à plaques disponible sur le montage expérimental du laboratoire (comme pour les deux études précédentes). Cependant il faut noter que, en ce qui concerne le fluide frigorifique, on a travaillé avec un fluide liquide de type eau glycolée.

Les caractéristiques des deux fluides utilisés pour cette simulation sont recensées dans le tableau suivant et supposées constantes non fonction de la température :

Caractéristiques	Fluide chaud (eau)	Fluide froid (eau glycolée)
Masse volumique (kg/m^3)	1000	1037
Chaleur spécifique (J/kg/K)	4180	3600 à T < -10°C
Viscosité dynamique (Pa.s)	$1,78.10^{-3}$	$3,34.10^{-2}$
Conductivité thermique (W/m/K)	0,6	0,41 à T < -10°C

Tableau 6.1. : Caractéristiques thermophysiques de fluides utilisés pour la simulation

La conductivité thermique du dépôt est de 2,21 W/m/K. Les dimensions de l'échangeur sont une largeur de 0,3 m, une longueur de 0,5 m et des hauteurs de canaux de 0,005 m et 0,025 m repectivement pour le fluide chaud et le fluide froid. Ceci correspond au cas de la boucle expérimentale disponible au sein du laboratoire.

Les corrélations relatives à l'écoulement des fluides sont les mêmes que celles utilisées lors de l'étude du modèle local monodimensionnel pour l'échangeur complet. Toutes ces données ont permis de réaliser un programme macro-instructions à l'aide du logiciel EXCEL.

Toutefois l'utilisation d'un tel programme peut être intéressante, surtout en modèle global, pour des échangeurs à plaques de type industriel à chevrons, par exemple. C'est ainsi qu'une macroinstruction a été réalisée afin de pouvoir étudier ces configurations.

Les corrélations employées pour les échangeurs à plaques à chevrons sont de la forme :

$$Nu = a.Re^{b}.Pr^{1/3} \qquad (6.44.)$$

Plusieurs auteurs ont donné expérimentalement des valeurs aux coefficients a et b. On a retenu pour cette étude les résultats de LEULIET [36]. On a dans le cas d'un échangeur à plaques à chevrons pour un angle β des chevrons avec la verticale de 60° :

$$\text{pour } Re < 350 : Nu = 0,600.(Re.Pr)^{1/3} \qquad (6.45.)$$

$$\text{pour } Re > 350 : Nu = 0{,}176.Re^{0{,}734}.Pr^{1/3} \quad (6.46.)$$

En ce qui concerne le coefficient de frottement, on a une forme générale :

$$f = c.Re^{d} \quad (6.47.)$$

Les résultats de LEULIET donnent dans le cas de l'échangeur à plaques à chevrons d'un angle β de 60° :

$$\text{pour } Re < 5 : f = 87.Re^{-1} \quad (6.48.)$$

$$\text{pour } 5 < Re < 350 : \log\frac{f}{2} = 1{,}7526 - 1{,}2945.\log(Re) + 0{,}2208.(\log Re)^2 \quad (6.49.)$$

$$\text{pour } Re > 350 : f = 4{,}442.Re^{-0{,}182} \quad (6.50.)$$

Pour ces corrélations relatives au coefficient de frottement, les pertes de charge apparaissent nettement plus importantes au sein de tels échangeurs industriels.

6.4.2. Profils des températures dans une configuration de base d'un échangeur à plaques

On s'est attaché au paragraphe 6.2. à décrire les deux approches possibles concernant les entropies de pertes de charge. On va comparer les comportements des profils de températures de sortie des fluides chaud et froid suivant l'approche choisie (profil de température linéaire contre-courant ou exponentiel contre-courant ou co-courant).

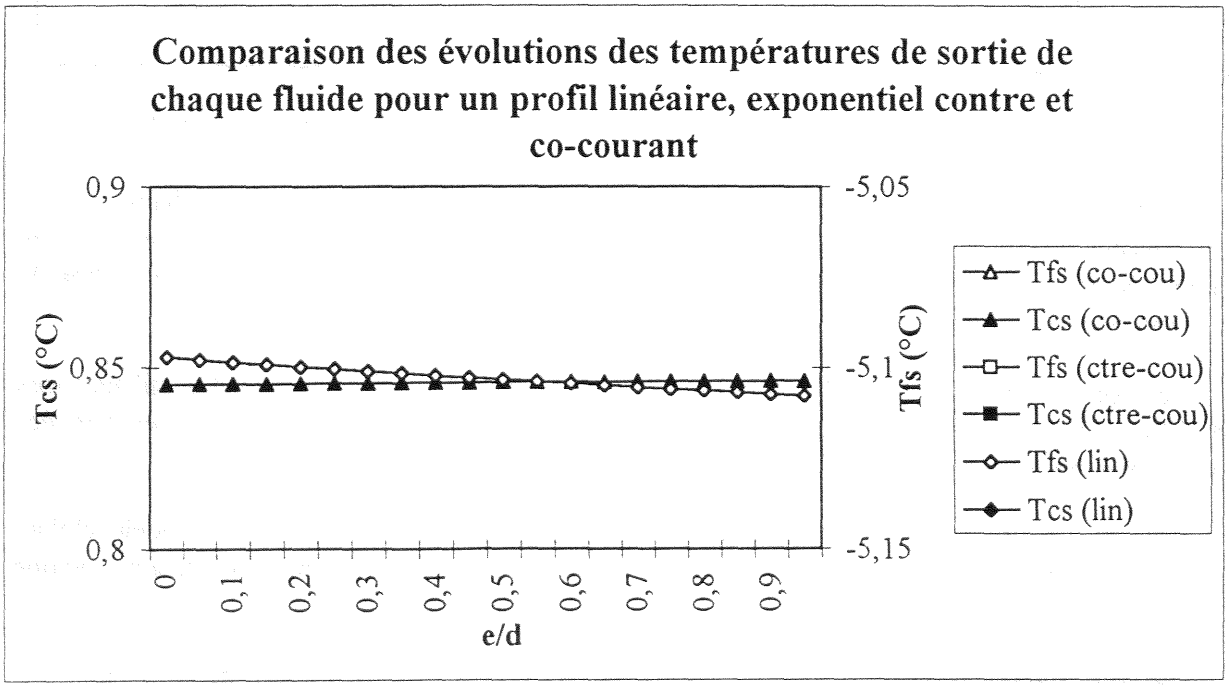


figure 6.1. : évolution comparée des profils de températures de sortie des fluides suivant le profil envisagé (linéaire, exponentiel contre-courant ou co-courant)

La figure 6.1. montre l'évolution des profils de température de sortie de chaque fluide suivant les trois cas envisageables. Les conditions choisies pour cette simulation sont :

- température d'entrée du fluide chaud, $T_{ce} = 0{,}85°C$

- température d'entrée du fluide froid, T_{fe} = -5,15°C
- débit du fluide chaud, $\dot{q}_{vc} = 10^{-2}$ m³/s : régime turbulent et débit constant
- débit du fluide froid, $\dot{q}_{vf} = 10^{-3}$ m³/s : régime laminaire et débit constant

Les caractéristiques thermophysiques des fluides employés sont celles décrites au paragraphe 6.4.1.. La géométrie utilisée est celle indiquée dans le même paragraphe.

On constate qu'il n'y a pas d'influence du profil choisi sur le profil de température obtenu. En effet les deux séries de courbes T_{cs} et T_{fs} sont confondues. La même chose a pu être observée pour un écoulement à puissance de pompe constante en ce qui concerne le fluide chaud. Ceci s'explique en examinant l'efficacité de l'échangeur considéré. En effet par le calcul, on montre que l'efficacité d'un tel échangeur est comprise entre 5 et 10 % quelque soit le régime d'écoulement et quelque soit la configuration de fonctionnement de l'échangeur. Elle a de plus tendance à diminuer avec le phénomène d'encrassement. Ceci justifie l'hypothèse que les profils de température sont linéaires compte tenu du faible échange thermique entre les deux fluides mis en présence.

Pour la suite de l'étude, l'utilisation du calcul des températures de sortie des fluides, par l'hypothèse d'un profil linéaire entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, sera adoptée.

6.5. Résultats

Compte tenu de la diversité des études de sensibilité, on ne présente ici que quelques résultats représentatifs du comportement d'un échangeur de chaleur de configuration de base lors de l'encrassement.

Tout d'abord chaque adimensionnement (deux) est traîté séparément dans le cas où les conditions sur le fluide externe (eau-glycolée) sont les suivantes :

- débit massique constant égal à 1,037 kg/s (régime laminaire)
- température d'entrée prenant les valeurs de -5, -10, -15°C

Les conditions sur le fluide interne (eau) sont :

- débit massique prenant les valeurs de 10^{-1}, 1, 10 kg/s correspondant respectivement aux régimes laminaire, transitoire et turbulent
- température d'entrée constante égale à 1°C

Le paramètre que l'on considère dans cette étude est le rapport des températures d'entrée des deux fluides (T_{ce}/T_{fe}). Ce paramètre peut alors prendre comme valeur 1,02, 1,04 et 1,06.

6.5.1. Influence du paramètre T_{ce}/T_{fe}

On se propose dans le cadre de ce paragraphe d'examiner l'influence du paramètre T_{ce}/T_{fe} sur les expressions obtenues aux paragraphes précédents. Le cas présenté est celui des

entropies de chaleur (termes sensés subir des modifications avec l'évolution de ce paramètre) adimensionnées par rapport à leur valeur initiale. Les deux figures 6.2. et 6.3. sont relatives à des écoulements laminaires à débit massique constant (côté eau).

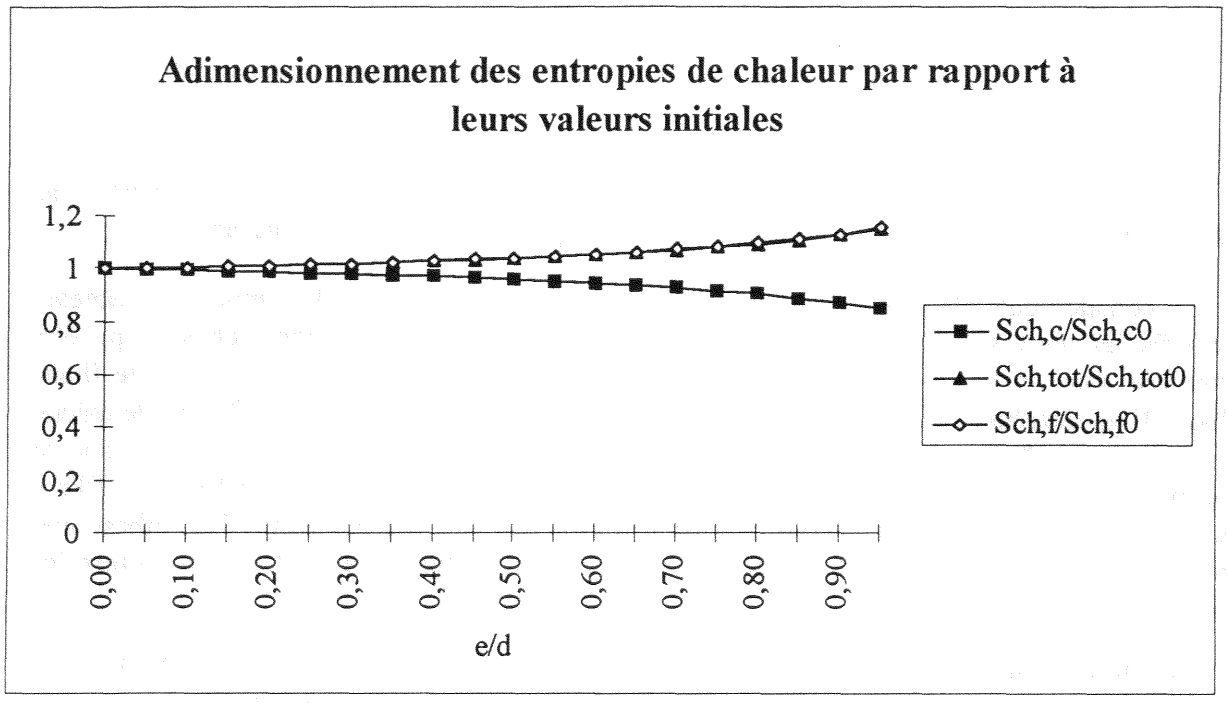


figure 6.2. : évolution des entropies de chaleur adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales en régime laminaire (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

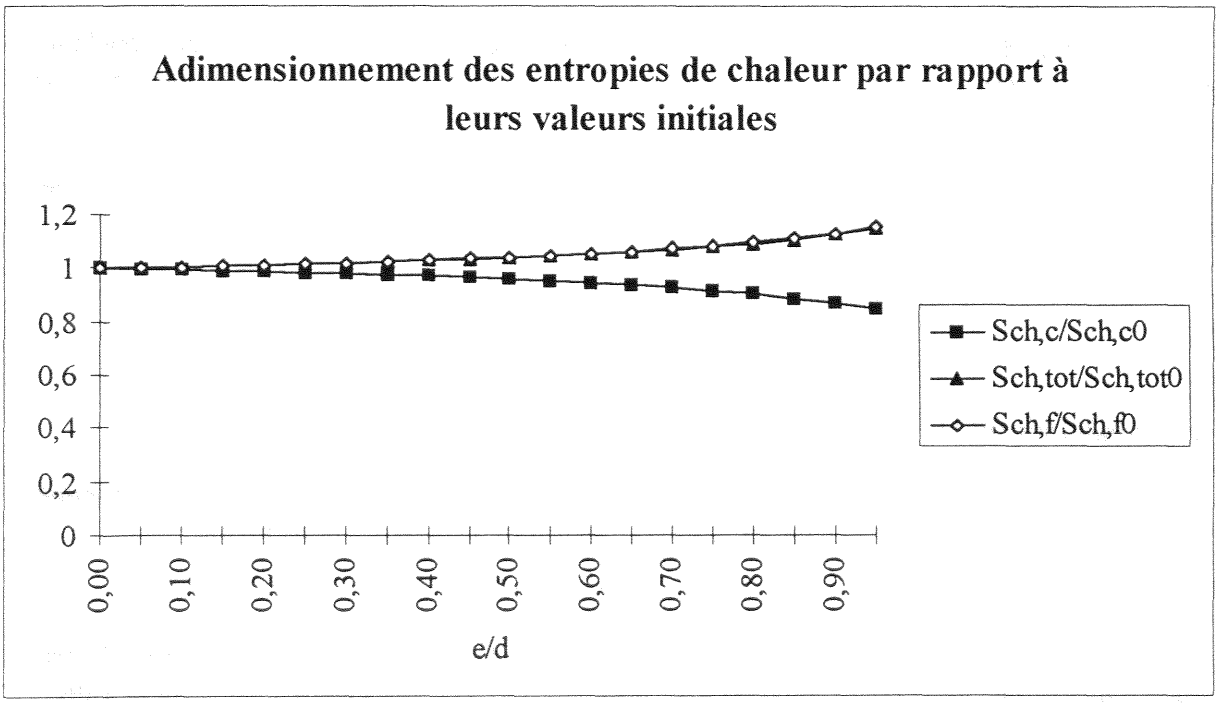


figure 6.3. : évolution des entropies de chaleur adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales en régime laminaire (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,06$

On observe une influence faible du paramètre adimensionné T_{ce}/T_{fe} sur les valeurs adimensionnées des entropies. Ceci est expliquable sans doute par le faible domaine de

variation du paramètre utilisé, qui se réferre néanmoins à une plage de variation physique pour les expériences faites.

Pour la suite de cette étude, on se bornera à une valeur du paramètre $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$.

6.5.2. Adimensionnement par rapport à l'état initial

Dans cette étude, on va distinguer successivement les deux types d'adimensionnements possibles. Puis une conclusion sur ces cas sera tirée.

6.5.2.1. Analyse des entropies adimensionnées par rapport à leur valeur initiale

La figure 6.2. fait état des entropies de chaleur pour un régime laminaire côté eau et à débit constant. La figure 6.4. présente pour le même cas, les entropies mécaniques adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales en échelle logarithmique.

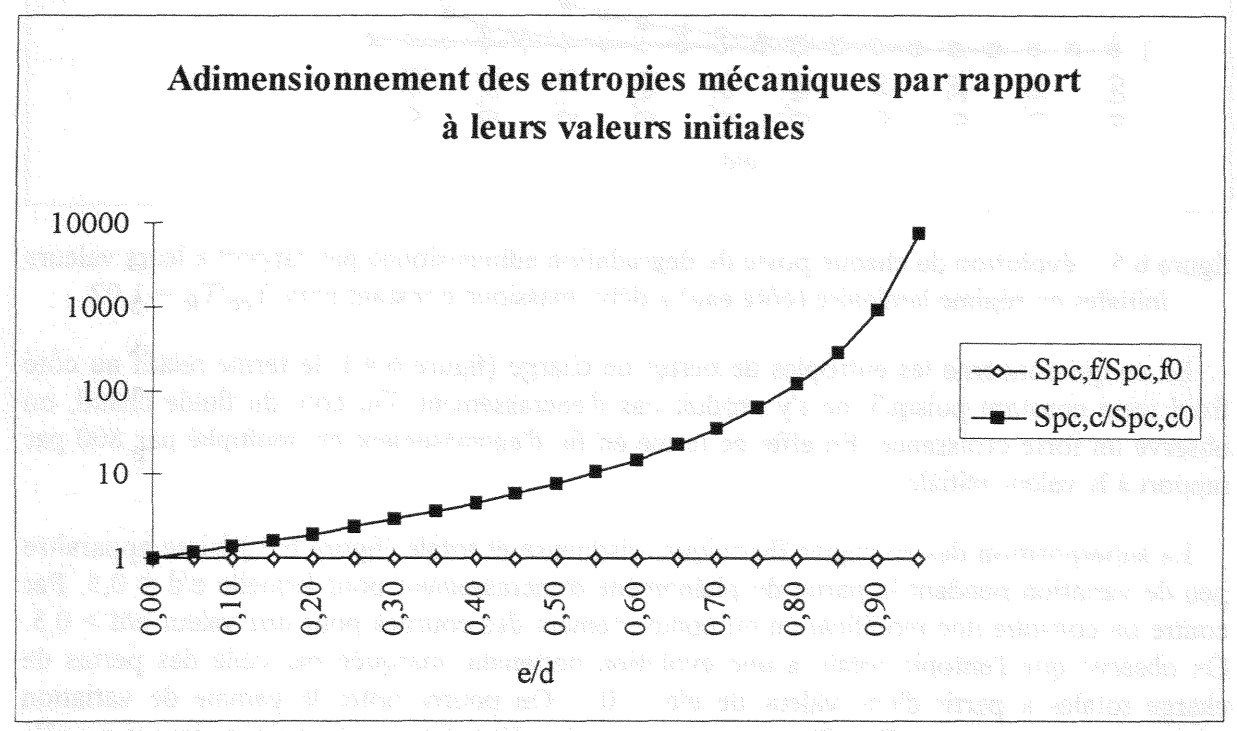


figure 6.4. : évolution des entropies mécaniques adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales en régime laminaire (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

La figure 6.5. condense les évolutions des entropies thermique, mécanique et totale adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales.

La figure 6.2. relative aux entropies de chaleur se comprend en examinant le comportement des profils de température en sortie de chaque fluide. En régime laminaire on constate que malgré l'encrassement, la température de sortie du fluide chaud continue tout de même à diminuer. L'encrassement contribue pour ainsi dire à un meilleur transfert thermique. Ainsi le rapport T_{cs}/T_{ce}, qui intervient dans l'expression de l'entropie de chaleur côté chaud diminue donc l'entropie de chaleur côté chaud diminue pendant l'encrassement. De même le rapport T_{fs}/T_{fe} croît donc l'entropie de chaleur relative au côté froid augmente. L'évolution de l'entropie totale est la même que celle de l'entropie de chaleur côté froid car le rapport entre les

températures de sortie T_{cs}/T_{fs} est en faveur de T_{fs}. En effet la température de sortie du fluide froid se réchauffe moins vite que la température de sortie du fluide chaud ne se refroidit.

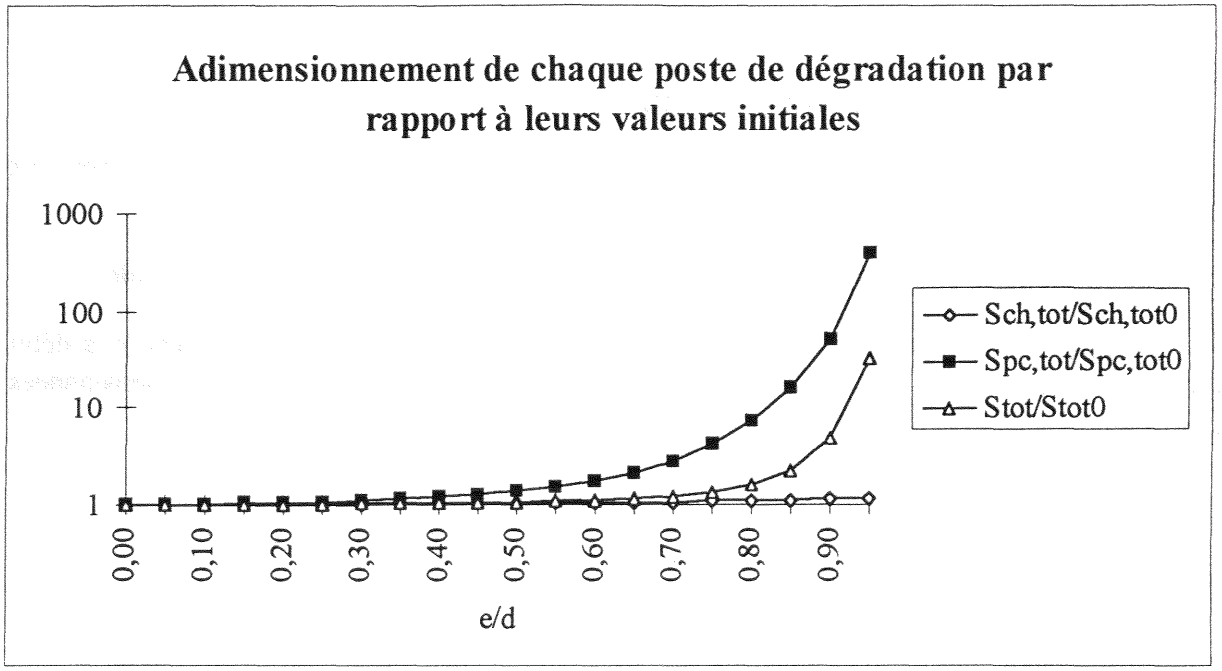


figure 6.5. : évolution de chaque poste de dégradation adimensionné par rapport à leurs valeurs initiales en régime laminaire (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

En ce qui concerne les entropies de pertes de charge (figure 6.4.), le terme relatif au côté froid reste constant puisqu'il ne s'y produit pas d'encrassement. Du coté du fluide chaud, on observe un forte croissance. En effet ce terme en fin d'encrassement est multiplié par 800 par rapport à la valeur initiale.

La superposition des entropies thermique, visqueuse et totale (figure 6.5.) laisse apparaître peu de variation pendant la partie du phénomène d'encrassement pour laquelle $e/d < 0,5$. Par contre on constate une modification du comportement des courbes pour une valeur $e/d > 0,5$. On observe que l'entopie totale a une évolution nettement marquée par celle des pertes de charge totales à partir d'une valeur de $e/d > 0,6$. On pourra noter la gamme de variation relative de chaque terme. En effet on constate que les dégradations mécaniques jouent un rôle important. Elle contribue en l'occurrence à une augmentation de 400 % de la valeur de l'entropie totale par rapport à sa valeur initiale alors que l'entropie de chaleur totale reste très voisine de sa valeur initiale.

6.5.2.2. Influence du type d'écoulement

A partir des courbes présentées au paragraphe précédent, il va être procédé à une étude de l'influence du type d'écoulement. Pour ce faire, on va se placer dans les cas d'un écoulement laminaire (côté chaud) à puissance de pompe constante. Les figures 6.6., 6.7., et 6.8. recensent les résultats obtenus dans cette configuration d'écoulement.

La figure 6.6. relative aux entropies de chaleur montre un comportement inverse à celui obtenu en écoulement à débit constant. En effet on observe toujours une diminution du terme $\ln (T_{cs}/T_{ce})$ (la valeur de ce terme reste toujours très faible) mais qui s'ajoute à celle du débit

compte tenu de l'évolution à puissance de pompe constante. Etant donné que le débit intervient en tant que facteur multiplicateur, on assiste alors à une augmentation de l'entropie de chaleur côté chaud. En effet l'entropie thermique côté chaud est de signe négatif. En ce qui concerne l'entropie de chaleur côté froid, on constate un diminution de sa valeur par rapport à la valeur initiale car la température de sortie du fluide froid diminue dans ce cas. L'entropie de chaleur totale diminue car l'augmentation de l'entropie côté chaud croît plus vite que la diminution de l'entropie thermique côté froid.

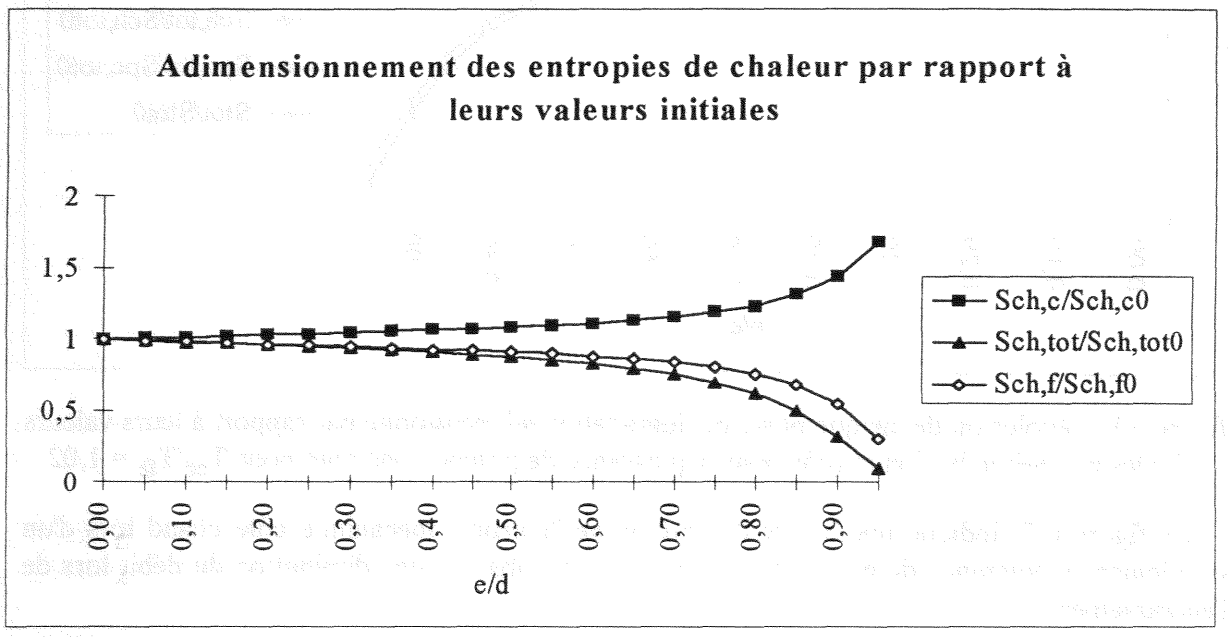


figure 6.6. : évolution des entropies de chaleur adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales en régime laminaire (côté eau) à puissance de pompe constante pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

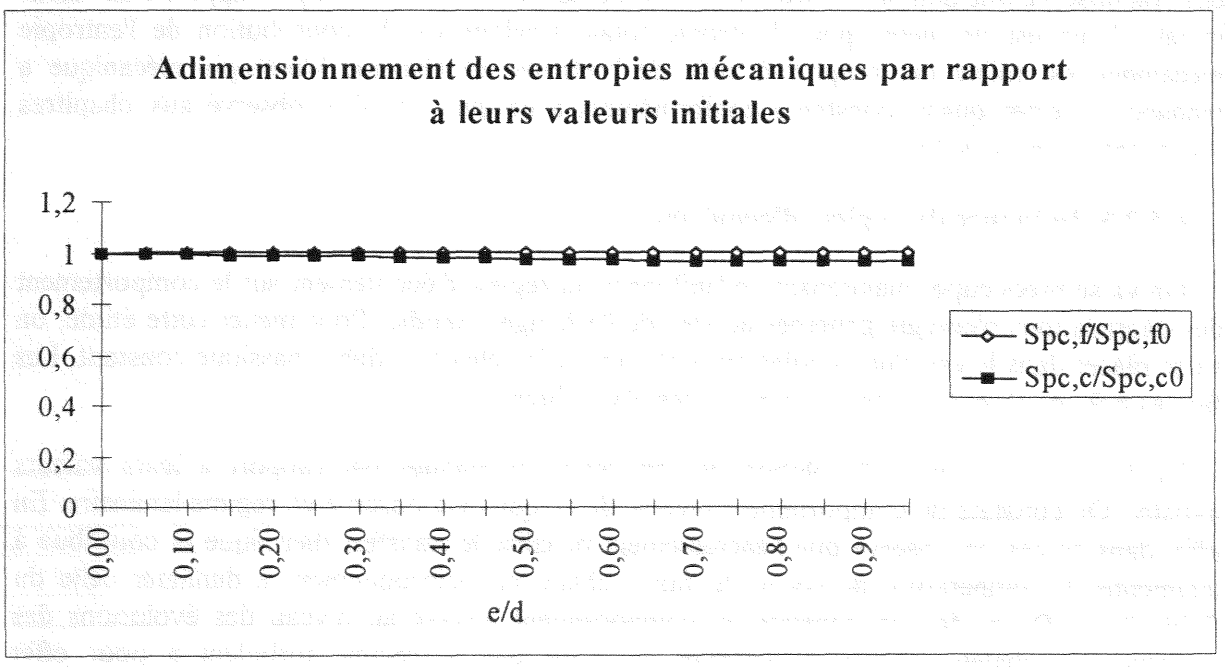


figure 6.7. : évolution des entropies mécaniques adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales en régime laminaire (côté eau) à puissance de pompe constante pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

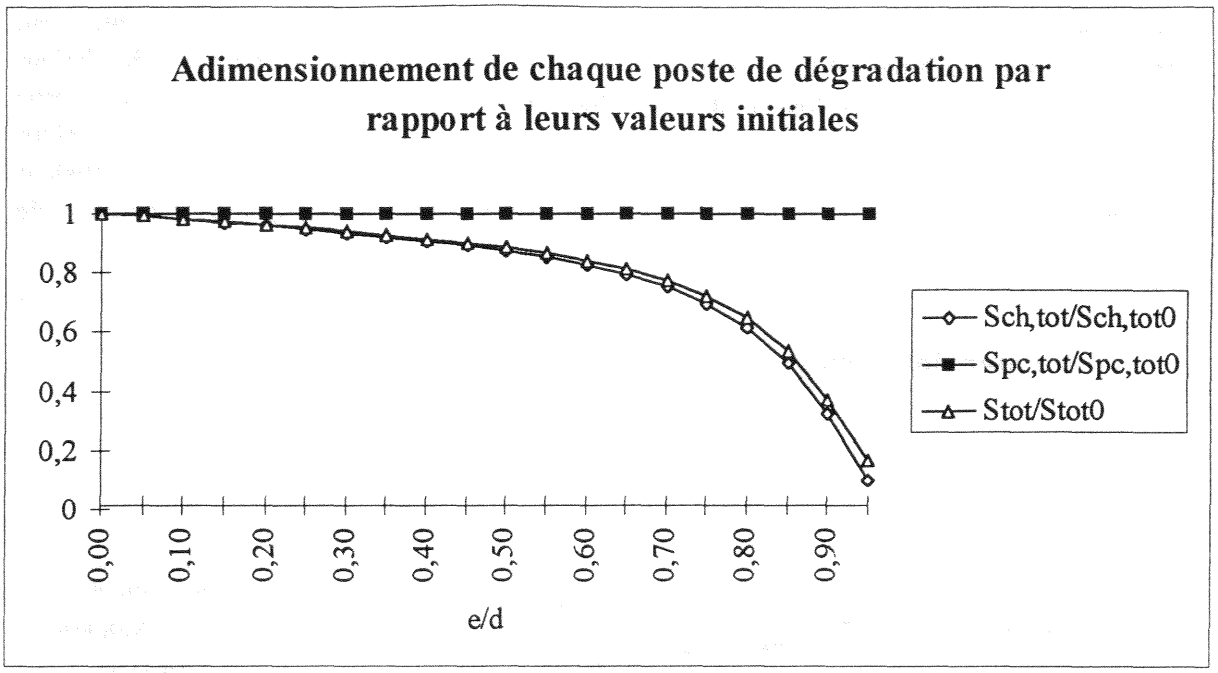


figure 6.8. : évolution de chaque poste de dégradation adimensionné par rapport à leurs valeurs initiales en régime laminaire (côté eau) à puissance de pompe constante pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

La figure 6.7. indique une légère diminution de l'entropie mécanique côté chaud lors d'un écoulement à puissance de pompage constante car on observe une diminution du débit lors de l'encrassement.

La figure 6.8. révèle des comportements très différents de ceux obtenus dans le paragraphe précédent pour les évolutions des entropies mécanique globale, thermique globale et totale. En effet on observe une diminution très nette de l'entropie de chaleur totale par rapport à sa valeur initiale. Il en est de même pour l'entropie totale similaire car la contribution de l'entropie mécanique est faible par rapport à celle de l'entropie de chaleur. L'entropie mécanique a tendance à rester quasi- constante conformément à ce qui a pu être observé aux chapitres précédents en modèle local.

6.5.2.3. Influence du régime d'écoulement

On va se préoccuper maintenant de l'influence du régime d'écoulement sur le comportement des dégradations d'énergie générées au sein de l'échangeur étudié. Pour mener cette étude, on va se placer dans le cas d'un écoulement turbulent (côté chaud) à débit massique constant. Les figures 6.9., 6.10. et 6.11. regroupent les résultats obtenus.

La figure 6.9. montre l'évolution des entropies thermiques par rapport à leurs valeurs initiales. On constate un comportement inverse de ce qui a été observé en régime laminaire. En effet dans ce cas on observe que l'encrassement pénalise le transfert thermique et contribue à augmenter la température de sortie du fluide chaud et réciproquement à diminuer celle du fluide froid. De ce fait on constate un comportement inverse au niveau des évolutions des entropies de chaleur. On peut observer en outre que le régime turbulent a pour effet d'augmenter les valeurs respectives de chaque terme compte tenu de l'augmentation de la quantité de chaleur disponible au sein de l'échangeur.

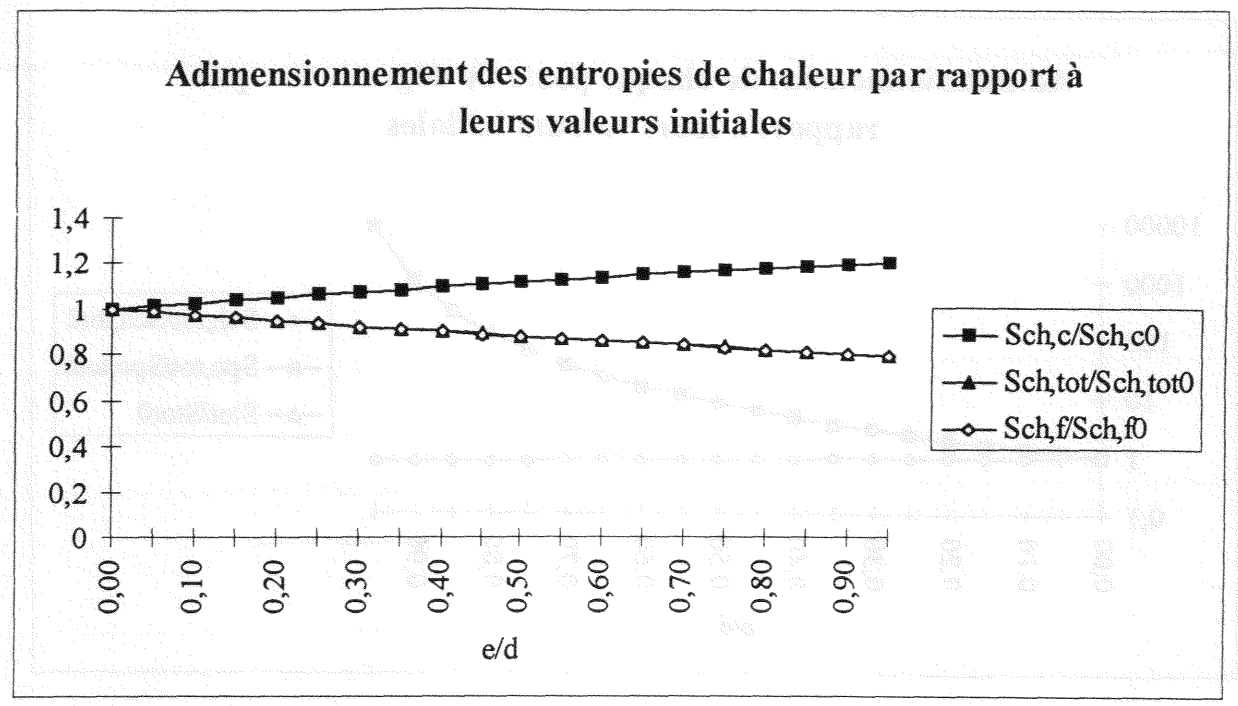


figure 6.9. : évolution des entropies de chaleur adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales en régime turbulent (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

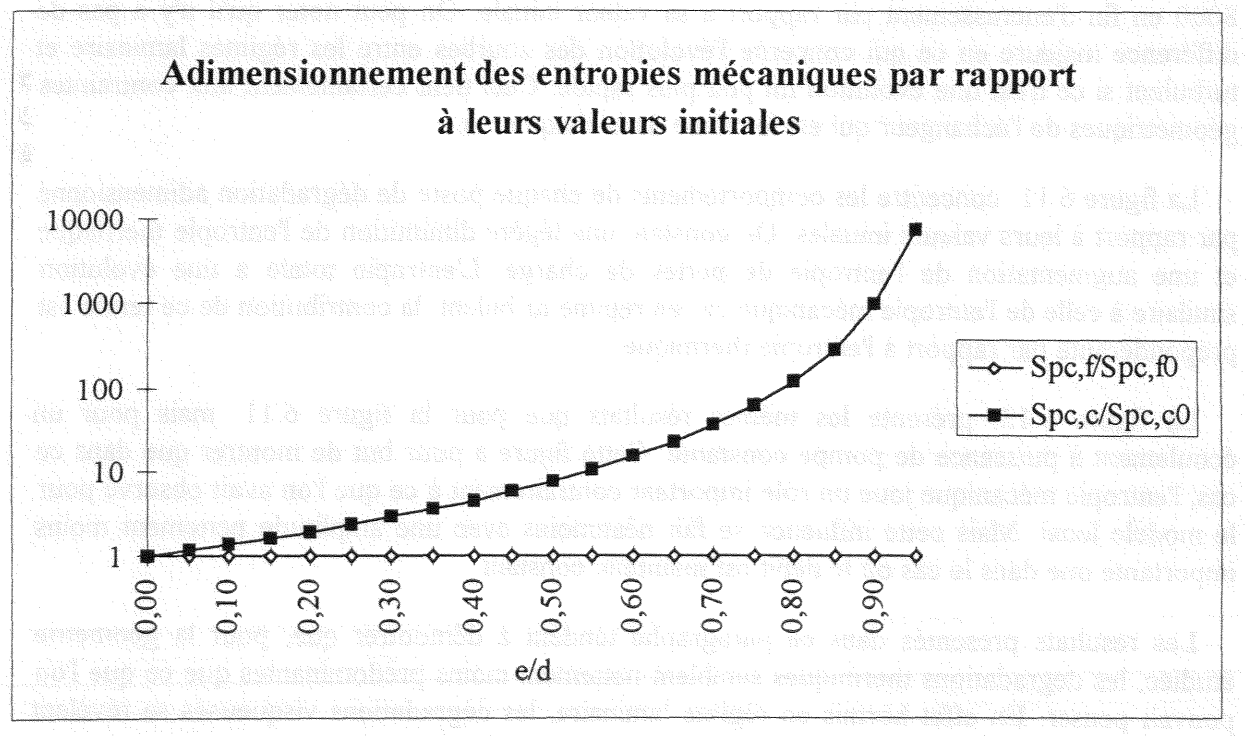


figure 6.10. : évolution des entropies mécaniques adimensionnées par rapport à leurs valeurs initiales en régime turbulent (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

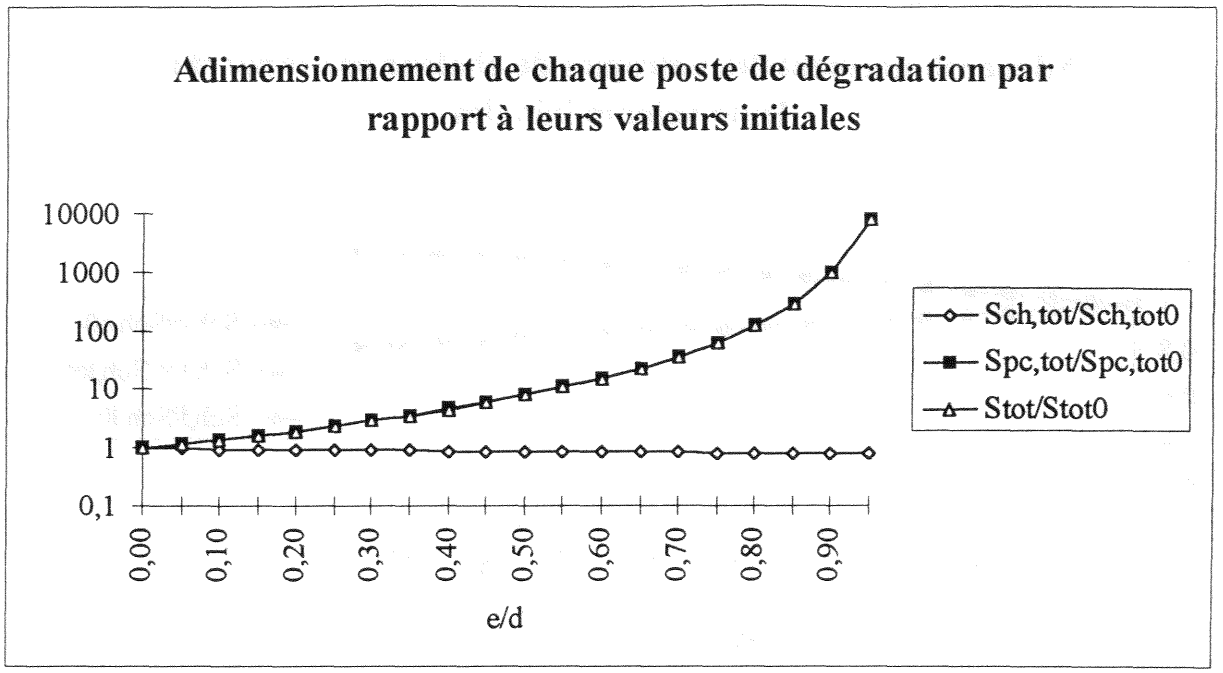


figure 6.11. : évolution de chaque poste de dégradation adimensionné par rapport à leurs valeurs initiales en régime turbulent (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

La figure 6.10. relative aux entropies de pertes de charge montre encore une fois l'évolution spectaculaire de l'entropie mécanique côté chaud. En effet celle-ci voit sa valeur multipliée par 8000 en fin d'encrassement par rapport à sa valeur initiale. On peut noter qu'il n'y a pas de différence majeure en ce qui concerne l'évolution des courbes entre les régimes laminaire et turbulent si ce n'est une évolution un peu plus rapide. Ceci tient certainement aux contraintes géométriques de l'échangeur qui est le même dans chaque cas.

La figure 6.11. concentre les comportements de chaque poste de dégradation adimensionné par rapport à leurs valeurs initiales. On constate une légère diminution de l'entropie thermique et une augmentation de l'entropie de pertes de charge. L'entropie totale a une évolution similaire à celle de l'entropie mécanique car en régime turbulent, la contribution de ce terme est prépondérante par rapport à l'entropie thermique.

La figure 6.12. présente les mêmes résultats que pour la figure 6.11. mais pour un écoulement à puissance de pompe constante. Cette figure a pour but de montrer que dans ce cas, l'entropie mécanique joue un rôle important contrairement à ce que l'on avait observé pour le modèle local .Mais cette influence se fait néanmoins avec une amplitude nettement moins importante que dans le cas où le débit est maintenu constant.

Les résultats présentés dans ce paragraphe tendent à démontrer que, pour la géométrie étudiée, les dégradations thermiques semblent nettement moins prédominantes que ce que l'on pouvait penser. En effet hormis en régime laminaire, les dégradations visqueuses se révèlent être très importantes quelques soient le type et le régime d'écoulement.

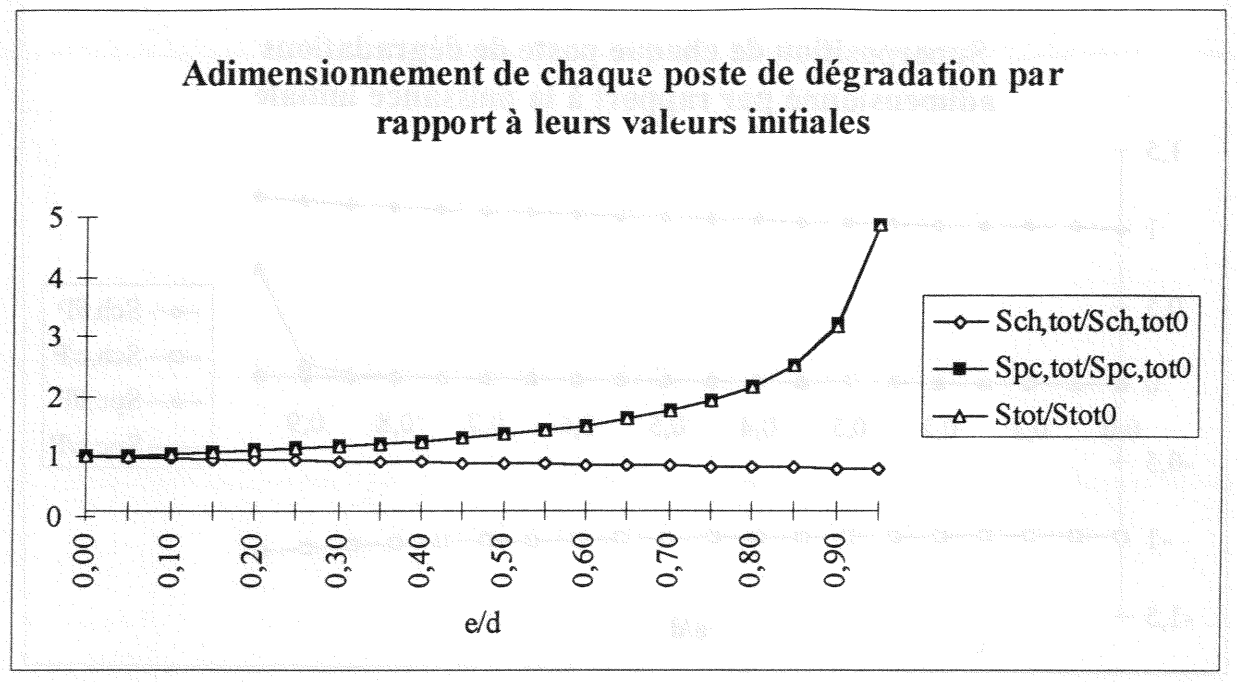


figure 6.12. : évolution de chaque poste de dégradation adimensionné par rapport à leurs valeurs initiales en régime turbulent (côté eau) à puissance de pompage constante pour T_{ce}/T_{fe} = 1,02

6.5.3. Adimensionnement par rapport à la puissance (côté froid)

Ce paragraphe va présenter les résultats obtenus pour les mêmes cas de figure mais lors d'un adimensionnement par rapport à la valeur de la puissance froide initiale.

6.5.3.1. Analyse des évolutions des entropies

Les figures 6.13., 6.14. et 6.15. montrent respectivement ce que l'on a obtenu pour l'adimensionnement de chaque poste de dégradation, pour les entropies mécanique, thermique et totale ainsi que l'évolution des pourcentages d'entropie créée lors du phénomène.

Les figures 6.13. et 6.14. présentent d'une façon différente les résultats obtenus au paragraphe précédent. Par contre la figure 6.15. se révèle plus intéressante car elle permet d'observer l'importance relative de chaque poste de dégradation à une valeur d'épaisseur réduite e/d donnée. On constate donc qu'en régime laminaire à débit massique constant, la contribution de l'entropie de chaleur totale reste importante durant une grande partie de l'encrassement jusqu'à e/d > 0,8.

Par la suite il ne sera présenté que ces courbes qui permettent de mieux cerner la prépondérance de chaque phénomène.

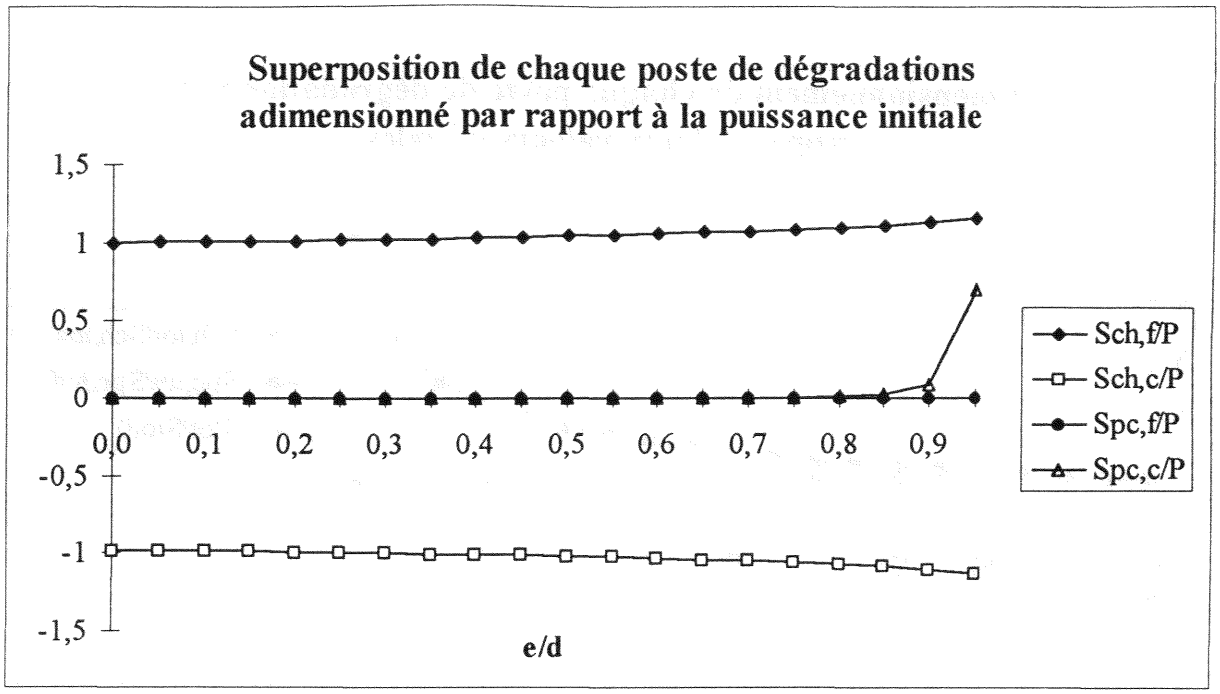


figure 6.13. : évolution de chaque poste de dégradation adimensionné par rapport à la puissance initiale froide en régime laminaire (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

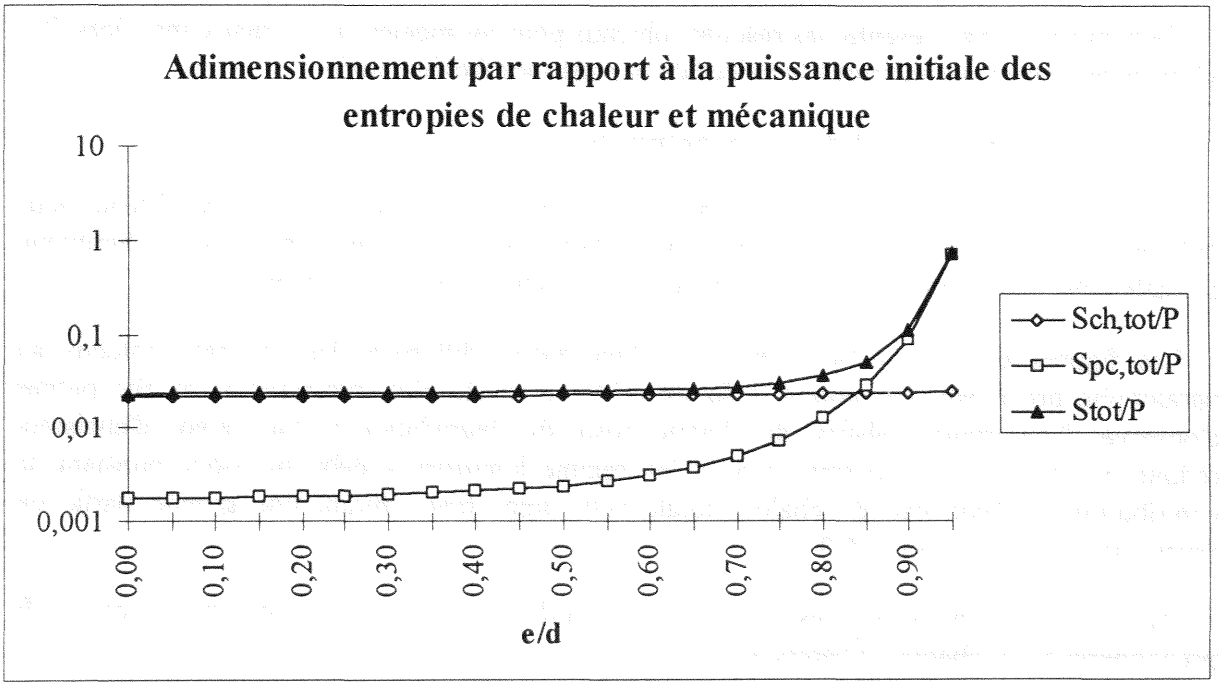


figure 6.14. : évolution des entropies totales adimensionnées par rapport à la puissance initiale froide en régime laminaire (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

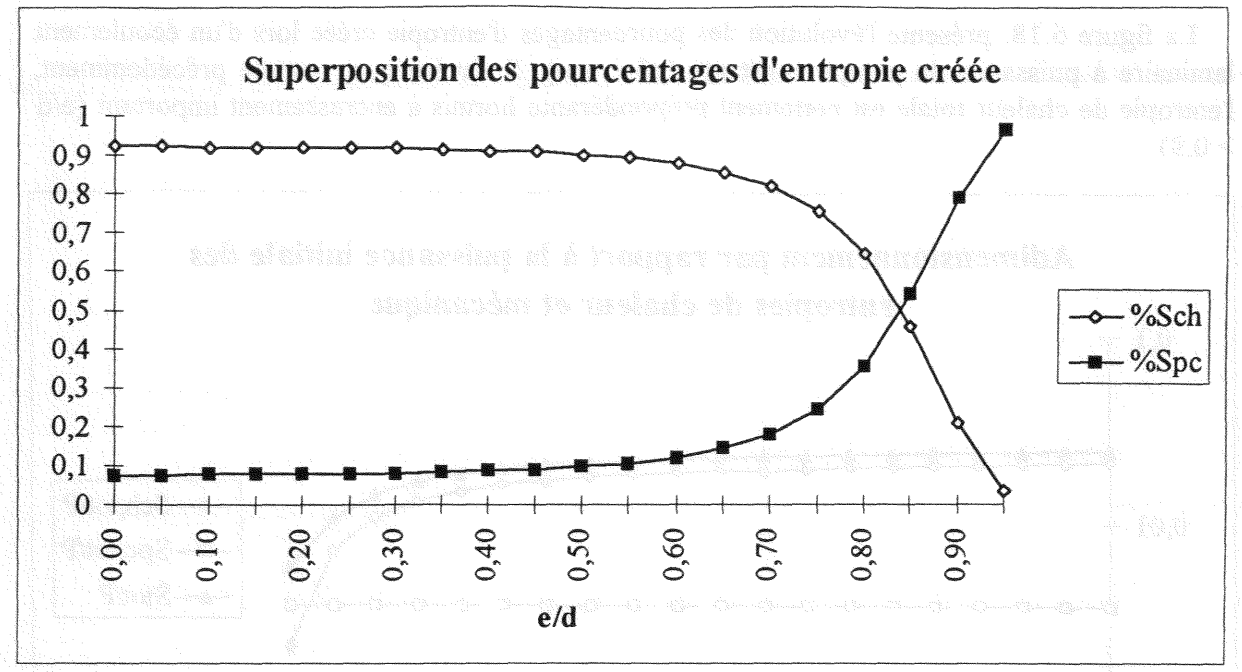


figure 6.15. : évolution des pourcentages d'entropie créée en régime laminaire (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

6.5.3.2. Influence du type d'écoulement

Les figures 6.16. et 6.17. présentent sous une autre forme ce qui a été observé au paragraphe précédent en ce qui concerne l'évolution des entropies de chaleur et l'entropie mécanique.

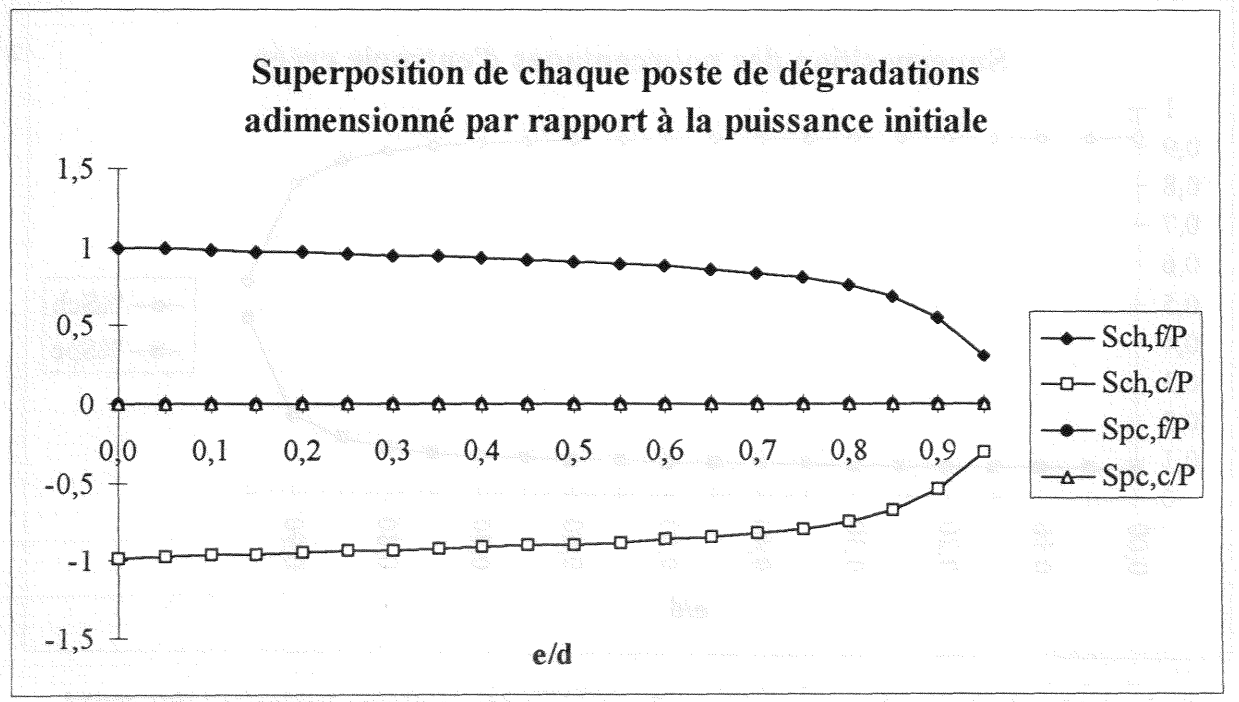


figure 6.16. : évolution de chaque poste de dégradation adimensionné par rapport à la puissance initiale froide en régime laminaire (côté eau) à puissance de pompage constante pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

La figure 6.18. présente l'évolution des pourcentages d'entropie créée lors d'un écoulement laminaire à puissance de pompe constante (côté eau). Il s'avère que, comme précédemment, l'entropie de chaleur totale est nettement prépondérante hormis à encrassement important (e/d > 0,9).

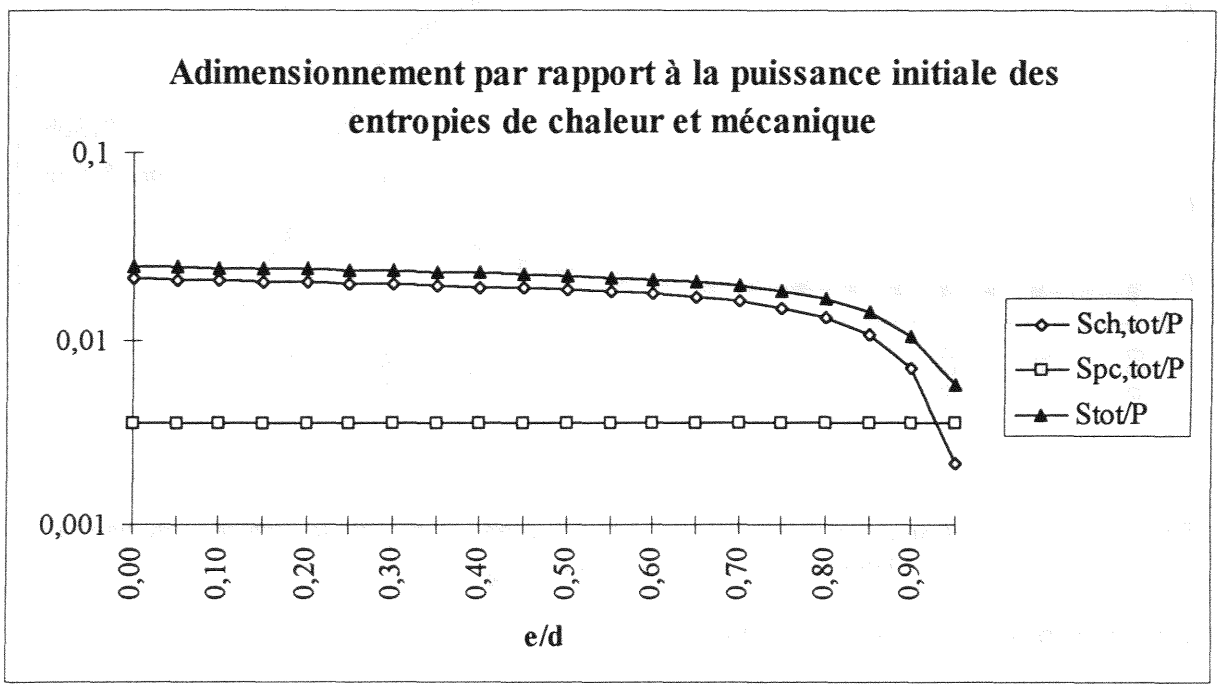


figure 6.17. : évolution des entropies totales adimensionnées par rapport à la puissance initiale froide en régime laminaire (côté eau) à puissance de pompage constante pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

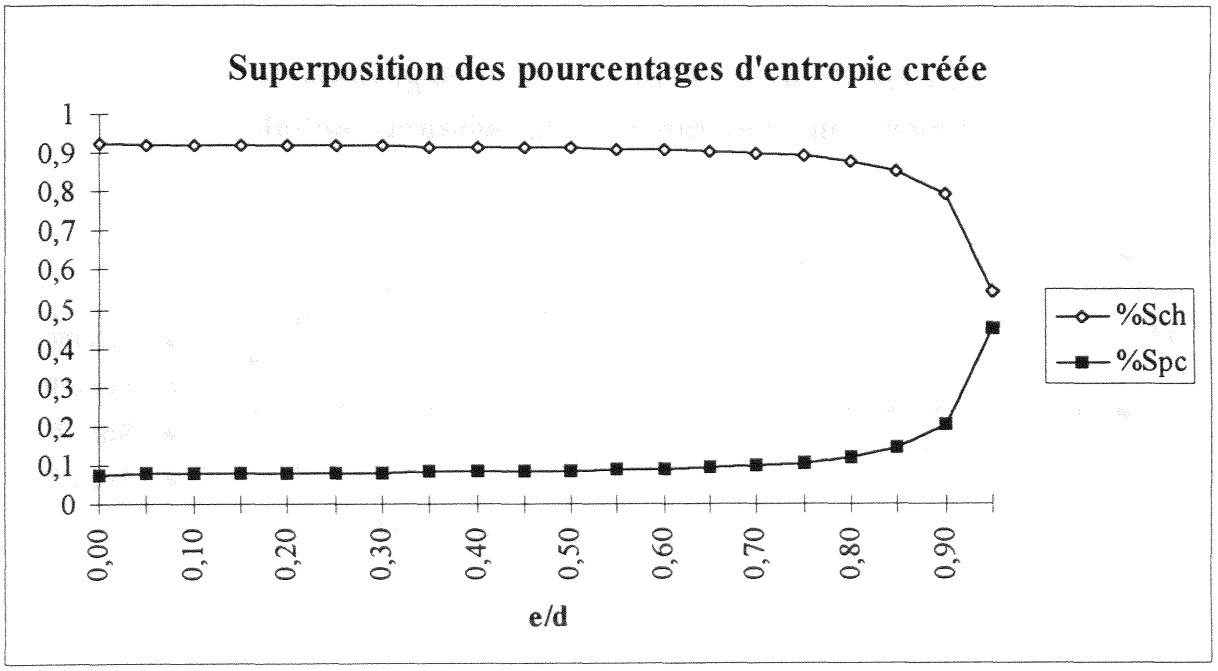


figure 6.18. : évolution des pourcentages d'entropie créée en régime laminaire (côté eau) à puissance de pompage constante pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

6.5.3.3. Influence du régime d'écoulement

Les courbes des figures 6.19. et 6.20., comme celles des figures 6.9. et 6.10. montrent en particulier l'importance des dégradations mécaniques par rapport aux dégradations thermiques.

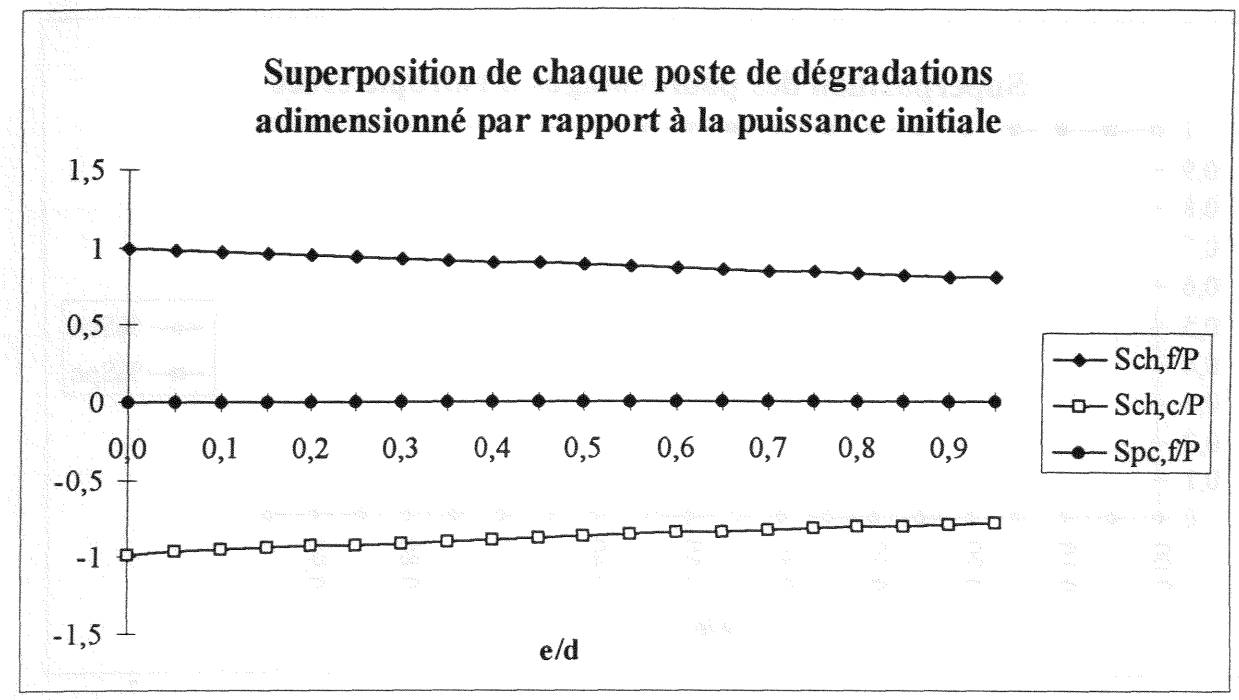


figure 6.19. : évolution des entropies de chaleur adimensionnées par rapport à la puissance initiale froide en régime turbulent (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

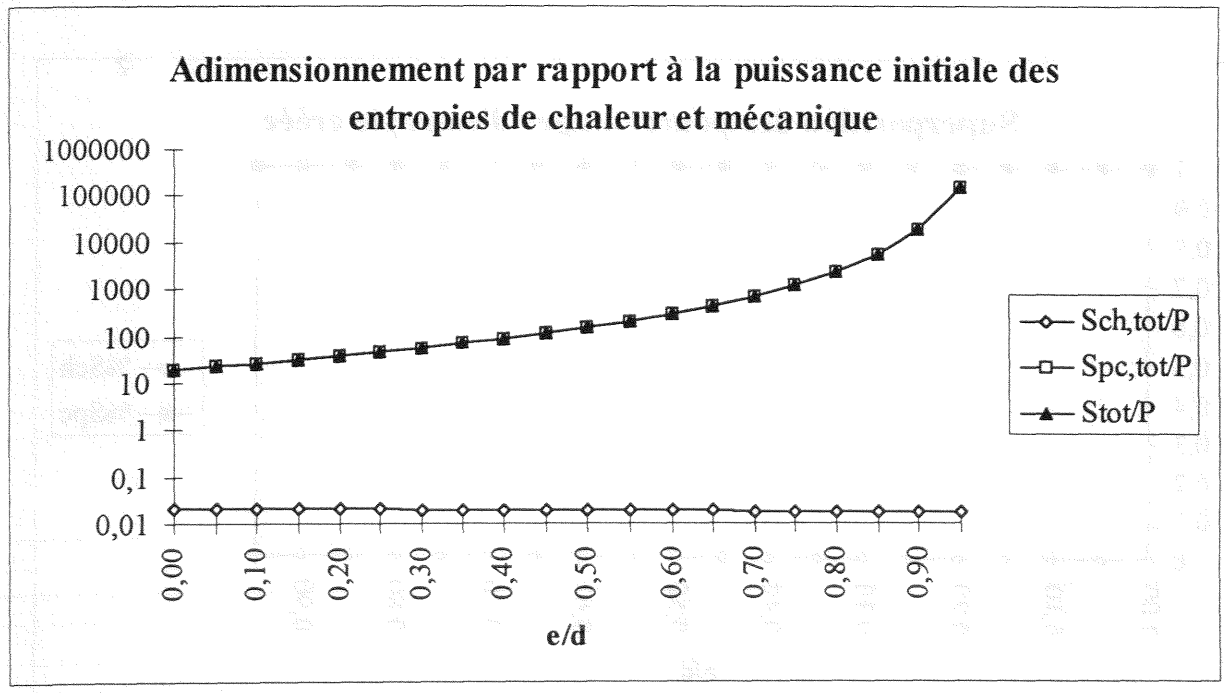


figure 6.20. : évolution des entropies totales adimensionnées par rapport à la puissance initiale froide en régime turbulent (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

Les deux figures 6.21. et 6.22. montrent l'évolution des pourcentages d'entropies créées en régime turbulent respectivement en écoulement à débit massique constant et à puissance de pompe constante. On observe une influence majeure des dégradations visqueuses dues sans doute à la faible efficacité de l'échangeur en matière de transfert thermique.

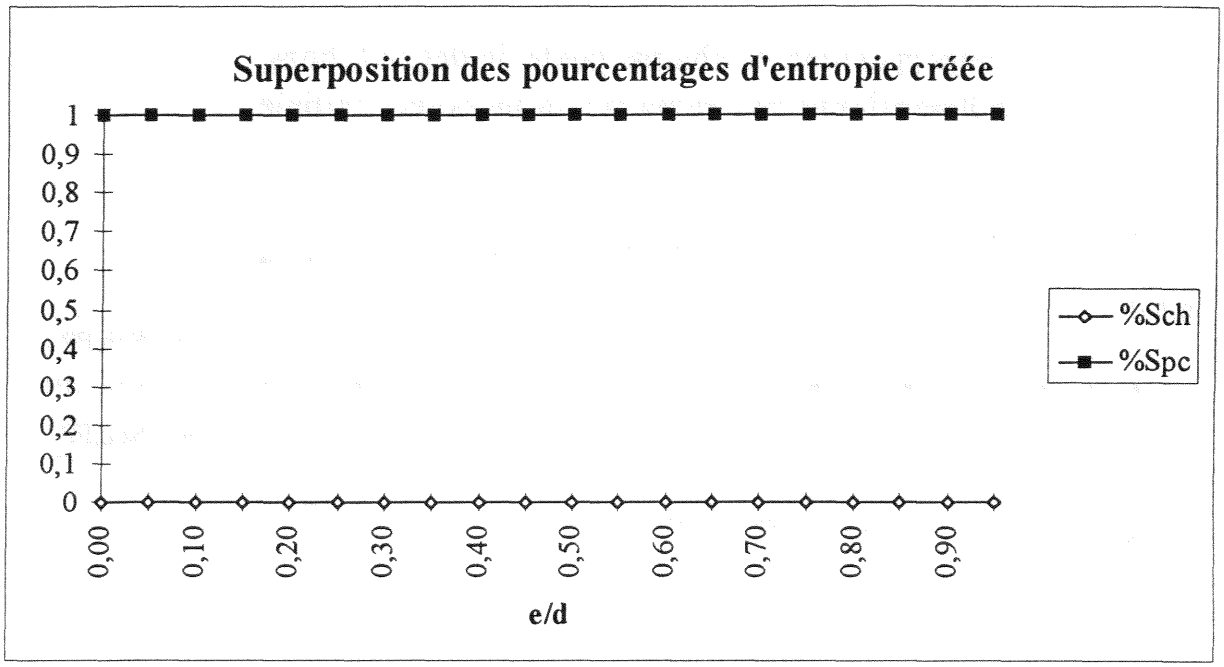


figure 6.21. : évolution des pourcentages d'entropie créée en régime turbulent (côté eau) à débit massique constant pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

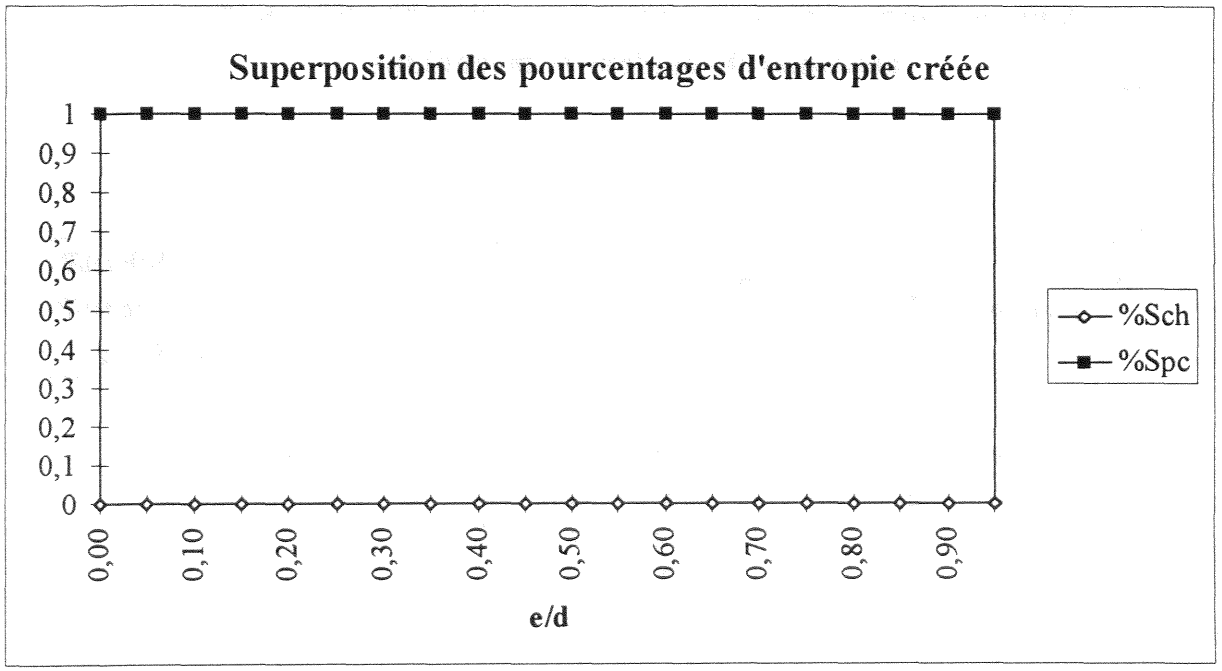


figure 6.22. : évolution des pourcentages d'entropie créée en régime turbulent (côté eau) à puissance de pompage constante pour $T_{ce}/T_{fe} = 1,02$

6.5.4. Conclusion partielle

Les résultats issus de cette simulation sur un échangeur de configuration de base ont montré que l'entropie de chaleur totale a une influence faible sur les phénomènes de dégradation en régimes transitoire et turbulent quelque soit le type d'écoulement. Il faut cependant noter que l'entropie mécanique a, dans ces deux modes d'écoulement, de grosses différences sur ces valeurs. Ceci tient au fait de la faible capacité d'échange de l'échangeur étudié. En régime laminaire, il s'avère que l'entropie thermique totale est plus importante dans le processus étudié bien qu'en fin d'encrassement les dégradations visqueuses ne sont plus négligeables.

En ce qui concerne le comportement des entropies thermiques (côté chaud, côté froid et totale), on constate que l'évolution des deux premiers termes est subordonnée à celle des profils de température de sortie de chaque fluide. L'entropie de chaleur a tendance à rester proche de sa valeur initiale en diminuant légèrement en régime transitoire et turbulent. En régime laminaire, l'entropie de chaleur a un comportement quasi constant.

L'étude d'un échangeur de géométrie simple ne permet pas de tirer des conclusions sur l'importance relative de chaque poste de dégradation. Il paraît donc judicieux de s'orienter vers l'étude d'un échangeur à plaques et joints de type industriel afin d'affiner les résultats obtenus.

6.6. Etude de cas industriels

Le but de ce paragraphe est de simuler à l'aide du programme mis au point, le comportement d'un échangeur de chaleur de type industriel dans divers cas de fonctionnement. L'étude sera menée sur un échangeur de chaleur à plaques à chevrons pour trois cas de fonctionnement.

6.6.1. Echangeur étudié

Les caractéristiques géométriques des plaques de l'échangeur considéré sont :

Matériau	acier inoxydable
Conductivité thermique de la plaque	16,3 W/m/K
Longueur	0,636 m
Largeur	0,204 m
Epaisseur	0,6 mm
Surface d'échange	0,13 m^2
Espace interplaque	3,5 mm
Section de passage	$7,15.10^{-4}$ m^2
Angle β	60°
Pas de la cannelure	11 mm

Tableau 6.2. : Caractéristiques géométriques des plaques de l'échangeur considéré

L'échangeur est constitué de 91 plaques qui octroient ainsi 45 canaux d'écoulement pour chaque fluide.

6.6.2. Configurations de fonctionnement étudiées

Les trois cas considérés sont très différents les uns des autres afin d'avoir un ensemble le plus large possible de résultats. On envisagera successivement des encrassements dus à un entartrage (eau), à un hydrocarbure (paraffine), à un gaz (fumée de chaudière). Ce paragraphe présente les caractéristiques des fluides employés lors de ces simulations informatiques.

6.6.2.1. Cas de l'encrassement par dépôt de tartre

Pour cette étude, les fluides utilisées sont de l'eau dont les caractéristiques d'écoulement sont une pression inférieure à 20 bars et une température inférieure à 200°C pour obtenir l'apparition de tartre. Les caractéristiques thermophysiques de l'eau sont rappelées dans le tableau 6.3..

Les débits et températures d'entrée des fluides considérés sont :

- pour le fluide chaud (eau) $\overset{\circ}{q}_{vc}$ = 3 kg/s et T_{ce} = 80°C
- pour le fluide froid (eau) $\overset{\circ}{q}_{vf}$ = 3,5 kg/s et T_{fe} = 15°C

Le dépôt obtenu en l'ocurrence le tartre a une conductivité thermique de 1 W/m/K d'après [5].

6.6.2.2. Cas de l'encrassement par un hydrocarbure

Ce cas est intéressant car on le rencontre dans les processus de raffinage. On va ici étudier un écoulement de paraffine refroidi par de l'eau. La condition pour obtenir la formation d'un dépôt de paraffine est d'atteindre la température de solidification de ce corps qui est de 30°C. Les caractéristiques thermophysiques de la paraffine sont données dans le tableau 6.3..

Les données relatives à la paraffine sont issues de [37]. Les débits et températures d'entrée des fluides considérés sont :

- pour le fluide chaud (paraffine) $\overset{\circ}{q}_{vc}$ = 2 kg/s et T_{ce} = 80°C
- pour le fluide froid (eau) $\overset{\circ}{q}_{vf}$ = 3 kg/s et T_{fe} = 20°C

Le dépôt de paraffine solidifiée a pour conductivité thermique une valeur de 0,3 W/m/K d'après [38].

6.6.2.3. Cas de l'encrassement par des fumées (encrassement particulaire)

Ce cas présente l'intérêt d'étudier le comportement d'une chaudière. En effet pour cette étude on va travailler avec un écoulement gazeux constitué de fumées résultant d'une combustion, refroidi par de l'eau. Les caractéristiques thermophysiques des fumées considérées sont recensées dans le tableau 6.3..

Ces données sont issues de [39]. Le dépôt obtenu est du carbone amorphe dont la conductivité thermique vaut 1,221 W/m/K [38].

Les débits (dans les conditions de température données) et températures d'entrée des fluides considérés sont :

- pour le fluide chaud (fumée) $\dot{q}_{vc}$ = 0,1 kg/s et T_{ce} = 300°C
- pour le fluide froid (eau) $\dot{q}_{vf}$ = 0,08 kg/s et T_{fe} = 25°C

Fluides	Eau	Paraffine	Fumées
λ (W/m/K)	0,6	0,2	0,0435
Cp (J/kg/K)	4180	3260	1039
ρ (kg/m^3)	1000	800	0,642
μ (Pa.s)	$1,79.10^{-3}$	8	$2,85.10^{-5}$

Tableau 6.3. : caractéristiques thermophysiques des fluides employés

6.6.3. Résultats obtenus

Ce paragraphe va présenter les résultats les plus significatifs obtenus pour les trois cas simulés. Il est à noter que pour chaque cas, tous les profils de température ont été envisagés (profil linéaire contre-courant, profil exponentiel contre courant et co-courant). Les résultats présentés sont relatifs à des profils de températures exponentiels au sein de l'échangeur pour une configuration de fonctionnement en contre-courant.

6.6.3.1. Cas de l'encrassement par dépôt de tartre

L'essentiel des résultats de ce cas est présenté sur les figures 6.23., 6.24. et 6.25.. Les figures 6.23. et 6.24. donnent respectivement les évolutions de chaque poste de dégradation pour l'adimensionnement par rapport à la valeur initiale et pour l'adimensionnement par rapport à la puissance froide.

Ces deux figures laissent apparaître une influence pratiquement équivalente en début d'encrassement. En fin de processus, on note une forte prédominance des dégradations mécaniques.

La figure 6.25., qui présente l'évolution relative de chaque poste de dégradation vient confirmer cet état de fait. En effet pour e/d < 0,25, on constate que l'entropie thermique a une importance légérement supérieure à celle de l'entropie mécanique dans le phénomène de dégradation. Ce phénomène s'inverse pour e/d > 0,25 et les dégradations visqueuses deviennent alors très importantes.

Le cas étudié présente deux fluides aux propriétés identiques permettant un bon transfert thermique et ayant une viscosité assez faible. Ceci conduit donc à un relatif équilibre de l'influence de chaque poste de dégradation lors de la première partie du phénomène d'encrassement.

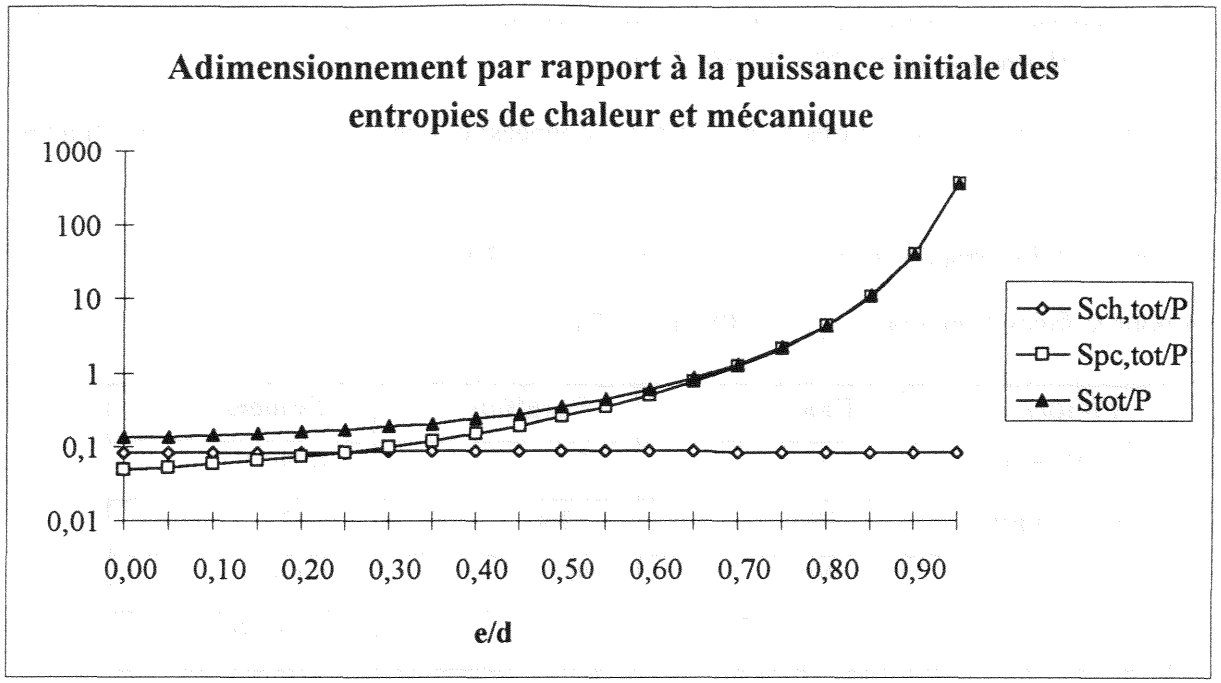


figure 6.23. : cas de l'encrassement par tartre, adimensionnement par rapport à la puissance côté froid

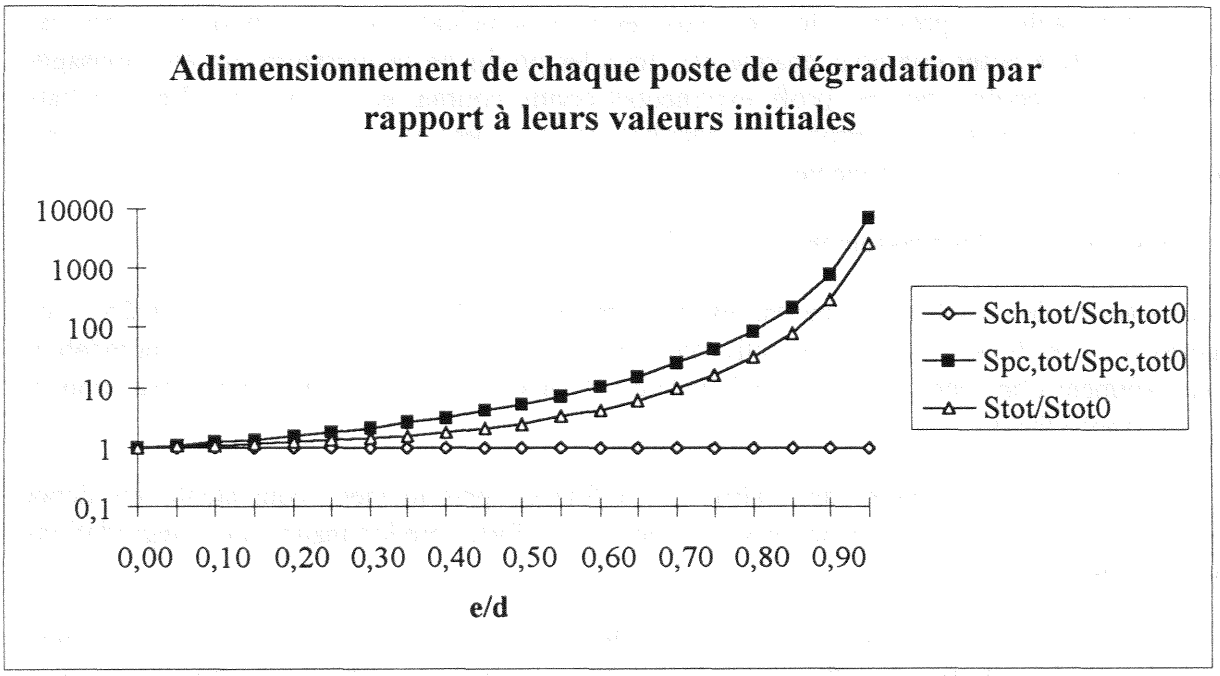


figure 6.24. : cas de l'encrassement par tartre, adimensionnement par rapport à la valeur initiale

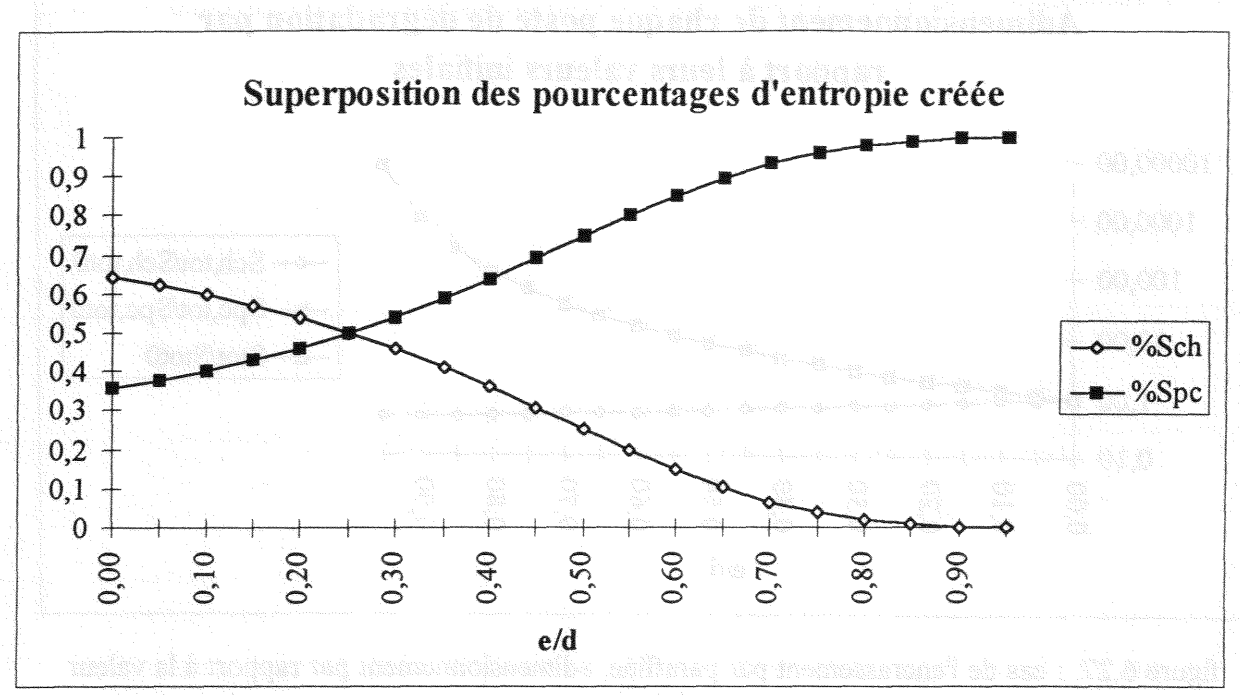


figure 6.25. : cas de l'encrassement par tartre, évolution des pourcentages d'entropie

6.6.3.2. Cas de l'encrassement par un hydrocarbure

Les résultats de la simulation sont présentés sur les figures 6.26., 6.27. et 6.28. qui correspondent aux mêmes cas d'adimensionnement que pour le paragraphe précédent.

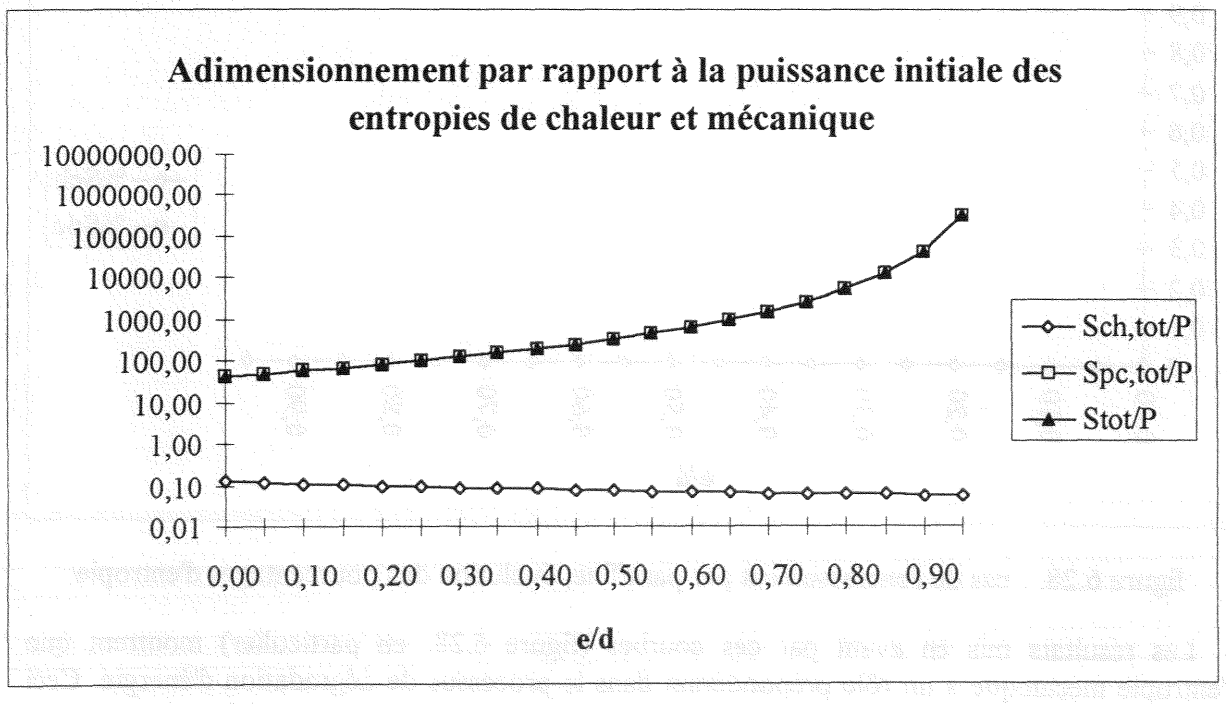


figure 6.26. : cas de l'encrassement par paraffine, adimensionnement par rapport à la puissance côté froid

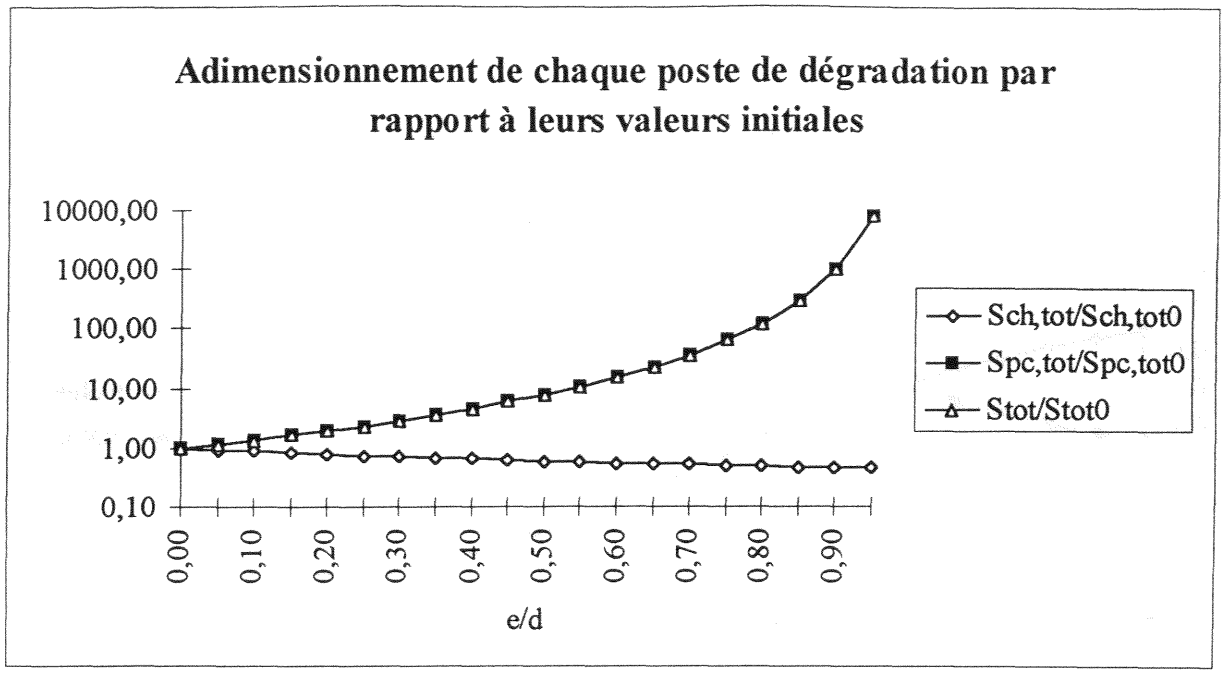


figure 6.27. : cas de l'encrassement par paraffine, adimensionnement par rapport à la valeur initiale

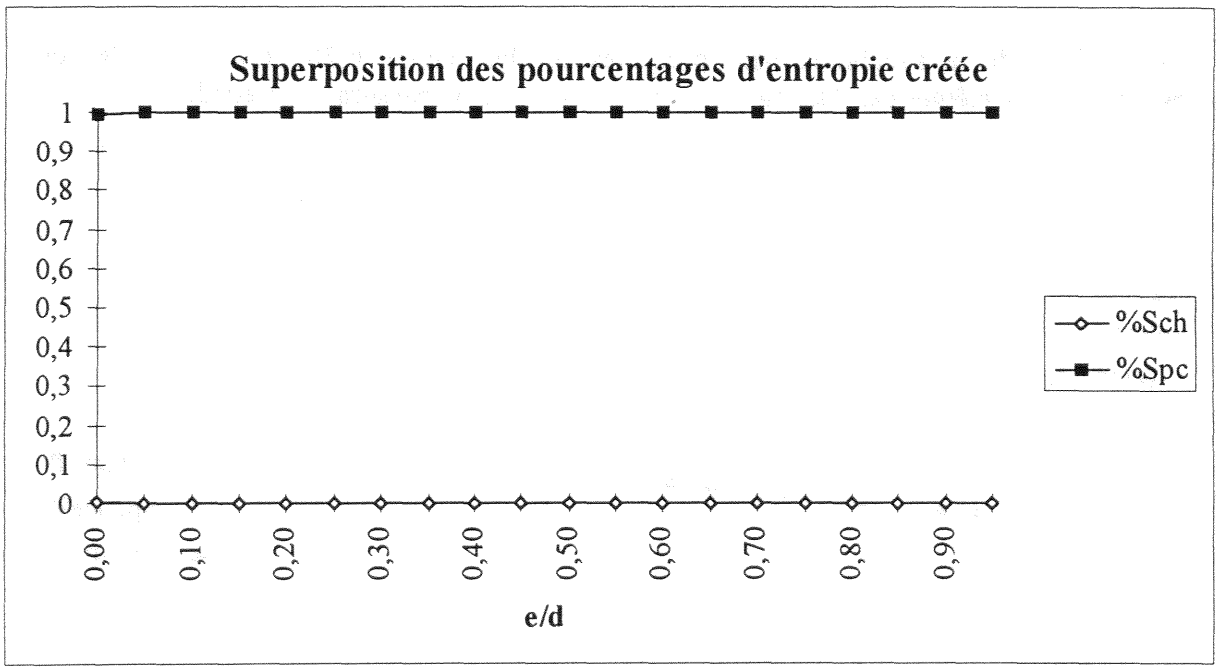


figure 6.28. : cas de l'encrassement par paraffine, évolution des pourcentages d'entropie

Les résultats mis en avant par ces courbes (figure 6.28. en particulier) montrent que l'entropie mécanique a un rôle prépondérant dans le processus de dégradation d'énergie. Ceci se comprend clairement quand on examine la viscosité dynamique de la paraffine qui est très largement supérieure à celle des fluides généralement rencontrés.

6.6.3.3. Cas de l'encrassement par des fumées

A l'instar des deux cas précédents, on présente sur les figures 6.29., 6.30. et 6.31. les résultats de cette simulation.

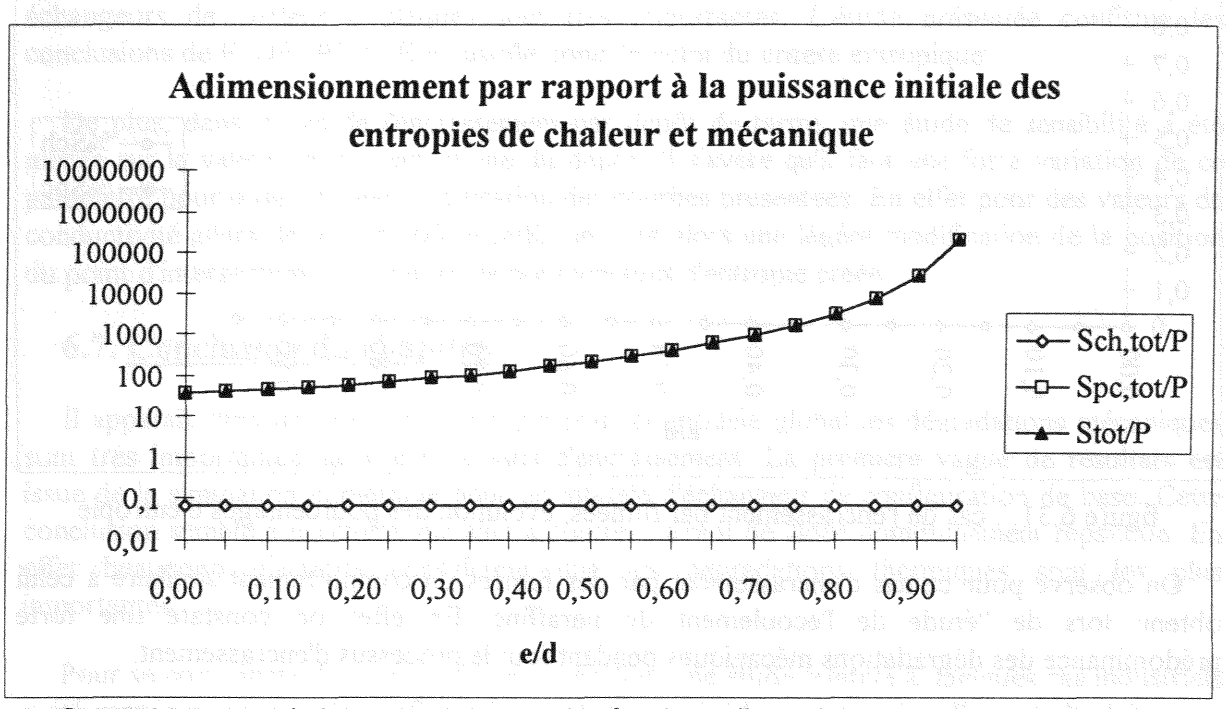


figure 6.29. : cas de l'encrassement par des fumées, adimensionnement par rapport à la puissance côté froid

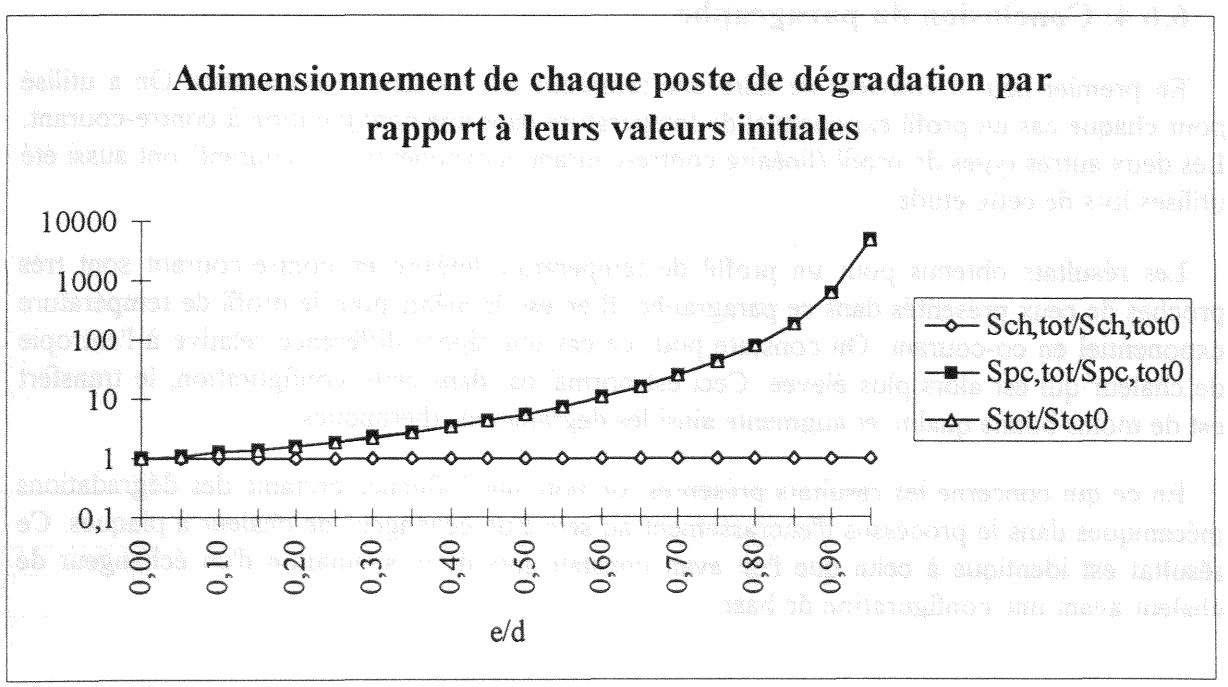


figure 6.30. : cas de l'encrassement par fumées, adimensionnement par rapport à la valeur initiale

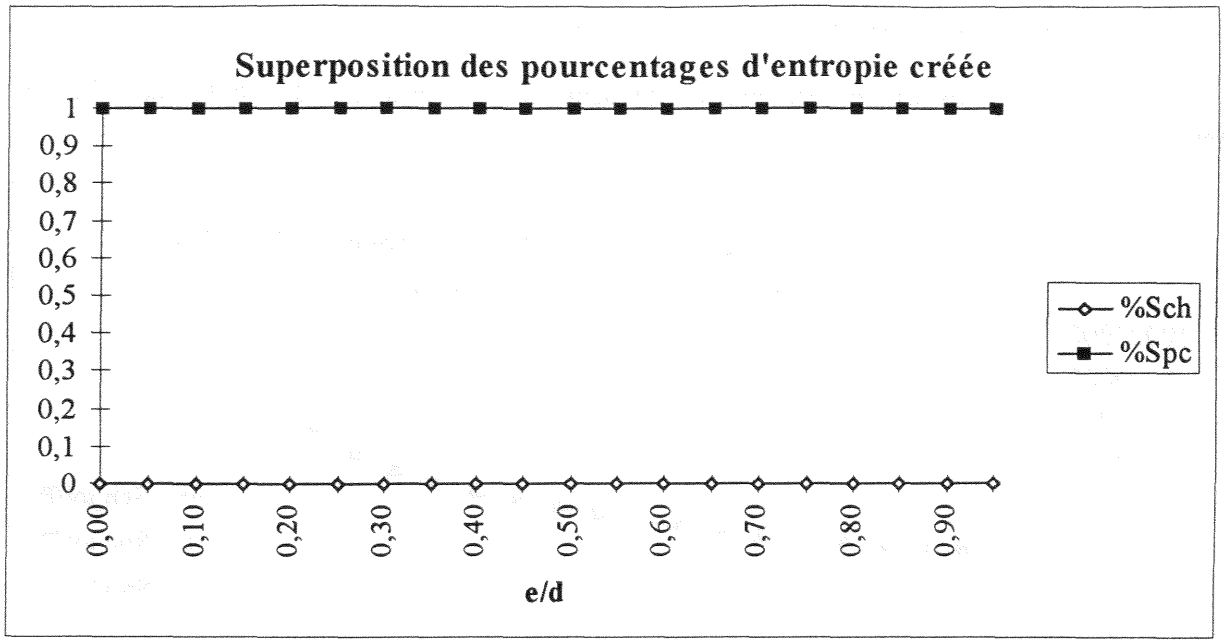


figure 6.31. : cas de l'encrassement par fumées, évolution des pourcentages d'entropie

On observe pour ce cas d'encrassement par des fumées un comportement similaire à celui obtenu lors de l'étude de l'écoulement de paraffine. En effet on constate une forte prédominance des dégradations mécaniques pendant tout le processus d'encrassement.

La raison de ce comportement est sans doute la faible capacité de l'air et des fumées à transférer la chaleur. On aboutit alors à un rapport entropie thermique-entropie mécanique très en faveur de la dernière.

6.6.4. Conclusion du paragraphe

En premier lieu, il convient de faire une remarque sur les figures présentées. On a utilisé pour chaque cas un profil exponentiel de température dans une configuration à contre-courant. Les deux autres types de profil (linéaire contre-courant et exponentiel co-courant) ont aussi été utilisés lors de cette étude.

Les résultats obtenus pour un proflil de température linéaire en contre-courant sont très proches de ceux présentés dans ce paragraphe. Il en est de même pour le profil de température exponentiel en co-courant. On constate pour ce cas une légère différence relative à l'entropie de chaleur qui est alors plus élevée. Ceci est normal car dans cette configuration, le transfert est de moins bonne qualité et augmente ainsi les dégradations thermiques.

En ce qui concerne les résultats présentés, on note une influence certaine des dégradations mécaniques dans le processus d'encrassement au sein d'un échangeur de chaleur à plaques. Ce résultat est identique à celui que l'on avait constaté lors de la simulation d'un échangeur de chaleur ayant une configuration de base.

Ce résultat est a priori nouveau, mais il est en accord avec ce que F. DELPLACE a décrit dans sa thèse [40] concernant les pertes de charge au sein d'un échangeur à plaques et joints industriel. En effet l'étude de plusieurs corrélations de différents auteurs, concernant le coefficient de frottement lui a permis de conclure que les pertes de charge au sein des échangeurs de chaleur à plaques sont très importantes. L'étude présentée confirme les conclusions de F. DELPLACE et justifie donc l'emploi du critère entropique.

De plus, dans le cas de l'encrassement par dépôt de tartre, une étude de sensibilité a été menée sur la valeur de la conductivité du dépôt. Il s'avère qu'il faut une forte variation de ce paramètre pour observer une modification des courbes présentées. En effet pour des valeurs de conductivité allant de 0,01 à 100 W/m/K, on note alors une lègère modification de la position du point d'intersection des courbes de pourcentages d'entropie créée.

6.7. Conclusion du chapitre

Il apparaît dans un premier temps que pour ce modèle global les dégradations mécaniques sont très importantes dans le processus d'encrassement. La première vague de résultats est issue de la simulation numérique pour un modèle d'échangeur de configuration de base. Cette conclusion semble à première vue aller à contre-courant de l'idée communément répandue. En effet beaucoup d'auteurs considèrent que les dégradations thermiques sont les plus importantes.

Pour se convaincre du bien fondé de ce résultat, une étude relative à quelques cas industriels a été menée et permet de conforter la conclusion précédemment émise. Il apparaît clairement une prédominance des dégradations mécaniques par rapport aux dégradations thermiques.

SYNTHESE DE L'ETUDE THEORIQUE

Cette étude théorique a permis, dans un premier temps à l'aide du cas du demi-échangeur pour un modèle local d'observer les influences de certains paramètres (régimes d'écoulement, types d'écoulement, adimensionnements) sur le comportement des dégradations d'énergie. Il en ressort que l'entropie mécanique joue un rôle important dans le processus de dégradation en régime d'écoulement turbulent.

La même étude menée pour l'échangeur complet vient conforter cette idée. En effet du régime laminaire au régime turbulent via le régime transitoire, on constate une augmentation des dégradations mécaniques pour une valeur du paramètre adimensionné fixé. Toutefois il faut savoir que le maintient de la puissance de pompage constante contribue à atténuer cette influence.

Le travail mené sur l'échangeur complet pour le cas du modèle global apporte un éclairage nouveau sur l'étude des dégradations d'énergie au sein d'un échangeur de chaleur à plaques. Dans un premier temps une étude menée pour un dispositif de configuration de base laisse apparaître une très grande importance des dégradations mécaniques dans le processus global de dégradations d'énergie. Cette conclusion est confirmée par l'étude de quelques cas industriels pour un échangeur à plaques corruguées et pour différents fluides.

Ce résultat va quelque peu à l'encontre des résultats les plus communément répandus dans la littérature. Cependant il est en accord avec d'autres travaux récents [40].

PARTIE 3 :

ETUDE EXPERIMENTALE

NOMENCLATURE : PARTIE EXPERIMENTALE

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

A, a	surface d'échange, section de passage (m^2)
C_p	chaleur spécifique (J/kg/K)
d_h	diamètre hydraulique (m)
ΔP	pertes de pression (Pa)
e	épaisseur du dépôt (m)
K	coefficient d'échange thermique global ($W.K^{-1}$)
l	largeur du canal (m)
L	longueur du canal (m)
$\dot{m}$	débit massique (kg/s)
p	périmètre d'échange thermique (m)
P	pression (Pa)
P_f	potentiel de puissance friogorifique
$\dot{q}_v$	débit volumique (m^3/s)
S	entropie (J/K)
t	temps (mn)
T	température (K)
x	coordonnée longitudinale (m)

LETTRES GRECQUES

ρ	masse volumique ($kg.m^{-3}$)

NOMBRES ADIMENSIONNELS

f	coefficient de frottement
Pr	nombre de Prandlt = $\frac{\rho.C_p}{\mu}$
Re	nombre de Reynolds = $\frac{\rho.V.d_h}{\mu}$

INDICES ET EXPOSANTS

amb	relatif à la température ambiante
eau	relatif à l'écoulement d'eau
froid	relatif à l'écoulement du fluide froid
$\dot{}$	dérivée par rapport au temps
'	grandeur monodimensionnelle
c	relatif au fluide chaud
i	relatif à l'écoulement interne

e	relatif à l'entrée de l'échangeur
f	relatif au fluide et au fluide froid
s	relatif à la sortie de l'échangeur
ch	relatif à l'entropie thermique de chaleur

INTRODUCTION

On se propose ici de présenter tout d'abord les différents montages expérimentaux qui ont successivement permis de mener des campagnes de mesures appropriée. Le cheminement du travail effectué, de ce point de vue, est détaillé jusqu'à la présentation de l'ultime dispositif qui sera mis en place pour de futures investigations.

Ensuite on présente les résultats majeurs obtenus suivant deux optiques. La première se place sur un plan purement paramétrique, c'est à dire que l'on essaie de déterminer les principaux facteurs influençant le développement du dépôt de glace. La seconde s'intéresse à un aspect plus thermodynamique. En effet les campagnes d'expérimentations entreprises servent alors à valider les travaux présentés dans la partie théorique.

CHAPITRE 7 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Le propos de ce chapitre est de développer l'approche expérimentale adoptée au sein du G.E.S.P.E. au L.E.M.T.A. afin de simuler l'encrassement des échangeurs de chaleur ainsi que les différents montages expérimentaux conçus dans cette optique.

7.1. Principe expérimental

Dans le cadre de cette étude, nous avons opté pour une simulation par dépôt de glace de façon à s'affranchir d'une durée excessive d'expérimentation inhérante à l'encrassement. En effet certains résultats disponibles [40] et [41] font état de durée pouvant atteindre entre 15 et 20 jours pour obtenir l'obturation du canal par le dépôt.

Le principe expérimental que nous avons mis en place au sein du laboratoire est de faire circuler de l'eau à une température généralement comprise entre 0,5 et 5 °C dans une veine d'échange et de la refroidir par un fluide froid (air ou solution à base de monopropylène glycol) afin de produire un dépôt. L'interface est assurée par une plaque de cuivre. On dispose dans ce cas de la configuration de base d'un échangeur de chaleur à plaque plane.

Ce principe a déjà été mis en place [26] et [27] afin d'étudier la formation d'un dépôt de glace dans un canal rectangulaire. L'originalité de notre démarche est de reprendre le cadre de ces études pour l'appliquer de façon spécifique à l'encrassement des échangeurs de chaleur à plaques.

7.2. Description des différents montages expérimentaux

Au cours de ces travaux sur l'encrassement, des modifications au montage expérimental initial ont dû être pratiquées afin d'améliorer la qualité des expérimentations. Nous allons détailler ici les différents montages envisagés.

7.2.1. Montage expérimental 1

Le premier dispositif expérimental sur lequel nous avons travaillé utilisait comme mode de refroidissement de l'air à -30°C produit par un tube de Ranque.

Le schéma de la figure 7.1. ci-après, décrit les différents organes relatifs au montage et fait apparaître les circuits des deux fluides mis en présence.

7.2.1.1. Circuit eau

La description du circuit eau est la suivante. L'eau circule dans le montage grâce à une pompe qui la puise dans le bac de rétention (contenance 300 l) pour la faire passer dans l'évaporateur du groupe froid. Ce groupe froid est équipé d'un thermo-régulateur afin de régler la température de sortie de l'eau. En sortie d'évaporateur, l'eau arrive dans un déversoir puis est acheminée vers la veine d'échange. Le débit est mesuré alternativement par deux rotamètres de gamme 0 - 1000 l/h et 0 - 10000 l/h.

** pompe*

La pompe mise en place sur le montage possède les caractéristiques suivantes. Il s'agit d'une pompe centrifuge horizontale auto-amorçante d'un débit maximum de 3 m^3/h, d'une hauteur manométrique maximale de 40 m et d'une puissance de 0,88 kW. Cette pompe va permettre d'explorer le régime laminaire.

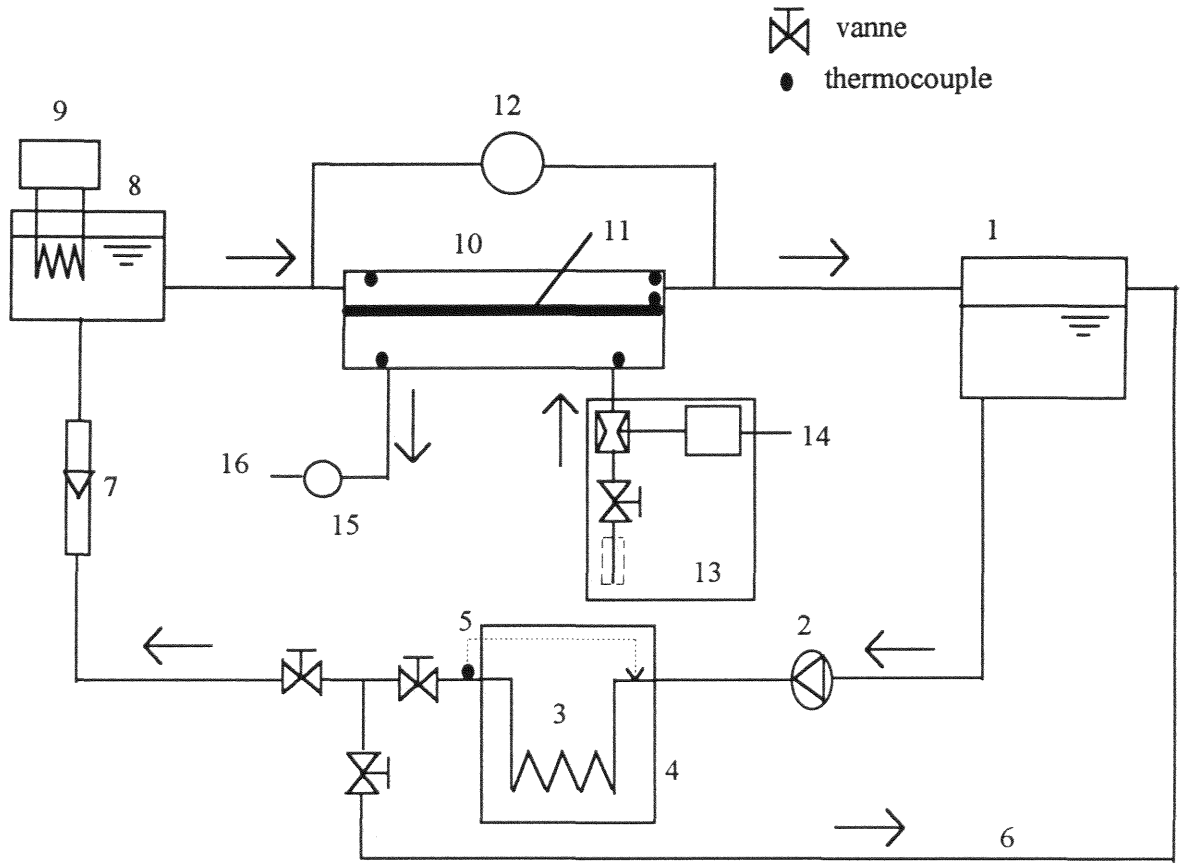


figure 7.1. : schéma d'ensemble du montage

1 : bac de rétention
2 : pompe d'alimentation
3 : évaporateur du groupe froid
4 : groupe froid
5 : régulateur de température
6 : by-pass de retour
7 : rotamètre
8 : déversoir
9 : cryothermostat "lauda"
10 : veine d'essais
11 : plaque de cuivre
12 : capteur de pression différentielle
13 : tube de Ranque
14 : arrivée d'air comprimé (réseau)
15 : débitmètre air
16 : sortie air

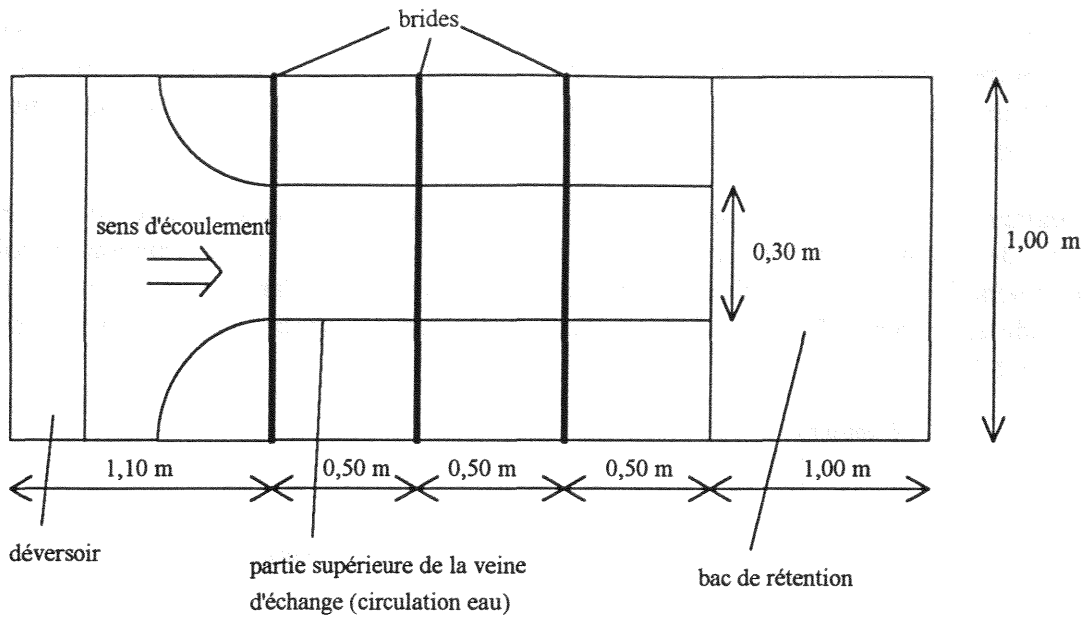


figure 7.2. : vue de dessus du dispositif expérimental

** groupe froid*

En ce qui concerne le refroidissement de l'eau, nous disposons d'un groupe froid CIAT dont la puissance a été estimée à 5 kW compte tenu des données constructeur sur le compresseur de type hermétique.

** régulateur de température*

Afin d'éviter tout risque de gel au coeur de l'évaporateur du groupe froid, on a installé un régulateur de température numérique asservi par un thermocouple de type T. La régulation de la température d'eau se fait sur la sortie de l'évaporateur en mode tout ou rien. Les phénomènes de pompage dus à ce type de régulation sont atténués par la présence sur le circuit eau de la réserve tampon du bac de rétention.

Pour être plus précis sur ce régulateur, il s'agit d'un régulateur de température REX C10 de la société TC. Les caractéristiques de cet appareil sont plus particulièrement une entrée thermocouple type T avec une plage configurable de -19,9 à 99,9°C, la possibilité d'utiliser une régulation PID avec autoréglage et une alarme en température configurable.

7.2.1.2. Circuit air

En ce qui concerne le circuit air, on utilise un tube de Ranque afin de produire la puissance froid nécessaire. Le tube de Ranque est un appareil qui convertit une alimentation en air comprimé en deux courants d'air : l'un chaud et l'autre froid. Il peut produire jusqu'à 3 kW de réfrigération en utilisant de l'air comprimé à 7 bars. Une vanne d'étranglement, sur la sortie chaude du tube, permet de régler, de façon continue, les débits et les températures.

** tube de Ranque*

Le principe de fonctionnement (cf. figure 7.3.) est le suivant. L'air comprimé (entre 5 et 7 bars) est introduit dans une buse à orifices tangentiels qui lui imprime un mouvement

tourbillonnant (environ 1 million de rotations par minute à cause des différences de diamètre). Ce flux tourbillonnant chemine jusqu'à la vanne de réglage par laquelle une certaine quantité d'air s'échappe; l'autre partie repart au centre du premier tourbillon à une vitesse plus lente. Le différentiel de vitesse entre les deux flux conduit à un échange thermique.

Le réglage du flux et de sa température s'effectue par la vanne qui se trouve du côté de la sortie chaude. Quand on ouvre cette vanne, le flux d'air froid diminue et sa température baisse. Le phénomène inverse se produit à la fermeture. Le pourcentage d'air comprimé utilisable en sortie froide est appelé : "fraction froide". Dans la plupart des applications, la fraction froide est réglée à 80%.

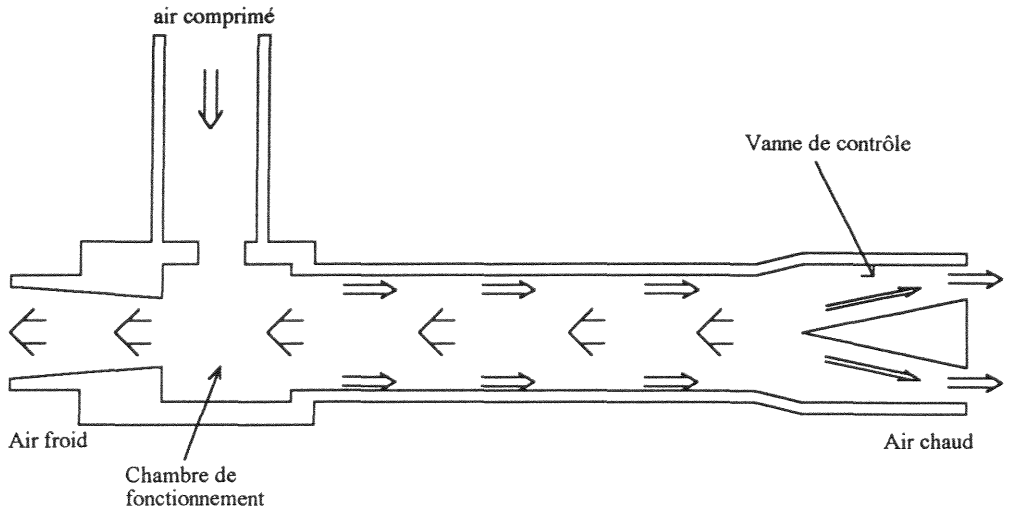


figure 7.3. : schéma de principe du tube de Ranque

** mesure de débit air*

Le débit est mesuré par un débitmètre à effet vortex dont le principe repose sur la mesure de la fréquence de détachement des tourbillons de Karman. En effet, si l'on place un barreau normalement à un écoulement (cf. figure 7.4.), des tourbillons alternés sont produits dans le sillage de ce barreau, à partir d'une certaine valeur du nombre de Reynolds (Re) basé sur le diamètre hydraulique de l'obstacle.

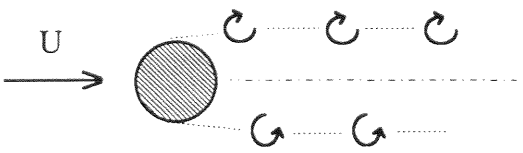


figure 7.4. : principe du débitmètre à effet vortex

Le débitmètre employé est un débitmètre SWINGWIRL II DMV 6331 DN100 de la société ENDRESS+HAUSER S.A. dont les principales caractéristiques sont :

- capteur linéaire
- alimentation sur le site 110 V 50/60Hz
- sortie courant 0 - 20 mA
- sortie impulsion
- température admissible pour le fluide de -50°C à 300°C

- corps perturbateur de forme trapézoïdale
- précision : 3800 < Re < 20000, +/- 1% de la pleine échelle
- résistance de shunt de 500 Ω en sortie pour avoir une sortie tension (0-10V)

L'obtention du débit se fait par l'intermédiaire de la résistance de shunt et la courbe d'étalonnage ci-dessous permet de connaître la valeur du débit en fonction de la tension. L'équation $q_v = f(U)$ est valable pour les unités indiquées sur le graphique (q_v en l/s dans les conditions de la salle d'expérimentation et U en V). Le débit d'air a été mesuré comparativement à l'aide d'un anémomètre Richard.

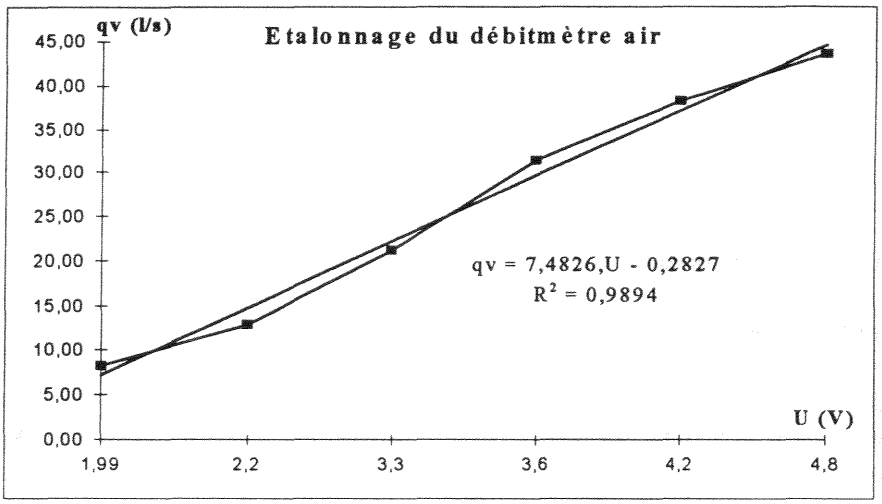


figure 7.5. : étalonnage du débitmètre air

7.2.1.3 Veine d'échange

Les figures 7.6. et 7.7. présentent la veine d'essais dont on dispose sur le montage expérimental. Elle est constituée de deux veines en plexiglas dans lesquelles circule chaque fluide. L'interface est assurée comme dit précédemment par une plaque en cuivre.

Les dimensions des veines sont pour l'eau (H1 = 5 mm, l = 300 mm, L = 500 mm) et pour l'air (H2 = 25 mm, l = 300 mm, L = 500 mm). La plaque de cuivre a une épaisseur δ = 5 mm.

L'arrivée du fluide froid se fait de façon ponctuelle par l'intermédiaire d'un orifice circulaire. Il en est de même pour son évacuation.

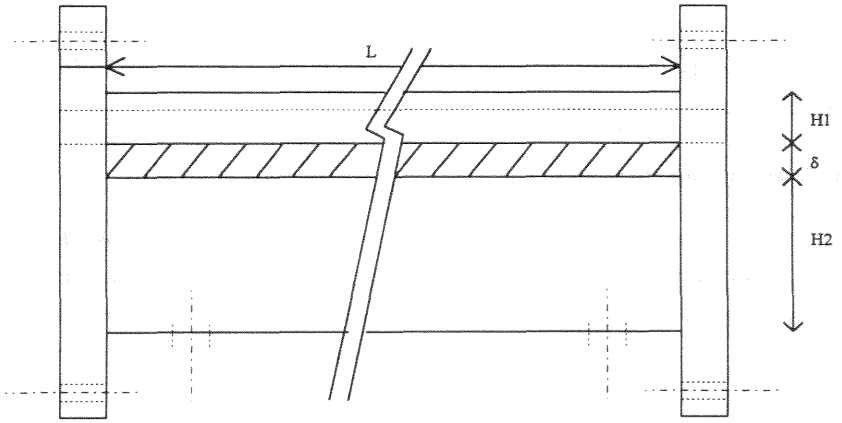


figure 7.6. : vue de face de la veine

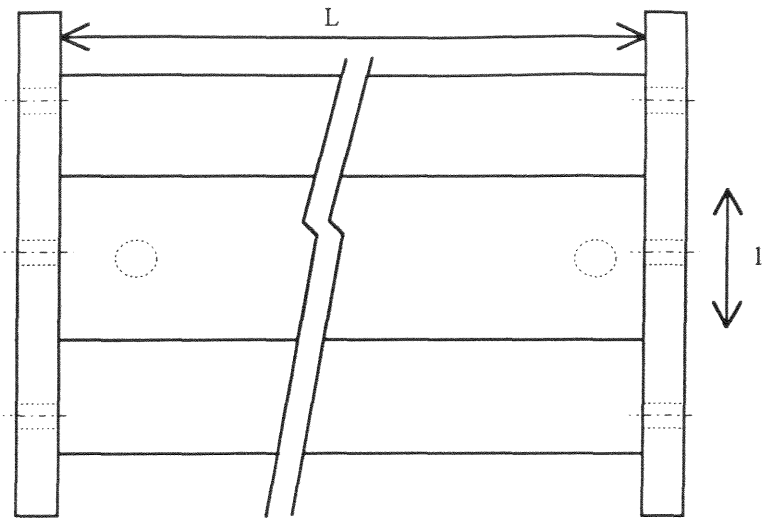


figure 7.7. : vue de dessus de la veine

7.2.2. Montage expérimental 2

7.2.2.1. Problèmes rencontrés sur le montage expérimental 1

Lors de l'utilisation du dispositif décrit précédemment, des limites sont apparues assez rapidement concernant le fonctionnement du tube de Ranque. En effet comme l'exploitation de quelques expériences réalisées sur ce montage le montreront (cf. chapitre 8), la stabilité de la température d'entrée de l'air s'est avèrée insuffisante.

Ce problème est dû à deux raisons principales. La première est le résultat du réchauffement du tube de Ranque par conduction du jet d'air chaud propulsé vers l'extérieur. La deuxième est sans doute liée au fait que l'on ne maîtrise pas la température d'air comprimé alimentant le tube. Les compresseurs du réseau fournissant l'air comprimé se trouvant dans un local fermé, il est difficile de maintenir cette température constante au cours du temps.

Nous avons essayé d'atténuer ce réchauffement en tentant d'éliminer la première cause (la seconde étant hors de nos capacités) en réinjectant le courant d'air froid après passage dans la veine sur la partie du tube de Ranque sujette à l'élévation de température. Pour garantir un temps de contact suffisant, l'utilisation d'un manchon en plastique autour de la partie incriminée a été réalisé. Toutefois ces tentatives n'ont pas permis d'éradiquer totalement, ce phénomène parasite.

C'est ainsi que nous nous sommes tournés vers une autre solution impliquant l'utilisation de deux groupes frigorifiques.

7.2.2.2. Modifications entreprises

Tout d'abord, pour réaliser les modifications souhaitées, l'acquisition d'un groupe frigorifique supplémentaire était nécessaire. Notre choix s'est porté sur un appareil de la société CIAT. Il s'agit d'un groupe frigorifique CIAT COOLER RBB 50 d'une puissance de 10 kW que l'on a substitué au groupe frigorifique précédent sur le circuit eau . Celui-ci sert désormais au refroidissement du fluide frigorigène destiné à refroidir l'eau (cf. paragraphe 7.2.2.3.).

La figure 7.8. fait état de façon synthétique des modifications apportées au montage 1.

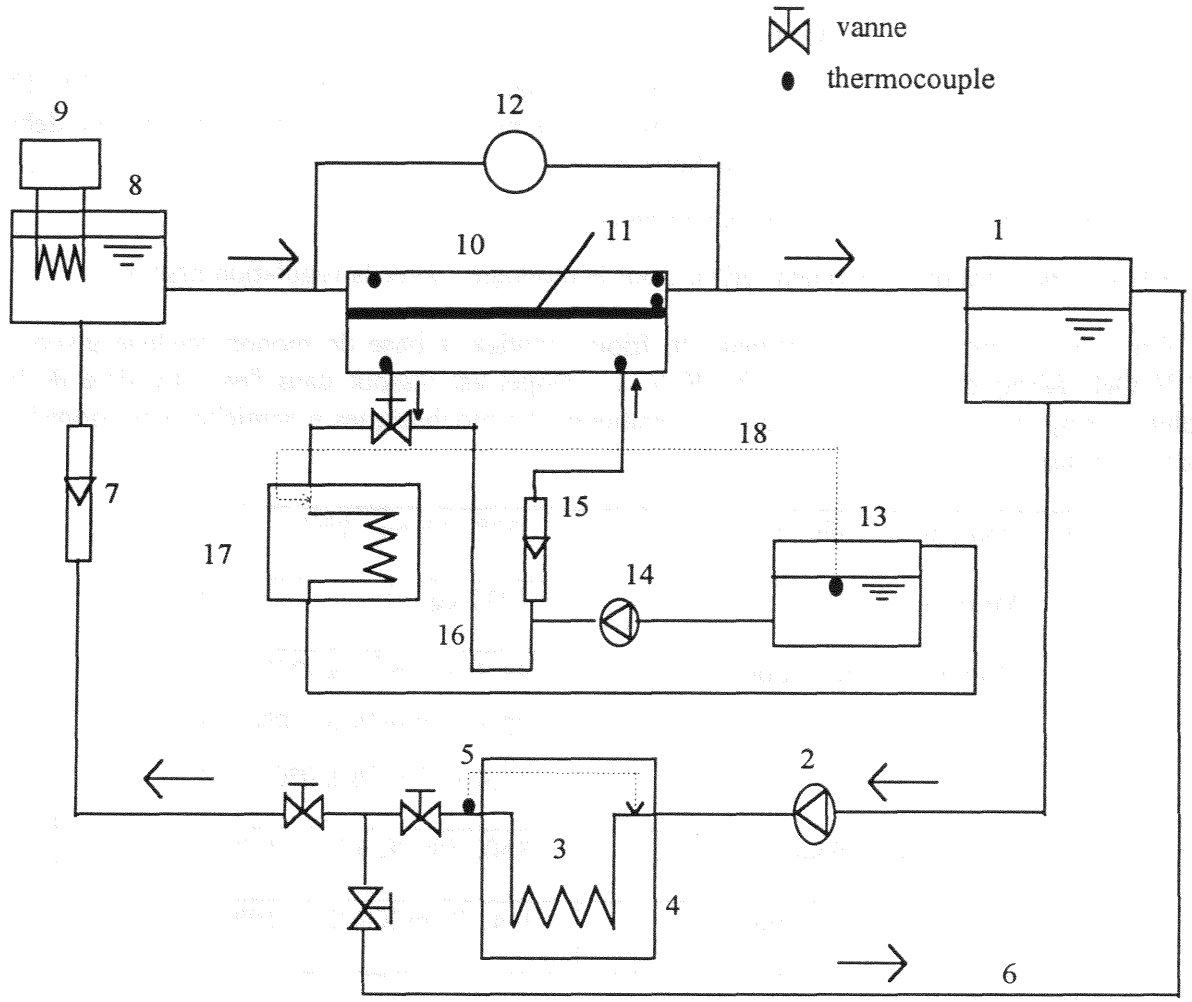


figure 7.8. : schéma d'ensemble du montage modifié

1 : bac de rétention d'eau
2 : pompe d'alimentation
3 : groupe froid CIAT COOLER
4 : groupe froid
5 : régulateur de température
6 : by-pass
7 : rotamètre
8 : déversoir
9 : cryothermostat "lauda"
10 : veine d'essais
11 : plaque de cuivre
12 : capteur de pression différentielle
13 : bac réserve de fluide frigorigène
14 : pompe de circuclation
15 : rotamètre
16 : by-pass
17 : groupe frigorifique
18 : régulation de température

7.2.2.3. Circuit fluide frigorigène

La modification principale sur le dispositif expérimental 2 a donc constitué au remplacement du tube de Ranque par un circuit fonctionnant avec un fluide frigorigène comme source froide. Les différents organes intervenant sur ce poste sont :

- un bac réserve d'une contenance de 100 l,
- une pompe d'une puissance de 20 W fournissant dans le circuit un débit de 700 l/h maximum (cette pompe sera remplacée par la suite par une autre pompe permettant un débit deux fois plus important que celui indiqué ci-dessus),
- un rotamètre (0 - 1600 l/h) : précision de classe 1,6,
- le groupe froid précédemment utilisé pour le montage 1 avec la régulation associée,

On utilise comme fluide frigorigène du friogel (antigel à base de monopropylène glycol : C_3H_7OH) fabriqué par la société DEHON. Le friogel est dissout dans l'eau. Le titre de la solution employé est de 40 %. Les caractéristiques thermophysiques essentielles sont données dans le tableau ci-dessous.

Point de congélation	-22°C (+ ou - 2°C)
Masse volumique	1037 kg/m^3
Viscosité cinématique	44,3.10^{-6} m^2/s à -20°C 22,3.10^{-6} m^2/s à -10°C 12,4.10^{-6} m^2/s à 0°C
Chaleur spécifique	3600 J/kg/K à T < -10°C
Conductivité thermique	0,41 W/m/K à T < -10°C

Tableau 7.1. : caractéristiques thermophysiques de la solution de monopropylène glycol à 40%

7.2.2.4. Remarques

Ce dispositif expérimental permet grâce au circuit fluide frigorigène de s'affranchir du problème rencontré avec le tube de Ranque sur le montage 1. En effet avec ce nouveau montage les premières campagnes expérimentales dont les résultats sont reportés dans le chapitre 2 ont pu débuter.

Toutefois ce montage est perfectible et c'est ainsi que la décision de réaliser une nouvelle veine expérimentale fut prise. L'implantation de cette dernière fera suite aux campagnes de mesure précédemment mentionnées.

7.2.3. Montage expérimental 3

7.2.3.1. But de ce nouveau dispositif

La réalisation du montage expérimental 3 a été motivé par trois raisons. La première concerne l'arrivée du fluide froid qui, sur les montages 1 et 2, se faisait de façon ponctuelle par un jet de fluide. Ce mode de refroidissement influence la forme du dépôt produit lors de l'encrassement. En effet un dépôt de forme circulaire est obtenu. La solution préconisée a été de concevoir des convergents-divergents afin de répartir le flux sur toute la largeur de la veine

d'essais. De plus ces dispositifs seront installés avec un angle de 45° par rapport à l'horizontale pour ne pas être une nouvelle fois confronté à un problème de jet.

La deuxième raison est de supprimer le déversoir afin de pouvoir mettre toute la veine d'essais en pression et de faire évoluer les pertes de charge d'une façon sans doute plus significative.

La troisième et dernière raison est motivée par un problème d'implantation de métrologie. en effet sur la veine actuelle des montages 1 et 2, il est peu aisé d'installer de nouveaux moyens d'investigation (themocouples et surtout fluxmètres). En effet pour ce faire un démontage entier de chaque organe constituant la veine d'essais est nécessaire ce qui n'est pas des plus pratiques.

7.2.3.2. Configuration du montage 3

Le schéma d'ensemble est donc identique à celui présenté sur la figure 7.8. à la différence près que le déversoir y est supprimé.

La figure 7.9. présente une vue d'ensemble du montage 3 ainsi qu'une vue de la veine d'essais.

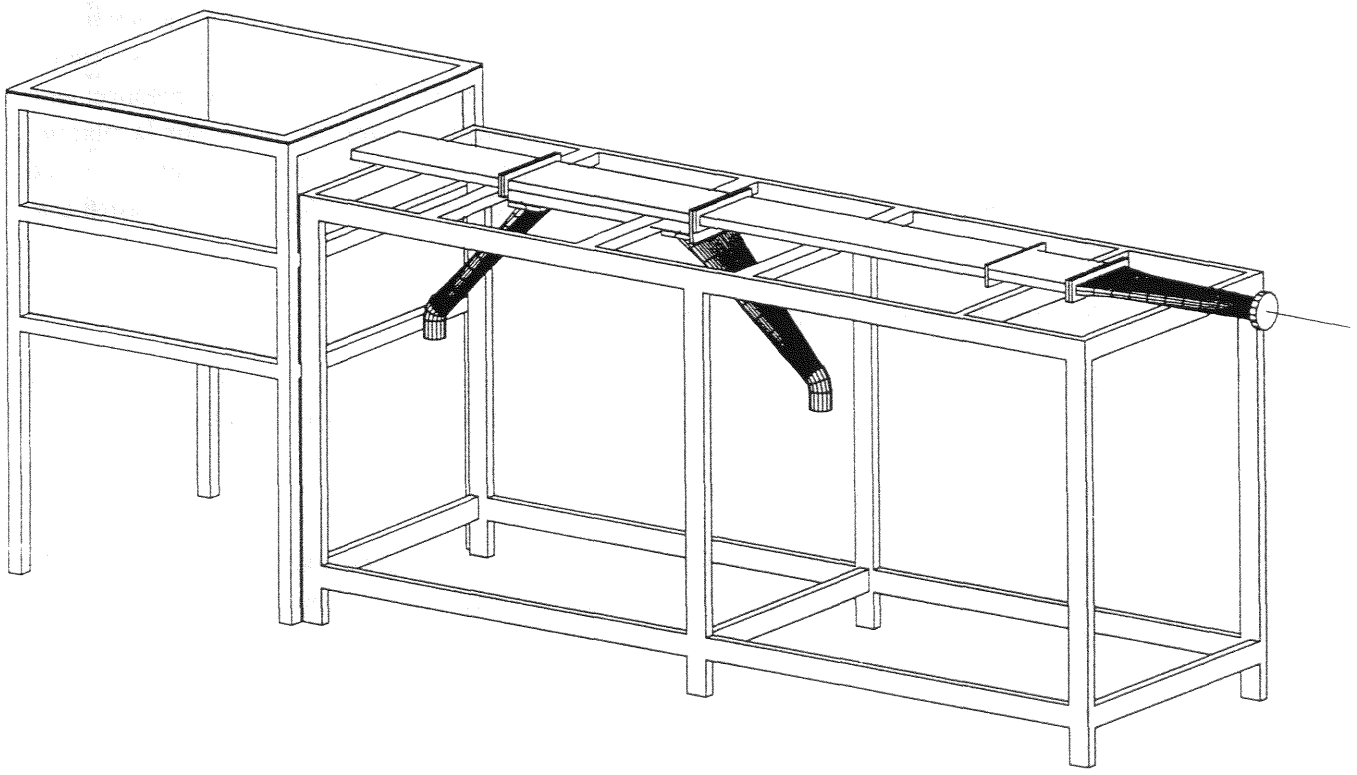


figure 7.9. : vue en perspective des principaux éléments constituant le montage 3

7.2.3.3. Mise en oeuvre du montage 3

La réalisation de ce montage a été prise en charge par l'atelier du L.E.M.T.A. en ce qui concerne l'essentiel du travail. Toutefois la fabrication des 3 divergents-convergents a été sous-traitée à une entreprise.

L'implantation de ce nouveau dispositif ne sera possible que lorsque toutes les expériences réalisables avec le montage 2 seront effectuées.

Un des avantages qui résultera de l'installation du montage 3 va être la possibilité de travailler avec des débits d'eau supérieurs à 1000 l/h (limite induite par le déversoir) et donc de concevoir des expériences pour les régimes transitoire et turbulent.

7.3. Métrologie

Ce paragraphe va s'attacher à décrire les moyens mis en oeuvre afin de suivre le phénomène d'encrassement. Cette métrologie a été utilisée dans les expérimentations décrites ci-après.

7.3.1. Thermocouples

Les thermocouples implantés sur la veine d'essais sont au nombre de 5. Ce sont des thermocouples de type K dont la précision est ± 0,1°C.

Deux thermocouples sont utilisés afin de mesurer les températures d'entrée et de sortie du fluide frigorigène. Deux autres permettent d'obtenir les températures d'entrée et de sortie de l'eau. Le cinquième et dernier est situé en sortie de veine d'essais côté eau afin de mesurer une température de paroi ou du moins de déceler à quel moment la glace se forme sur la plaque. Pour atteindre la température de paroi, il faudrait disposer d'un thermofluxmètre en paroi, ce qui n'a pas encore été réalisé. Il présente en effet l'intérêt de mesurer le flux à la paroi ainsi que sa température.

7.3.2. Capteur de pression différentiel

Le capteur utilisé pour la mesure de la différence de pression entre l'entrée et la sortie de la veine d'essais est un capteur de pression différentiel GA 64/20E de la société EFFA.

7.3.2.1. Caractéristiques du capteur

Le capteur employé est un capteur différentiel, bidirectionnel, de gamme -20 mbar + 20 mbar, disposant d'une sortie tension ± 5V. On dispose aussi des capteurs de pression dans la gamme -200/+200 mbar et -2/+2 bar fonctionnant sur le même principe.

Les autres données fournies par le constructeur sont :

- Erreur de linéarité < 0,1%,
- Température maximale d'utilisation : -40°C, 110°C,
- Surcharge admissible : 900 mbar,
- Pression de ligne maximale : 100 bars,
- Tension d'alimentation conseillée : + ou -12 V,

Il est à noter que ce capteur présente une faible dérive thermique. Enfin la précision annoncée par les constructeurs est inférieure à 1% de la mesure.

7.3.2.2. Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du capteur est décrit sur la figure 7.10.. La cellule de mesure est divisée en deux chambres de volume égal, par une membrane munie en son centre d'une cible non ferromagnétique. En fonction de la différence de pression existant entre les deux chambres, la membrane se déplace dans un sens ou dans un autre, décrivant une course inférieure à 0,1 mm pour la pleine échelle.

Un capteur différentiel à courants de Foucault, constitué de deux bobines placées de part et d'autre de la membrane mesure ce déplacement sans aucun contact mécanique.

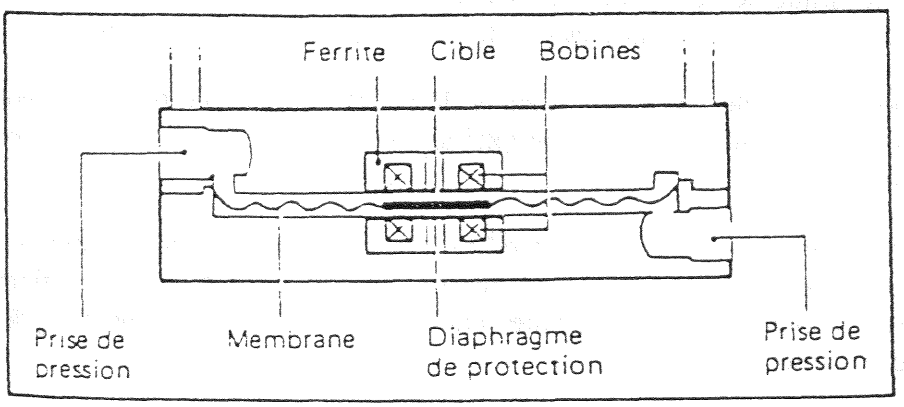


figure 7.10. : principe de fonctionnement du capteur de pression

7.3.2.3. Etalonnage du capteur

La figure 7.11. montre l'étalonnage de ce capteur réalisé à l'aide d'un manomètre incliné.

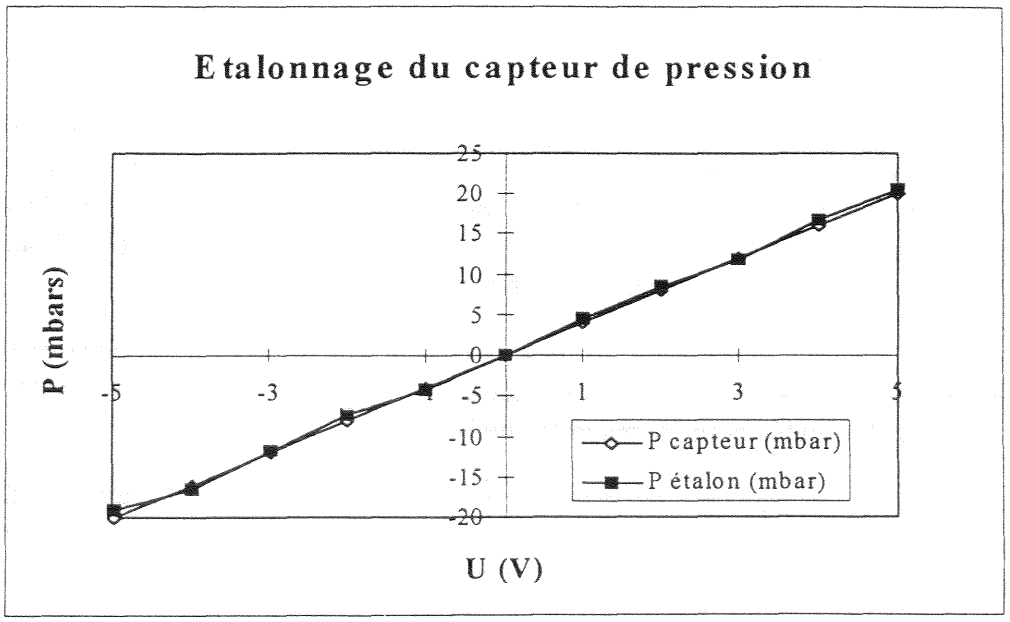


figure 7.11. : étalonnage du capteur de pression

Il apparaît une bonne adéquation entre la valeur donnée par le capteur EFFA et celle déterminée à l'aide du manomètre incliné.

7.3.3. Mesure d'épaisseur

Le matériel utilisé pour le suivi du dépôt de glace est un appareil de mesure par ultrasons de la société SOCOMATE. Il s'agit plus précisément d'un système intégré de mesure et contrôle par ultrasons de type ST4.

7.3.3.1. Caractéristiques de l'appareil

L'appareil se présente sous la forme d'un coffret portable auquel est relié un palpeur. C'est par l'intermédiaire de cet organe que l'on choisit le point où sera effectuée la mesure.

Ce capteur est constitué de deux modules indépendants, chacun étant géré par son groupe microprocesseur. Ils communiquent entre eux au travers d'une liaison série interne.

Le premier module appelé "module temps différé" effectue la gestion du clavier de commande, de l'unité de visualisation et des périphériques. Il réalise l'interface entre l'opérateur et le système de contrôle.

Le second module appelé " module temps réel" est réservé exclusivement au contrôle. Il est équipé des fonctions émetteurs, récepteurs, sélecteurs et options. Il autorise la modification de tous les paramètres de réglage pré-programmés entre deux cadences de contrôle grâce à la prise d'accès direct à sa mémoire programme.

La lecture de la mesure se fait sur l'écran fluorescent situé sur la face avant de l'appareil avec une précision au 1/100 mm.

Une des autres caractéristiques est en outre la possibilité d'utiliser le capteur en mode multivoies ce qui permet d'intégrer plusieurs palpeurs (12 en équipement standard) dans notre chaîne de mesure. L'appareil dispose aussi d'une liaison RS 232 et d'un sortie analogique 0 - 5V.

7.3.3.2. Principe du capteur

Le principe du capteur à ultrasons (figure 7.12.) est le suivant. L'émetteur envoie des ultrasons vers la cible qui renvoie un écho vers le capteur. La fréquence de cet écho dépend directement de la distance jusqu'à la cible et de la célérité des ultrasons dans le milieu de propagation. Dans notre cas, les ultrasons traversent successivement le plexiglas, l'eau, la glace pour atteindre la plaque de cuivre comme l'indique la figure ci-après.

Un écho est généré à la traversée de chaque interface. Il est ensuite possible de suivre sur l'écran de l'appareil l'évolution de l'interface eau-glace. Le microprocesseur du capteur intègre alors la distance disponible pour l'écoulement de l'eau.

L'étalonnage de cet appareil est aisé car il suffit d'utiliser des cales étalons d'épaisseur différentes dans le milieu d'étude afin de déterminer les paramètres appropriés du capteur. Dans notre cas des cales de 5, 10, 15, 20 mm ont été utilisées dans de la glace fondante afin de connaître les paramètres de fonctionnement du capteur (vitesse des ultrasons en particulier).

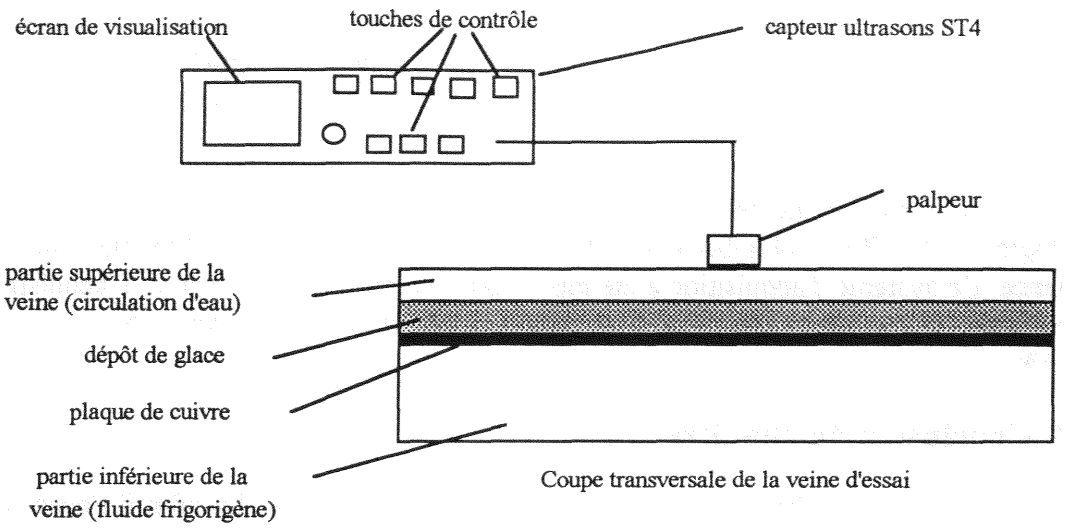


figure 7.12. : principe du capteur à ultrasons

7.3.3.3. Etalonnage du capteur

Comme il vient d'être dit, l'étalonnage du capteur est facile du point de vue prise en main des paramètres de configuration. Toutefois il convient de procéder à un autre étalonnage qui sera utile lors de l'acquisition de données.

En effet la sortie analogique sera utilisée pour cette application. De ce fait la courbe d'étalonnage de l'épaisseur en fonction de la tension de sortie s'avère nécessaire (cf. figure 7.13.).

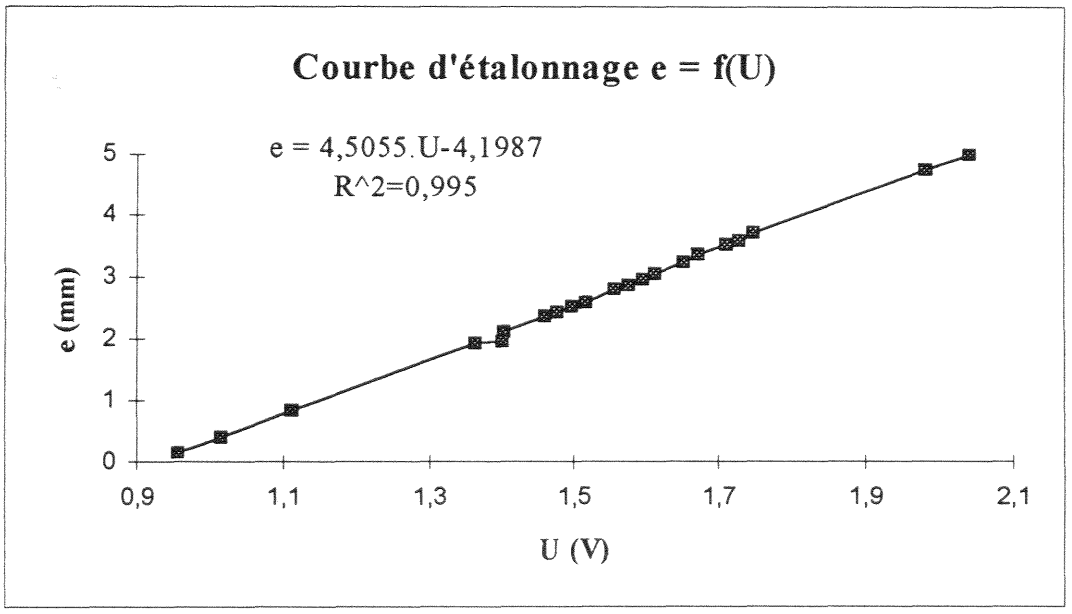


figure 7.13. : courbe donnant l'épaisseur en fonction de la tension

7.3.4. Autres dispositifs

Afin de compléter la métrologie existante, le laboratoire a fait l'acquisition d'une caméra endoscopique de marque OLYMPUS. Ceci permet d'associer à la métrologie quantitative, évoquée plus haut, un appareil capable de mener des investigations d'ordre qualitatif. En effet

un tel dispositif est intéressant d'un point de vue visuel afin de connaître la forme et le mode de propagation du dépôt de glace. Cet appareil a été utilisé de façon ponctuelle pour constituer un film vidéo décrivant l'évolution du phénomène. Ce film s'avère intéressant aussi d'un aspect cristallographique.

Enfin toute la métrologie décrite plus haut est reliée à un PC muni d'une carte d'acquisition et du logiciel LABTECH Notebook afin de procéder à un traitement systématique de chaque expérience. Ce système d'acquisition a été mis en place à partir du montage 2. L'acquistion des données pour le montage 1 était réalisée avec un enregistreur multivoies (8) de la société SEFRAM.

7.4. Conclusion du chapitre

Ce chapitre fait apparaître une des constantes de la tâche menée. En effet il s'avère qu'une des priorités du travail expérimental a été de mettre au point un dispositif capable de répondre au cahier des charges dicté par le principe expérimental choisi.

Du montage originel au montage 2, une transformation progressive s'est opérée afin de pallier un à un, aux problèmes sur lesquels nous achoppions et afin de permettre la réalisation des premières campagnes expérimentales. Enfin la perspective de travailler avec le montage 3 va ouvrir de nouvelles possibiltés d'expérimentation.

D'un point de vue métrologique, le matériel décrit ci-dessus permet un bon suivi du phénomène d'encrassement. Toutefois il est envisagé sur le montage 3 d'implanter des fluxmètres afin de pouvoir procéder à une meilleure exploitation locale du phénomène. Ceci permettra aussi d'accéder de façon plus fine à la température de paroi.

CHAPITRE 8 : RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre a pour but de présenter les résultats obtenus grâce aux dispositifs expérimentaux développés au sein du G.E.S.P.E. au L.E.M.T.A. et décrits au chapitre précédent. Les résultats discutés dans ce chapitre sont essentiellement issus du montage 2. Une présentation des résultats du montage 1 n'est mentionnée qu'afin d'illustrer les motivations qui ont entrainé la nécessité du montage 2.

8.1. Résultats issus du montage 1

Le montage 1 n'a été qu'une étape dans l'optique de réaliser une campagne de mesure afin d'étudier l'encrassement des échangeurs de chaleur à plaques par simulation de dépôt de glace.

Toutefois il a permis de réaliser quelques expérimentations permettant de valider le principe de simulation malgré les limites observées. Ce paragraphe s'attachera donc à rapporter les prémices de cette étude.

Les expérimentations menées ne découlent pas d'un plan expérimental précis mais ont été réalisées à des valeurs de paramètres coïncidant à des valeurs médianes pour ce qui est des possibilités du montage.

8.1.1. Procédure expérimentale

La réalisation d'une expérimentation sur le montage 1 se déroulait de la manière suivante. Tout d'abord il convenait de faire descendre la température du bac de rétention de la température ambiante à la température souhaitée (réglable à l'aide du thermorégulateur : $0,5°C < T_{e,eau} < 1,5°C$). Cette mise en température, compte tenu de la puissance disponible au niveau du groupe frigorifique (5 kW) est assez rapide, de l'ordre de 45 min. L'appoint du cryothermostat permet par ailleurs de soulager le groupe frigorifique en prévenant des séries de déclenchement-arrêt trop fréquentes.

Afin d'obtenir une température homogène et stable au niveau de la veine d'essais, la circulation d'eau était maintenue à température de consigne constante pendant une durée équivalente avant d'entreprendre l'expérience. On s'assurait de la stabilité de la température de l'eau au coeur de la veine en enregistrant les températures d'entrée et de sortie d'eau sur l'enregistreur multivoies.

Après cette étape préliminaire, il était alors possible de procéder à l'expérience. L'ouverture de la vanne d'arrivée d'air comprimé du réseau vers le tube de Ranque permettait corrélativement l'arrivée du fluide frigorifique vers la veine d'essais.

Les divers paramètres (températures, pertes de pression) envoyés sur l'enregistreur multivoies ainsi que l'évolution de la hauteur du canal observée à l'aide du SOCOMATE (mesure d'épaisseur par ultrasons) donnaient un suivi efficace de l'expérimentation jusqu'à obtention de l'encrassement.

Les valeurs des divers paramètres étaient disponibles sur papier millimétré. L'obtention du fichier de l'expérience se faisait par simple lecture de l'enregistrement.

8.1.2. Expériences réalisées sur le montage 1

Les expériences réalisées sur ce montage ont été effectuées en régime laminaire pour des débits voisins de 500 l/h et une température d'entrée d'eau proche de 0,5°C. Le débit d'air quant à lui était réglé à sa valeur maximale de 42 l/s et la température d'entrée d'air était de l'ordre de -30°C.

8.1.2.1. Reproductibilité des expériences

Sous ces conditions il a été possible de réaliser des expériences afin d'observer la reproductibilité des phénomènes obtenus. A ce titre, deux expérimentations ont été effectuées le 7 novembre 1995 pour l'expérience qui sera référencée n°1 et le 16 décembre 1995 pour celle référencée n°2. Les figures 8.1., 8.2. et 8.3. regroupent les données obtenues pour ces deux expérimentations.

La figure 8.1. ci-dessous recense l'évolution des températures des fluides pour les expériences réalisées. La première remarque qui peut être dégagée de ces courbes est tout d'abord la durée de chaque expérience. En effet l'expérience 1 dure une dizaine de minutes de plus que la seconde. Ceci tient essentiellement au temps d'initiation des expérimentations qui est variable puisque pour l'expérience 1, l'encrassement débute au bout de 23 minutes alors qu'il commence après 17 minutes pour l'expérience 2. Toutefois ces courbes ont été ramenées à une origine commune qui coïncide avec le moment d'apparition du dépôt dans le but de pouvoir comparer l'évolution de chaque paramètre.

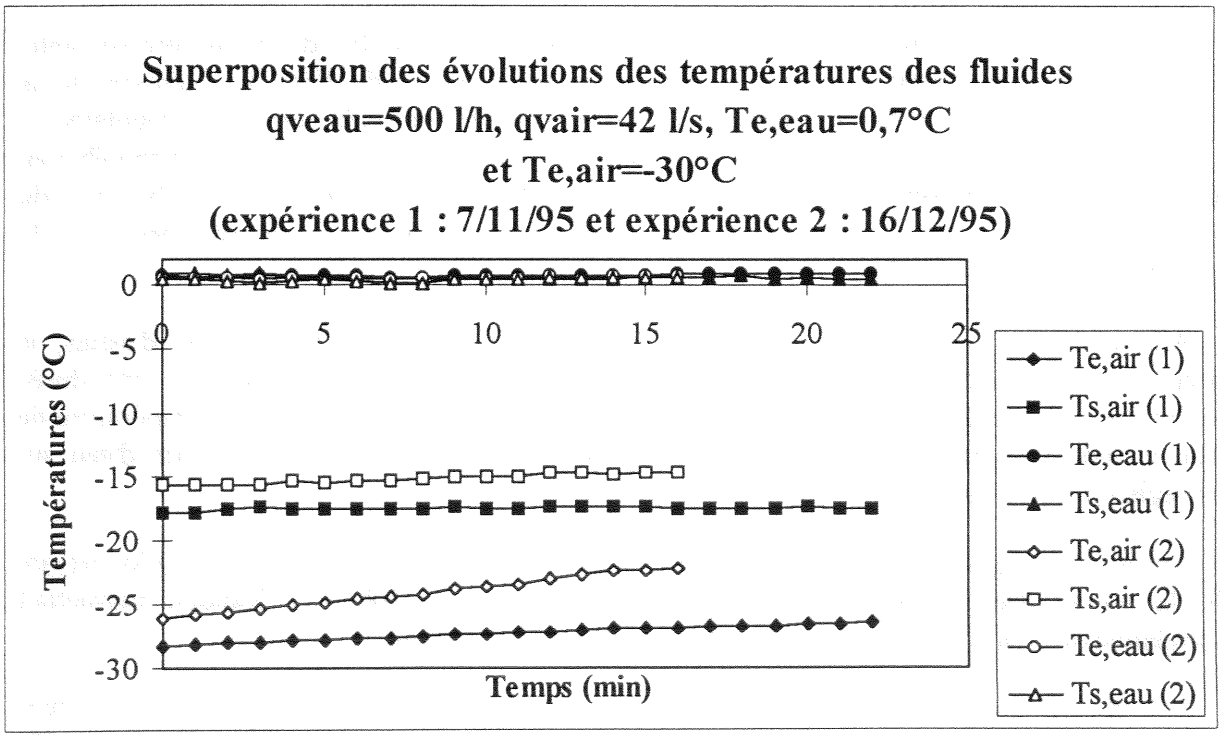


figure 8.1. : superposition des évolutions des températures de fluides pour les deux expériences réalisées

En ce qui concerne l'évolution des températures, il convient de constater que les niveaux obtenus pour l'eau sont effectivement reproductibles d'une expérience à l'autre compte tenu de l'utilisation d'un thermorégulateur sur le groupe frigorifique employé. Le niveau de température désiré était de 0,5°C et il était obtenu avec une précision de ±0,2°C.

Par contre ce graphique met en évidence la lacune principale du tube de Ranque lors d'une utilisation prolongée. Il apparaît clairement un réchauffement de la température d'entrée de l'air comme il a été évoqué au chapitre 7. De plus d'une expérience à l'autre, on peut remarquer une nette différence de la dérive de la température au cours du temps. Dans le premier cas, on a un ΔT de -4°C sur un durée de 30 minutes alors que pour le second, le ΔT de -8°C pour un laps de temps équivalent. On peut aussi observer que le tube de Ranque a besoin d'un temps de mise en régime d'environ 5 minutes.

Les figures 8.2. et 8.3. sont relatives respectivement aux évolutions de l'épaisseur du dépôt et des pertes de charges au sein de la veine d'essais.

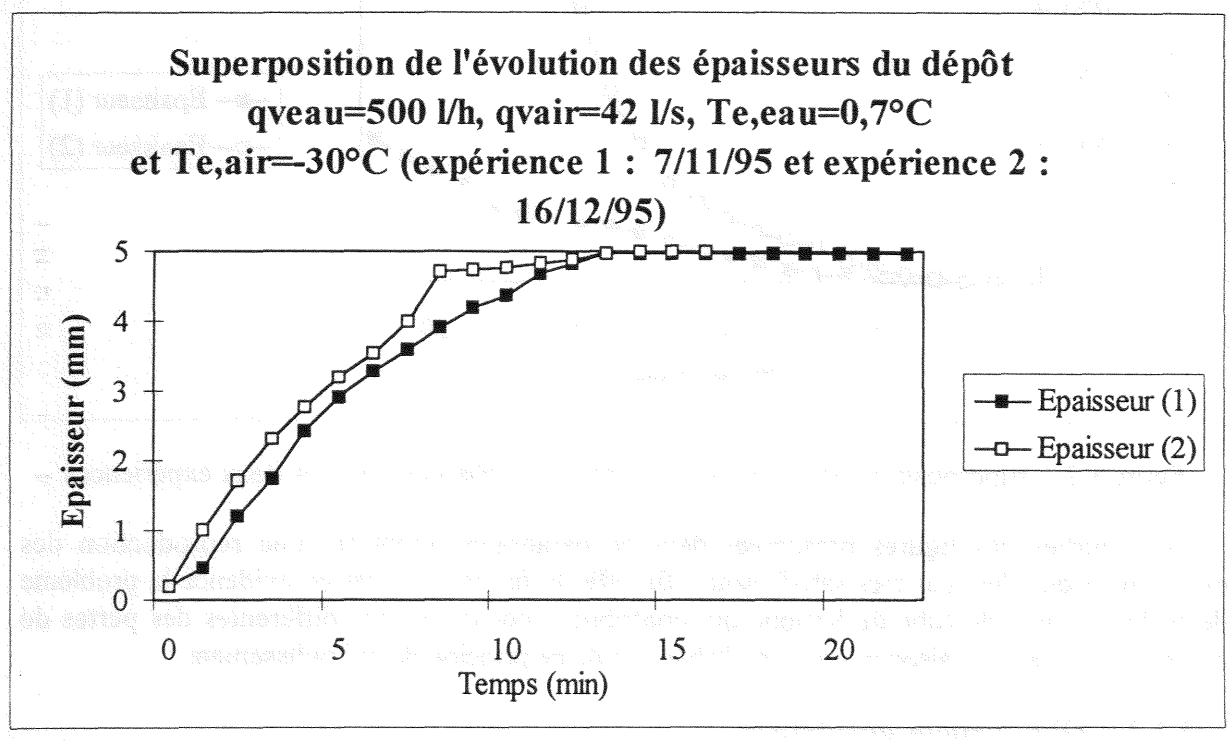


figure 8.2. : superposition de l'évolution des épaisseurs de dépôt pour les deux expériences

La figure 8.2. fait apparaître une bonne reproductibilité du phénomène sur les deux expériences proposées. On note toutefois une petite altération du comportement de l'expérience 2 sur la fin de l'encrassement (t = 8 min).

L'évolution des pertes de charges décrite par la figure 8.3. montre des comportements différents, tout d'abord au niveau de la valeur finale atteinte par ce paramètre : 1000 Pa pour l'expérience 1 et 2200 Pa pour l'expérience 2. La différence est présente aussi au niveau de l'allure des courbes puisque l'on observe un phénomène beaucoup plus violent pour le second cas. La courbe 1 quant à elle décrit un processus plus lent avec l'apparition de palliers qui coïncident comme on le verra au paragraphe suivant avec la formation de types de glace spécifique.

L'explication que l'on peut donner aux évolutions différentes de ces deux courbes peut venir des comportements des températures d'entrée d'air de chaque expérience. En effet pour le cas 1, la dérive est faible ce qui a pour conséquence de maintenir une température relativement stable durant tout le processus. L'apparition des divers palliers est sans doute le résultat de ce comportement. Cependant pour le cas 2, l'explication est plus délicate car on a certes un réchauffement plus important. Et ceci, compte tenu de la perte de puissance devrait conduire à un phénomène moins violent or on observe le processus inverse.

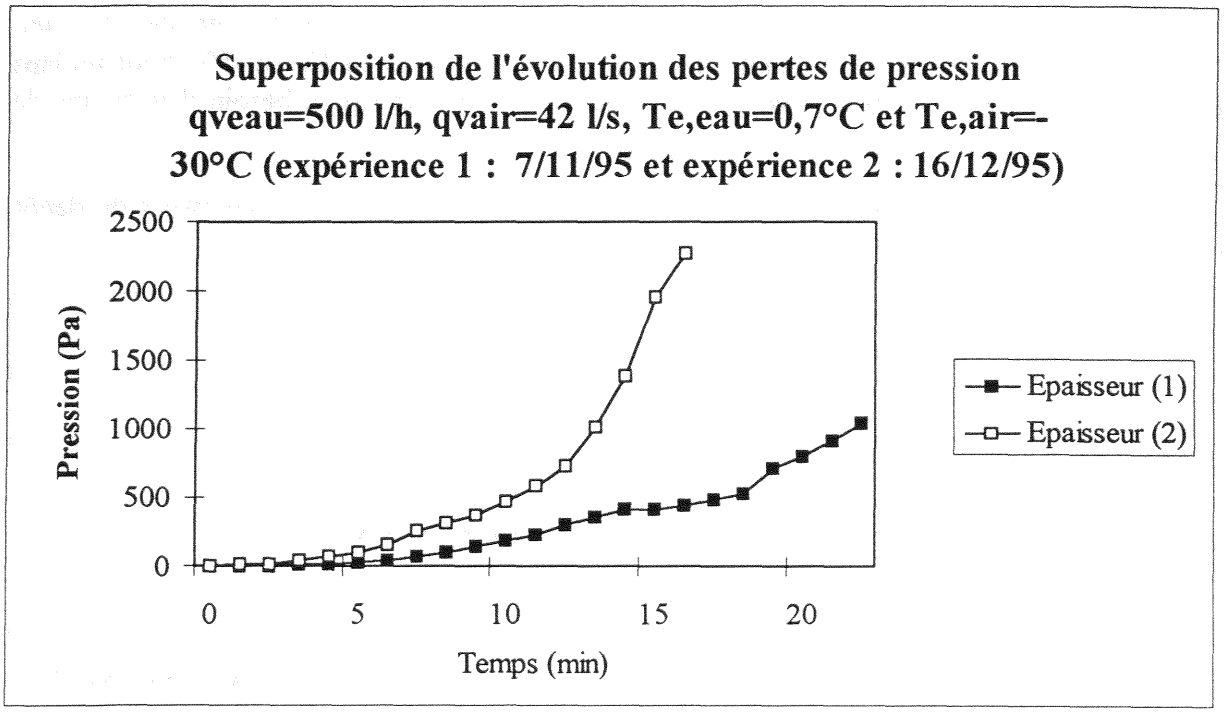


figure 8.3. : superposition de l'évolution des pertes de charges pour les deux expériences

Les courbes des figures présentées dans ce paragraphe montrent une reproduction des expériences qui n'est pas très satisfaisante. En effet la figure 8.1. met en évidence le problème de réchauffement du tube de Ranque qui contribue à des évolutions différentes des pertes de charge. Ceci a été la raison majeure de l'abandon de ce principe de refroidissement.

8.1.2.2. Observations qualitatives

Le paragraphe précédent a mis en évidence les lacunes que pouvait présenter un tel montage. Toutefois il a été possible sur le cas 1, décrit plus haut de faire quelques observations qualitatives en ce qui concerne la formation de la glace. Ceci a été rendu possible par l'utilisation de plexiglas pour la partie supérieure de la veine d'essai. La figure 8.4. présente les valeurs de l'épaisseur du dépôt, la température de paroi ainsi que les pertes de pression.

L'observation de la figure 8.4. permet de distinguer trois zones principales de formation de la glace. La première est constituée par la présence d'un film de glace ($0 < t < 23$ min). Ce film apparaît de façon quasi instantanée et est d'un aspect translucide qui le fait remarquer distinctement.

On observe ensuite l'apparition de dendrites localisées au niveau de l'arrivée de l'air ($23 < t < 37$ min). Ces dendrites se dressent jusqu'à atteindre la partie supérieure de la veine.

Le processus se poursuit alors par le développement d'un cercle de glace s'étalant petit à petit sur toute la plaque (t > 37 min). La forme circulaire du développement final du dépôt tient au fait que l'arrivée d'air sur la plaque de cuivre est ponctuelle.

Chacune de ces zones correspond à des changements de pente pour les courbes de température de paroi, d'épaisseur et de pertes de pression. On constate à l'intérieur des zones "dentrites" et "cercle de glace" un autre changement de pente sur les courbes, ceci devant sans doute correspondre à d'autres changements moins visibles dans la structure de la glace.

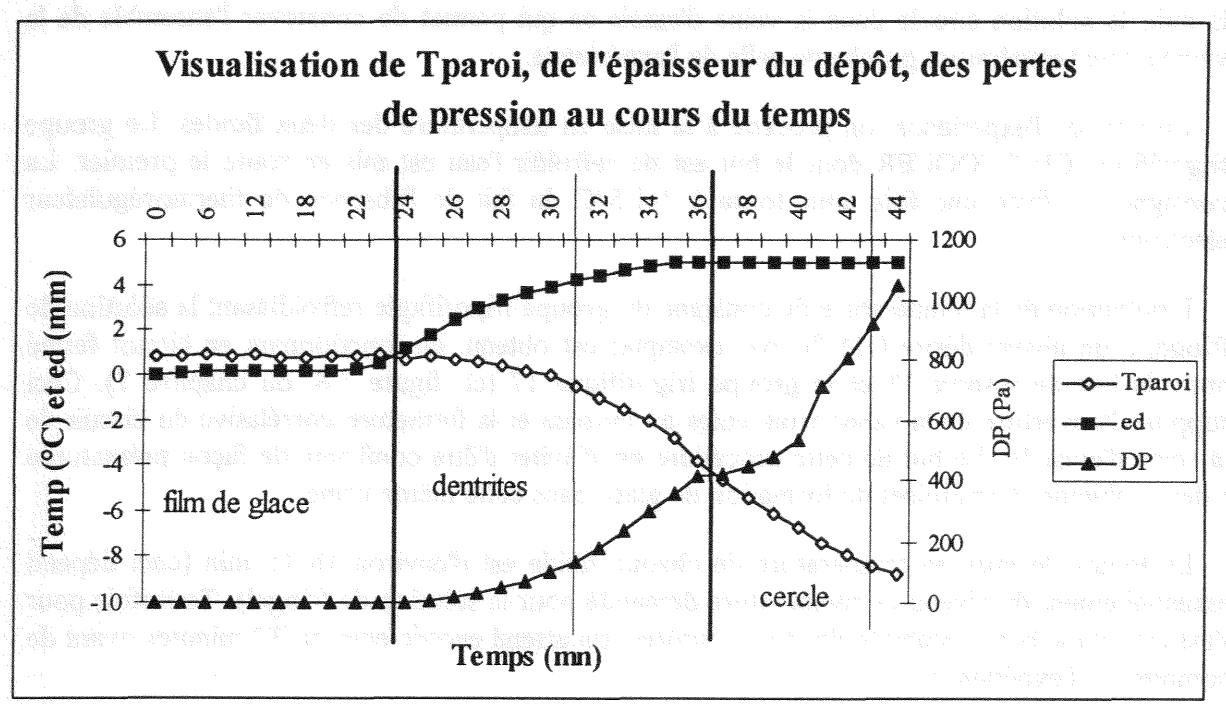


figure 8.4. : superposition de l'évolution de la température de paroi, de l'épaisseur du dépôt et des pertes de pression au cours du temps

8.1.3. Conclusion partielle

Les résultats concernant le montage 1 présentés dans cette partie ont révélé les lacunes dont il avait déjà été question au cours du chapitre précédent. En effet on a pu observer d'une part l'effet de réchauffement du tube de Ranque lors de son utilisation prolongée. D'autre part il a été constaté que la reproductibilité des expériences était assez médiocre. Ces remarques ont fondé les raisons qui ont motivé les changements du montage 1 pour aboutir au montage 2.

Cependant des observations qualitatives concernant la formation du dépôt de glace ont pu être menées. Ces remarques s'avèrent intéressantes pour l'étude du phénomène en terme de cinétique et de cristallographie.

8.2. Résultats issus du montage 2

Cette étape est un élément fondamental de l'étude menée. En effet le montage 2 a permis la réalisation d'une première campagne de mesure qui sera présentée ici.

Le travail décrit reste somme toute perfectible mais permet néanmoins une première approche expérimentale solide du phénomène, plus particulièrement en écoulement laminaire.

8.2.1. Procédure expérimentale

La procédure expérimentale mise en place pour le montage 2 est essentiellement la même que celle décrite pour le montage 1.

Les différences portent sur le refroidissement de la solution de friogel. En effet la veille d'une expérience, la consigne du thermorégulateur du groupe frigorifique est fixée à 1 °C. De cette façon, la descente en température de la solution de friogel nécessite moins de temps le jour même de l'expérience. Le temps gagné ainsi s'élève à environ 30 minutes. De plus durant la nuit, la solution circule dans la veine d'essais ce qui permet de conserver l'ensemble de la veine à une température proche de celle de l'expérience.

Le jour de l'expérience, on procède à la mise en température des deux fluides. Le groupe frigorifique CIATCOOLER dont le but est de refroidir l'eau est mis en route le premier. La consigne est fixée une fois pour toute à 1-1,5°C du fait de l'absence de thermorégulateur électronique.

L'obtention de la température de consigne du groupe frigorifique refroidissant la solution de friogel à un niveau désiré (-15 °C par exemple) est obtenu, en fonctionnant en circuit fermé entre le bac de réserve 13 et le groupe frigorifique 17 (cf. figure 7.8. du chapitre 7). Ceci suppose l'ouverture de la vanne trois voies de by-pass et la fermeture corrélative du circuit de la veine d'essai 10. Le but de cette procédure est d'éviter d'être confronté de façon prématurée à des problèmes transitoires de formation de glace dans cette même veine.

Le temps de mise en température de chaque fluide est d'environ 1h 15 min (ceci dépend essentiellement du niveau de température demandé pour la solution de friogel). Toutefois pour s'assurer d'une bonne stabilité des températures, on attend encore environ 30 minutes avant de commencer l'expérience.

Après ces deux étapes, l'expérience peut alors débuter, en ouvrant le circuit d'arrivée de solution de friogel vers la veine d'essais. Les paramètres, qui auparavant étaient envoyés vers un enregistreur multivoies, sont enregistrés à l'aide d'un système d'acquisition de données sur PC (carte d'acquisition SACASA et logiciel LABTECH NOTEBOOK). Il est alors possible de traiter de façon plus systématique les expériences réalisées.

8.2.2. Plan d'expérimentations

Le plan d'expérimentations établi pour le montage 2 est fonction des possibiltés de ce montage.

La plage de variation des paramètres retenus est la suivante .

$q_{v,eau}^{\circ}$ (l/h)	150, 300, 450, 600
$q_{v,froid}^{\circ}$ (l/h)	400, 500, 600, 700
$T_{e,froid}$ (°C)	-17,5, -15, -12,5, -10

Tableau 8.1. : présentation des plages de variation des paramètres

La température d'eau comme il a déjà été précisé plus haut n'est pas un paramètre que l'on peut aisément maîtriser. De ce fait il a été choisi de fixer le niveau de température d'entrée d'eau à une valeur comprise entre 1 et 1,5°C.

En d'autres termes, la plage de variation des paramètres choisis peut s'exprimer de la manière suivante :

Re_{eau}	156, 312, 468, 624
Re_{froid}	20,5; 25,6; 30,8; 35,9
Pr_{eau}	11,8
Pr_{froid}	303,2

Tableau 8.2. : plage de variation des paramètres adimensionnés

Cette mise en forme permet de voir que les expériences proposées sur le montage 2 sont toutes en régime laminaire quelque soit le fluide envisagé.

8.2.3. Expériences réalisées

Du plan d'expérimentation décrit au paragraphe précédent, il se dégage une grille d'expériences. Cependant force est de constater que toutes les expériences envisagées n'ont pas abouties comme l'atteste le tableau 8.3.

Plusieurs remarques peuvent être apportées grâce à ce tableau. Tout d'abord aucune expérience pour un débit d'eau de 450 l/h n'a pu être réalisée. Ceci tient au fait que la pompe de circulation du circuit frigorifique est sous dimensionnée par rapport au besoin en puissance nécessaire pour obtenir l'encrassement de la veine d'essais. L'observation de la grille laisse bien entrevoir cette carence car plus le débit d'eau augmente, moins il a été possible de réaliser des expériences concluantes. Toutefois on peut ajouter que la majorité des expériences s'est déroulée dans un laps de temps assez court, en moyenne 1h à 1h 30 min.

Dans la colonne afférente aux températures de la solution de friogel, on a reporté entre parenthèses ce que l'on peut appeler un potentiel de puissance frigorifique. Ce potentiel assimilable à une puissance est obtenu comme suit (avec T_{froid} en °C) :

$$P_f = \rho_{froid} \cdot \dot{q}_{v,froid} \cdot Cp_{froid} \cdot |T_{froid}| \qquad (8.1.)$$

A partir de cette définition, il est possible de mettre en évidence un seuil pour lequel une expérience est réalisable. L'observation du tableau 8.3 permet d'affirmer que pour une valeur du potentiel défini ci-dessus inférieure ou égale à environ 7000 W, l'expérience envisagée sera très difficilement réalisable voire impossible. De plus ce nouveau paramètre pourra permettre une étude de sensibilité des expériences réalisées pour la même valeur de ce potentiel de puissance frigorifique.

Pour chaque expérience effectuée, il a été reporté le temps nécessaire pour l'initiation du phénomène d'encrassement. Il se dégage que, pour un potentiel de puissance frigorifique supérieur à 10000 W, les expériences sont quasi instantanées. Par contre, il semble impossible de tirer une loi générale corrélant le potentiel de puissance frigorifique et le temps d'initiation.

		$\dot{q}_{v,eau}$ (l/h)		
$\dot{q}_{v,froid}$ (l/h)	T_{froid} (°C)	150	300	450
400	-10 (4000 W)			
	-12,5 (5000 W)			
	-15 (6000 W)	✔ (95 min)	✔ (46 min)	
	-17,5 (7000 W)	✔ (33 min)	✔ (4min)	
500	-10 (5000 W)			
	-12,5 (6250 W)			
	-15 (7500 W)	✔ (55 min)	✔ (3 min)	
	-17,5 (8750 W)	✔ (16 min)	✔ (4min)	✔ (19 min)
600	-10 (6000 W)			
	-12,5 (7500 W)		✔ (310 min)	
	-15 (9000 W)	✔ (21 min)	✔ (2 min)	
	-17,5 (10500 W)	✔ (7 min)	✔ (5 min)	✔ (12 min)
700	-10 (7000 W)	✔ (6 min)		
	-12,5 (8750 W)	✔ (75 min)	✔ (93 min)	
	-15 (10500 W)	✔ (5 min)	✔ (4 min)	✔ (3 min)
	-17,5 (12250 W)	✔ (3 min)	✔ (2 min)	✔ (13 min)

Tableau 8.3 : grille synthétique des expériences réalisées

8.2.4. Exploitation paramétrique des expériences

Dans ce paragraphe, on présente l'exploitation des expériences suivant les différents paramètres mis en jeu : qv_{eau}, qv_{froid}, $T_{e,froid}$ et le potentiel de puissance frigorifique. Une étude sur la reproductibilité des essais fait aussi partie de ce travail.

D'autre part afin de pouvoir comparer efficacement les données de chaque expérience dont le temps d'initiation s'est avéré très variable, il a été décidé de rapporter chaque expérience à une origine commune. Cette origine correspond à l'apparition du dépôt sur la plaque de cuivre. Le paramètre retenu pour déterminer ce moment est l'épaisseur du dépôt plutôt que la température de paroi ou l'évolution des pertes de charge car ce paramètre subit un changement brutal de comportement dès l'apparition du phénomène.

8.2.4.1. Reproductibilité des expériences

Comme pour le montage 1, il convient d'examiner la reproductibilité des expériences menées sur le dispositif 2. Cette étude est présentée sur un cas. L'expérience reproduite a pour paramètres : qv_{eau} = 300 l/h, qv_{froid} = 600 l/h et $T_{e,froid}$ = -15°C. Le niveau de température sur l'eau est toujours le même : $T_{e,eau}$ = 1,5°C.

A ce titre, une expérience référencée n°1 a été réalisée le 27 novembre 1996 et une autre expérience référencée n°2 a été menée le 28 novembre 1996. Les figures 8.5., 8.6., et 8.7. décrivent les résultats obtenus pour les deux cas étudiés. Toutefois il existe une importante différence qui n'apparaît pas sur les figures et qui concerne le temps d'initiation du phénomène. En effet pour plus de clarté et une comparaison plus aisée, les deux expériences ont aussi été ramenées à une origine de temps commune car il s'est avéré que l'expérience 1 a débuté après un temps d'initiation de 2 minutes alors que pour l'expérience 2, ce temps atteint la valeur de 1h 52 min. Ceci vient confirmer la remarque concernant la difficulté de corréler le temps d'initiation.

La figure 8.5. présente l'évolution des températures des deux fluides mis en présence pour les expériences 1 et 2. On observe une bonne superposition générale des niveaux de température souhaitée. Cependant on constate un écart d'environ 2°C en ce qui concerne la température de sortie de la solution de friogel. L'explication d'un tel écart n'apparaît pas a fortiori. Un déplacement involontaire du thermocouple incriminé peut en être la cause.

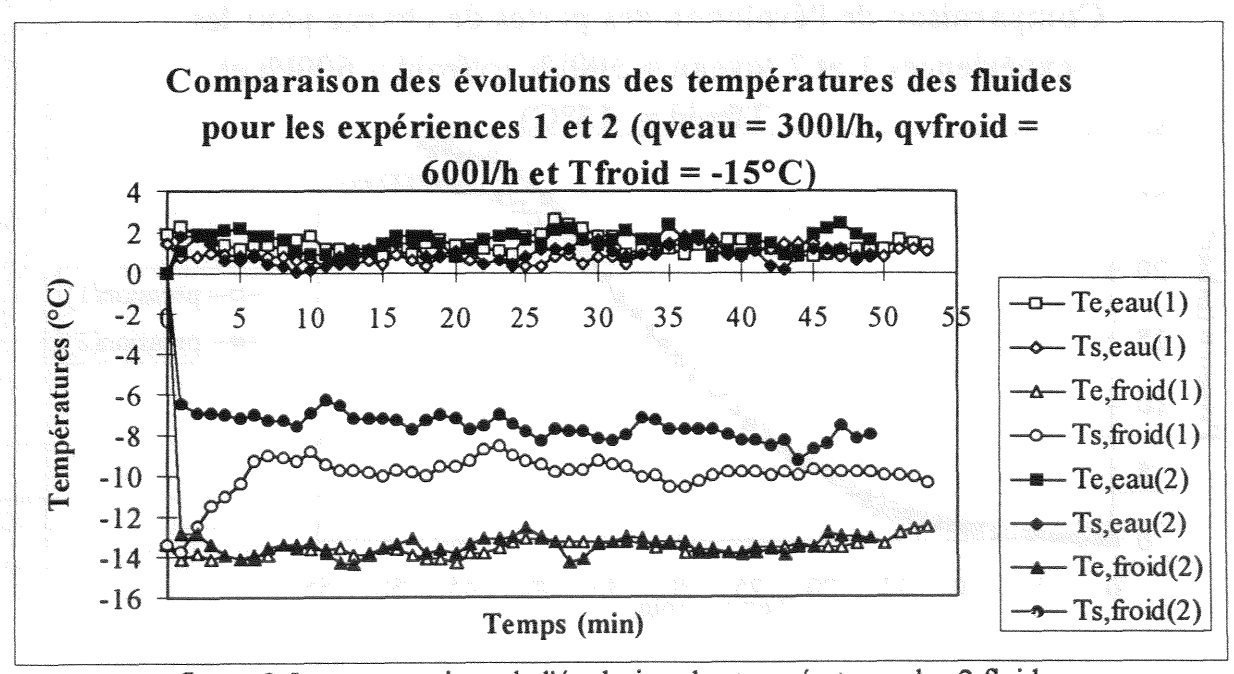


figure 8.5. : comparaison de l'évolution des températures des 2 fluides pour les expériences 1 et 2

Les figures 8.6. et 8.7. sont relatives de façon plus spécifique à la formation du dépôt de glace. En effet la figure 8.6. présente l'évolution comparée de la température de paroi pour chaque expérience.

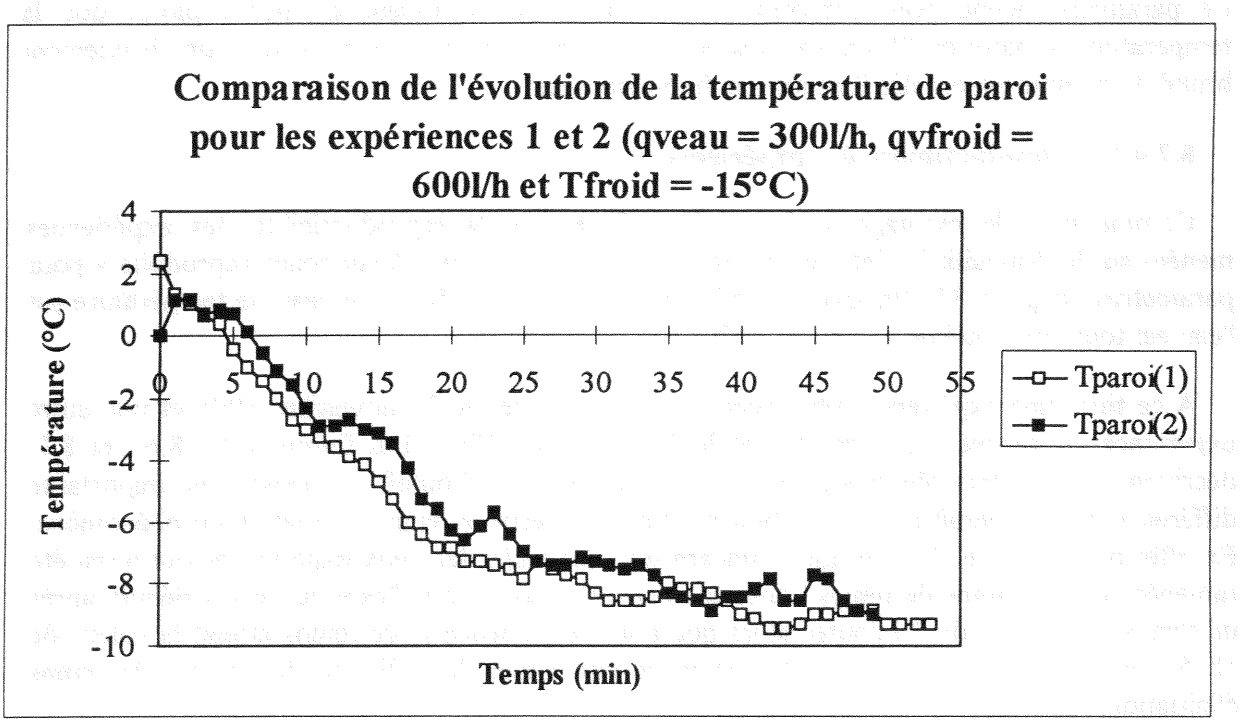


figure 8.6. : comparaison de l'évolution de la température de paroi pour les expériences 1 et 2

On constate une bonne similitude de comportement des deux courbes. Le décalage observé peut provenir de l'adiabatisation du montage comme il a été précisé plus haut.

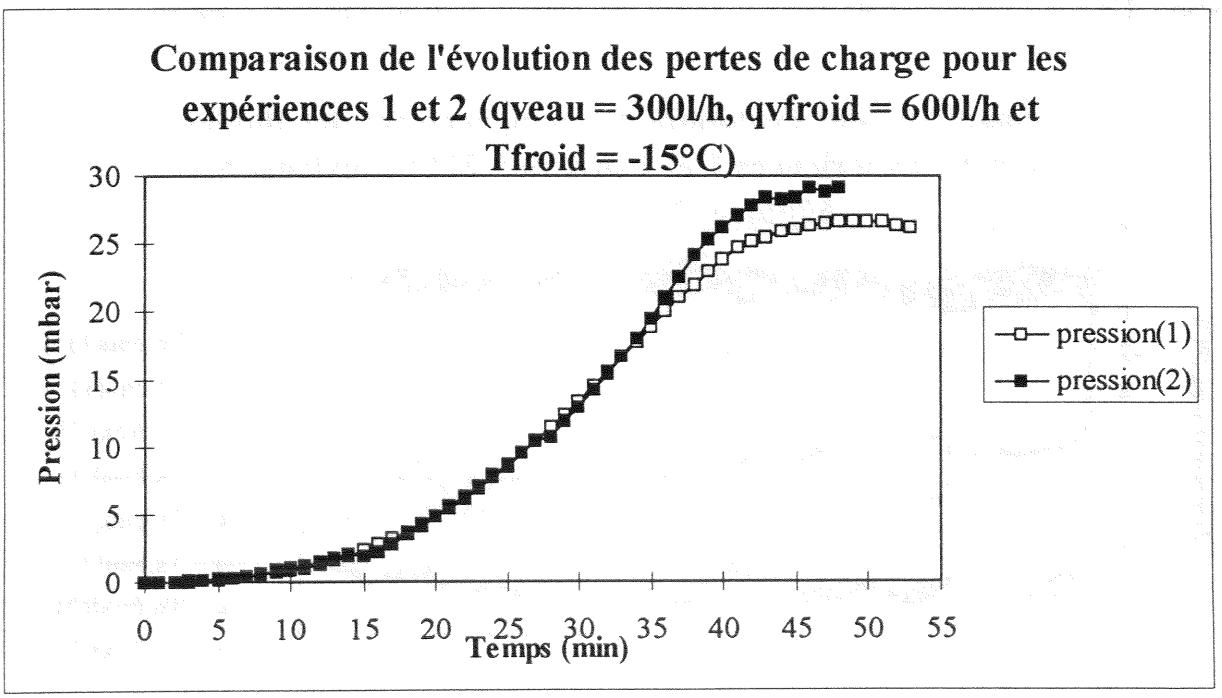


figure 8.7. : comparaison de l'évolution des pertes de charge pour les expériences 1 et 2

La figure 8.7. présente l'évolution comparée des pertes de charge au sein de la veine d'essais côté eau. La remarque fondamentale concernant cette figure est la parfaite superposition des courbes relatives à chaque expérience. Les deux courbes se dissocient toutefois en phase terminale du phénomène. Ceci est sans doute dû à une propagation légérement différente du dépôt d'un cas à l'autre.

On peut conclure ce paragraphe en notant une reproductibilté correcte des expériences qui ont été menées. Pour plus de sécurité, il aurait été souhaitable de doubler plus d'expériences. Cependant les modifications apportées sur le montage 1 pour aboutir au montage 2 ont tout de même porté leurs fruits et ont permis d'obtenir un ensemble d'expériences cohérent. Leur exploitation paramétrique va être maintenant poursuivie compte tenu de la vérification préalable effectuée dans ce paragraphe qui constituait une condition de validité de ce travail.

8.2.4.2. Influence du niveau de température de la solution de friogel ($T_{e,froid}$)

Le premier paramètre dont on va examiner l'influence est la température du fluide froid. Cette étude sera basée sur les figures 8.8., 8.9. et 8.10. qui regroupent pour les quatre expériences réalisées avec un débit d'eau de 150 l/h et un débit de solution de friogel de 700 l/h respectivement la température de paroi, les pertes de pression et l'épaisseur du dépôt.

La figure 8.8. décrit l'évolution de la température de paroi pour les différentes valeurs de température de solution de friogel envisagée. On observe que plus $T_{e,froid}$ est faible, plus la pente de chaque courbe est importante en valeur absolue. Ceci est tout à fait normal car plus la puissance disponible est forte, plus la température de paroi sera susceptible de baisser rapidement.

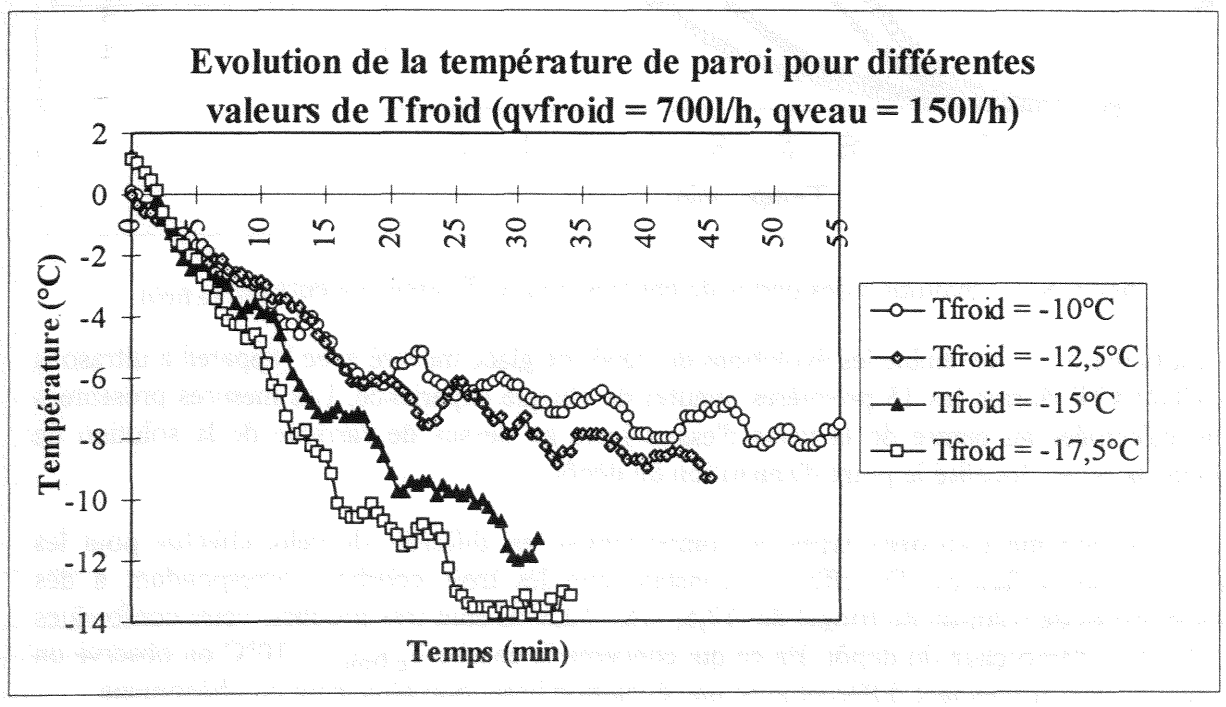


figure 8.8. : évolution de la température de paroi pour différentes valeurs de $T_{e,froid}$

On peut aussi remarquer deux types de comportement au niveau de l'évolution de la température de paroi. En effet quand la température d'entrée de la solution de friogel est égale à -15°C et -17,5°C, on constate une baisse nettement plus rapide que dans le cas où elle est

égale à -12,5°C et -10°C. De plus, dans le premier cas on a l'apparition de palliers bien marqués sensiblement aux mêmes instants correspondant sans doute à des phénomènes de changement de phase au sein de la glace. Le deuxième cas présente un évolution plus lente avec des phénomènes moins marqués. L'examen du potentiel de puissance frigorifique défini précédemment ainsi que la même exploitation sur d'autres ensembles d'expériences laissent penser que la valeur seuil de ce potentiel entre les deux comportements présentés ici serait d'environ 9000 W.

Sur la figure 8.9. a été reportée l'évolution des pertes de charge pour les quatre valeurs du paramètre étudié. On constate là aussi l'influence du niveau de température de la solution de friogel sur la pente des courbes de pertes de pression. Plus la température est faible, plus le phénomène est rapide. On peut encore observer les deux catégories de comportement préalablement cités.

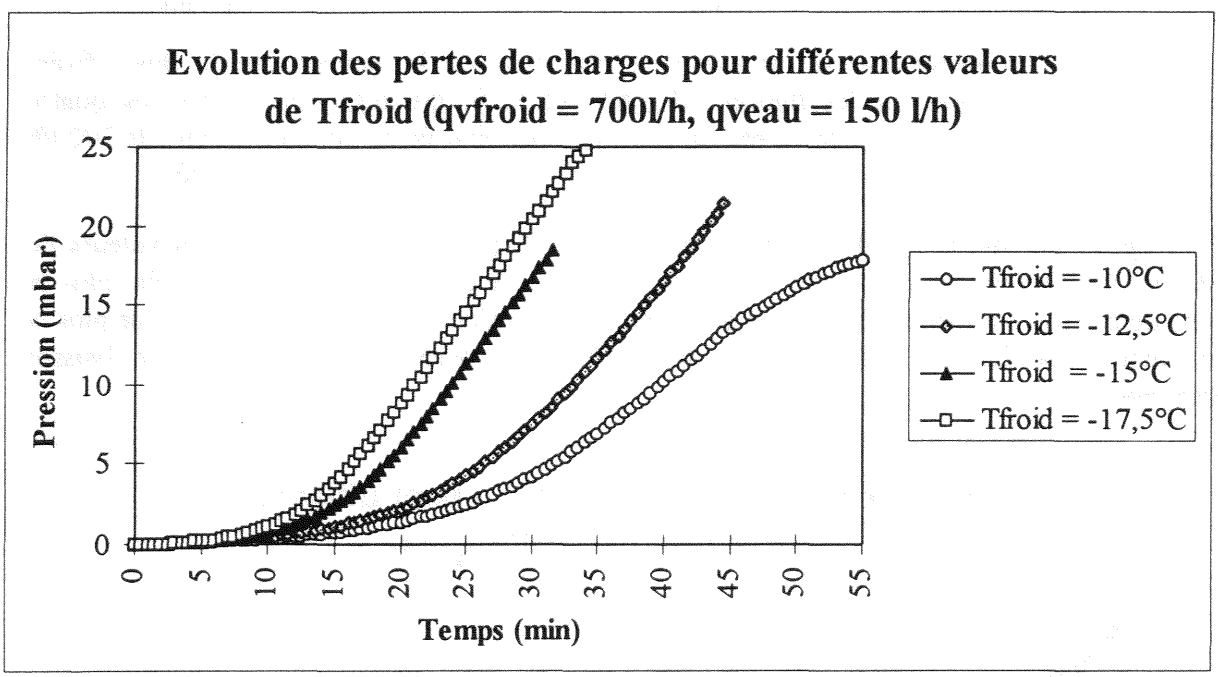


figure 8.9. : évolution des pertes de charges pour différentes valeurs de $T_{e,froid}$

La figure 8.10. rassemble les évolutions du dépôt de glace mesuré avec l'appareil à ultrasons SOCOMATE durant les 15 premières minutes de chaque expérience. Les mesures présentées sont effectuées au centre de la veine d'essais juste au dessus de l'arrivée de la solution de friogel, là où est localisé le point d'apparition du dépôt.

Le regroupement en deux types de comportement est différent de celui effectué pour les deux premieres figures. En effet on constate que les trois courbes correspondant à des températures de solution de friogel de -17,5, -15, -12,5 °C sont très proches, voire confondues sur la zone d'amorçage du dépôt. En ce qui concerne la courbe $T_{e,froid}$ = -10°C on observe un comportement totalement différent avec une évolution beaucoup plus lente du phénomène.

Un ensemble d'expériences plus précis, pour une température de solution de friogel comprise entre -10°C et -12,5 °C permettrait de cibler d'avantage la zone de transition des différents comportements.

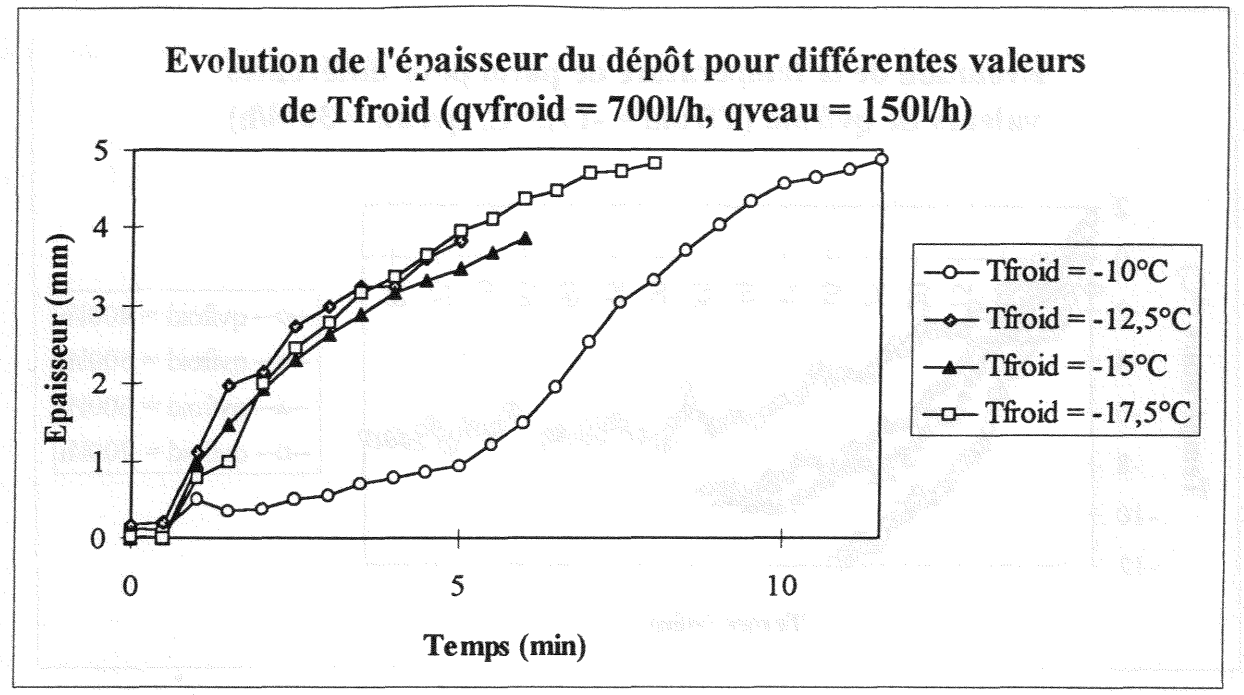


figure 8.10. : évolution de l'épaisseur du dépôt pour différentes valeurs de $T_{e,froid}$

L'influence de la température de la solution de friogel semble avoir pour conséquence une accélération du phénomène d'encrassement comme l'indiquent les courbes présentées. Ceci est tout à fait normal car à débit de solution de friogel constant, seule la température de la solution joue sur le niveau de puissance frigorifique injectée dans l'échangeur.

On peut aussi constater, à la lumière des connaissances exposées au chapitre 2 l'influence du degré de surfusion sur la germination (figure 2.2.). En effet plus $T_{e,froid}$ est élevée plus la formation de la glace est facilitée.

8.2.4.3. Influence du débit de solution de friogel (qv_{froid})

Pour tenter de comprendre l'influence de ce paramètre, les autres paramètres ont été fixés à 300 l/h pour le débit d'eau et -17,5°C pour le niveau de température de la solution de friogel. L'ensemble des courbes est décrit par les figures 8.11., 8.12. et 8.13..

La figure 8.11. présente l'évolution de la température de paroi pour les différentes valeurs de débit de solution de friogel (400, 500, 600, 700 l/h). On constate comme pour l'étude relative à la température de la source froide que le débit influence la baisse de la température de paroi en augmentant, en valeur absolue la pente des courbes. Ceci s'explique car à température de solution de friogel constante, le débit est le seul facteur permettant de jouer sur la valeur de la puissance frigorifique injectée. La présence de deux catégories de comportement distinct n'est pas identifiable a priori.

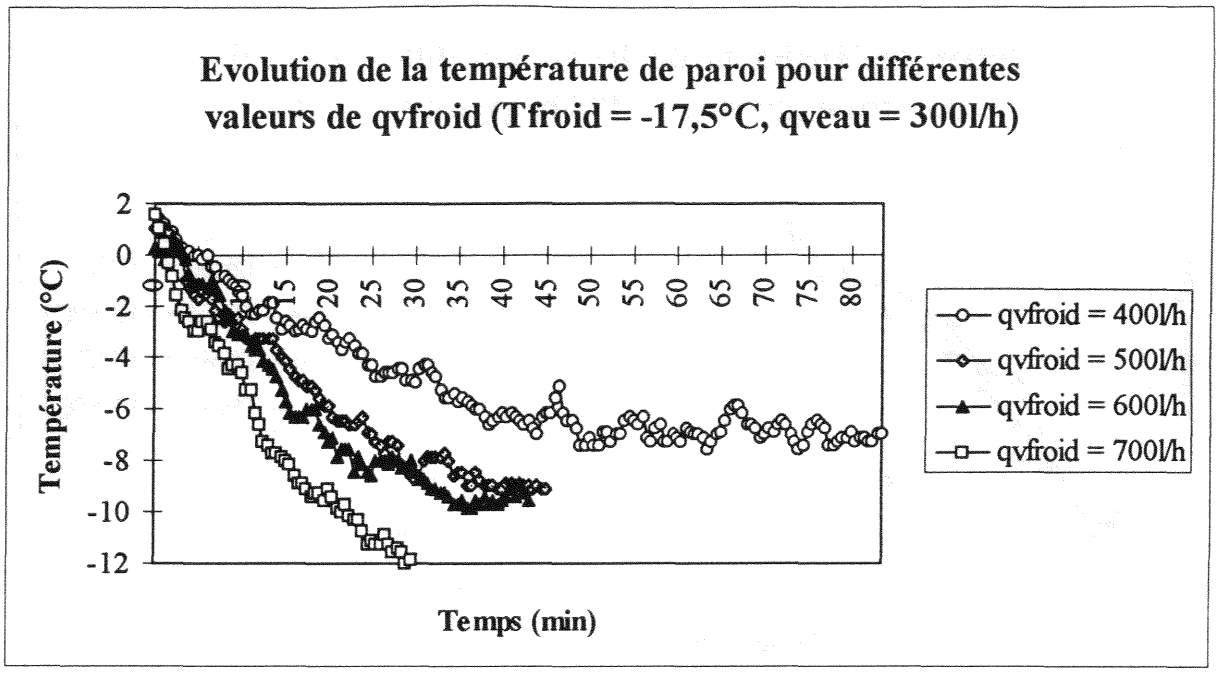


figure 8.11. : évolution de la température de paroi pour différentes valeurs de $q_{v,froid}$

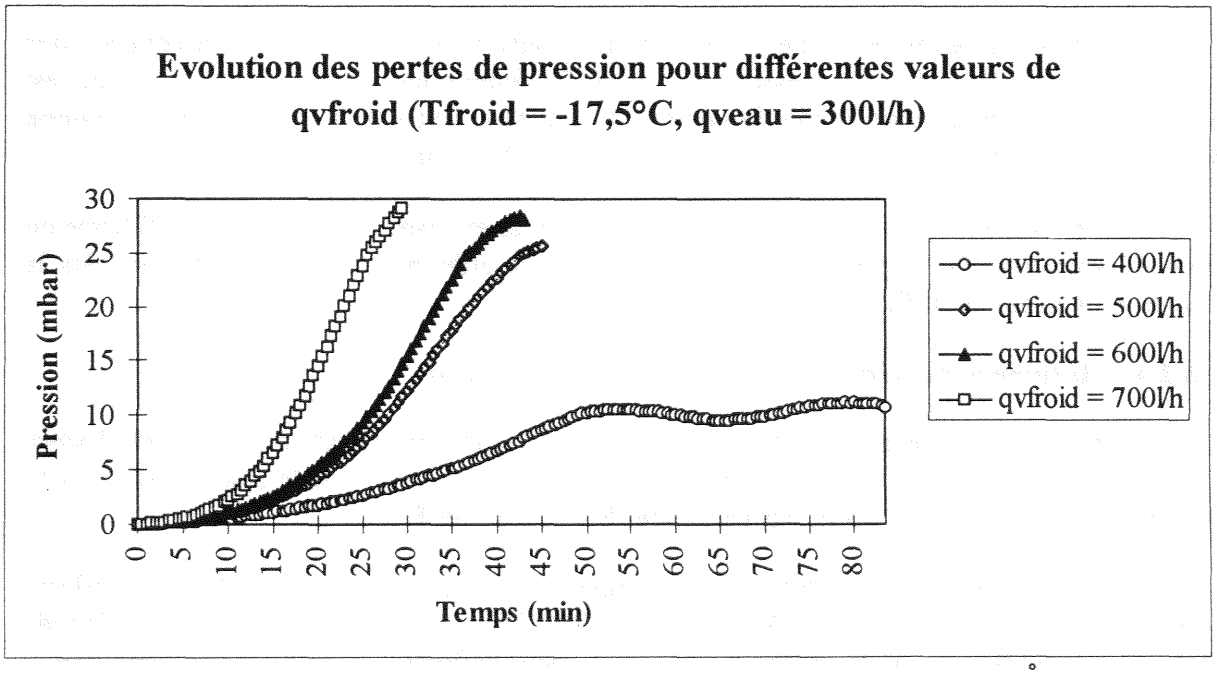


figure 8.12. : évolution des pertes de charge pour différentes valeurs de $q_{v,froid}$

En ce qui concerne les pertes de pression, la figure 8.12. fait état d'une influence du débit de solution de friogel sur la pente en l'augmentant quand le débit devient plus élevé. La courbe relative à 400 l/h montre un comportement très différent des 3 autres. On a l'appartition d'un pallier qui peut correspondre à un stade de consolidation du dépôt, comme il a été observé quelques fois, avant une éventuelle nouvelle progression des pertes de charge. Il aurait fallu pour s'en assurer laisser se prolonger l'expérience car le dépôt de glace n'avait pas encore recouvert la majeure partie de la plaque de cuivre. Il peut s'agir encore d'un type d'encrassement asymptotique.

L'étude de l'évolution du dépôt de glace (figure 8.13.) révèle une similitude des profils. Toutefois on observe pour un débit de solution de friogel de 700 l/h une évolution plus brutale qui suit ensuite de façon parallèle l'évolution des trois autres courbes. Pour ces autres courbes on constate aussi que le débit influe sur la "violence" du phénomène mais de façon moins marquée.

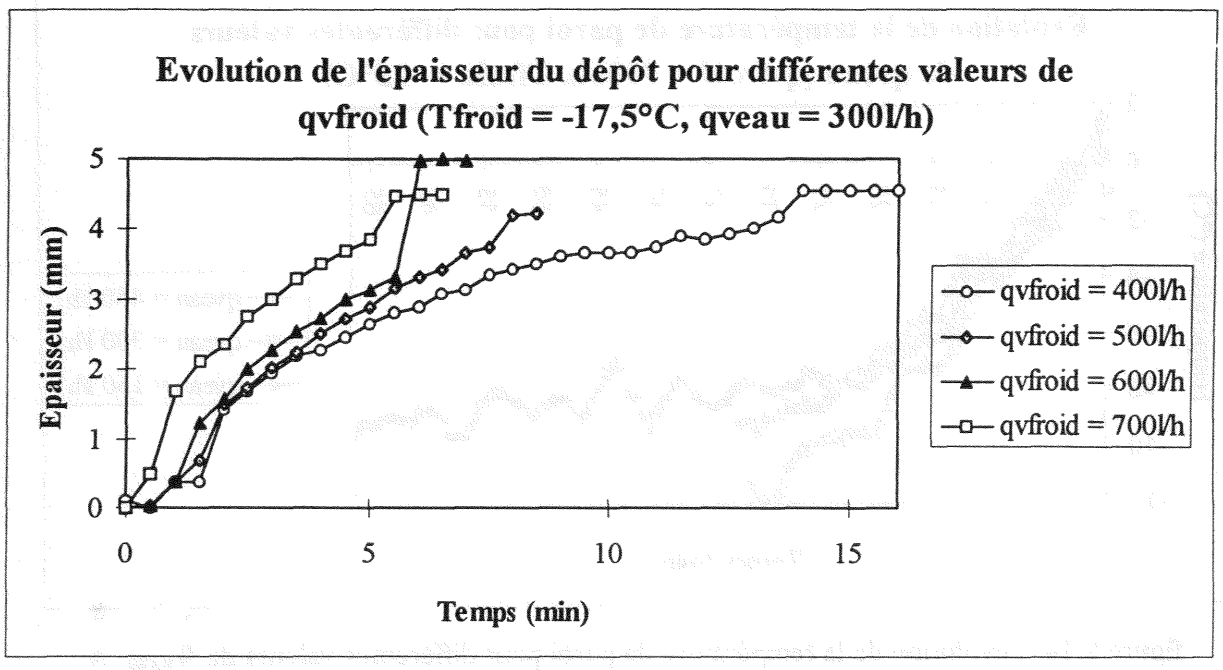


figure 8.13. : évolution du profil du dépôt de glace pour différentes valeurs de $q_{v,froid}$

L'influence du débit de solution de friogel porte sur l'évolution des trois paramètres relatifs à l'encrassement : pertes de charge, température de paroi et épaisseur du dépôt. Si l'influence sur les deux premiers paramètres semble assez similaires, cela est légèrement différent en ce qui concerne l'évolution de l'épaisseur. En effet on remarque un décalage entre les courbes de la figure 8.13..Un examen de l'influence du niveau de puissance frigorifique injectée à l'aide du potentiel défini plus haut permettra d'observer l'influence conjuguée des paramètres inhérants à la solution de friogel..

8.2.4.4. Influence du débit d'eau ($q_{v,eau}$)

L'étude menée sur ce paramètre ne comportera que 3 points puisqu'il n'a été possible de conduire des expériences qu'à 150, 300 et 450 l/h. La présence d'un quatrième point pourrait permettre des conclusions plus sûres. Les courbes présentées sur les figures 8.14., 8.15. et 8.16. sont relatives à des expériences réalisées avec un débit de solution de friogel de 700 l/h et une température de cette même solution de -15°C.

Comme pour le paragraphe précédent, la figure 8.14. présente l'évolution de la température de paroi pour les différentes valeurs de débit eau envisageables. Il apparaît que les courbes se superposent avec une assez bonne précision dans la première phase du phénomène ($0 < t < 20$ min). Pour $t > 10$ minutes, les courbes de température divergent légèrement. Ce changement de comportement se traduit par une baisse de température plus significative lorsque le débit d'eau est plus faible. Ce phénomène peut se comprendre en examinant la formation du dépôt en

sortie de veine qui, au bout de 10 minutes, atteint sa valeur maximale. Un fois l'initiation du dépôt amorcée, la croissance de la glace sur la plaque va s'établir à une vitesse d'autant plus élevée que le débit d'eau est faible. Il va en être de même pour l'évolution de la température de paroi compte tenu d'un phénomène de convection plus important à débit d'eau élevé.

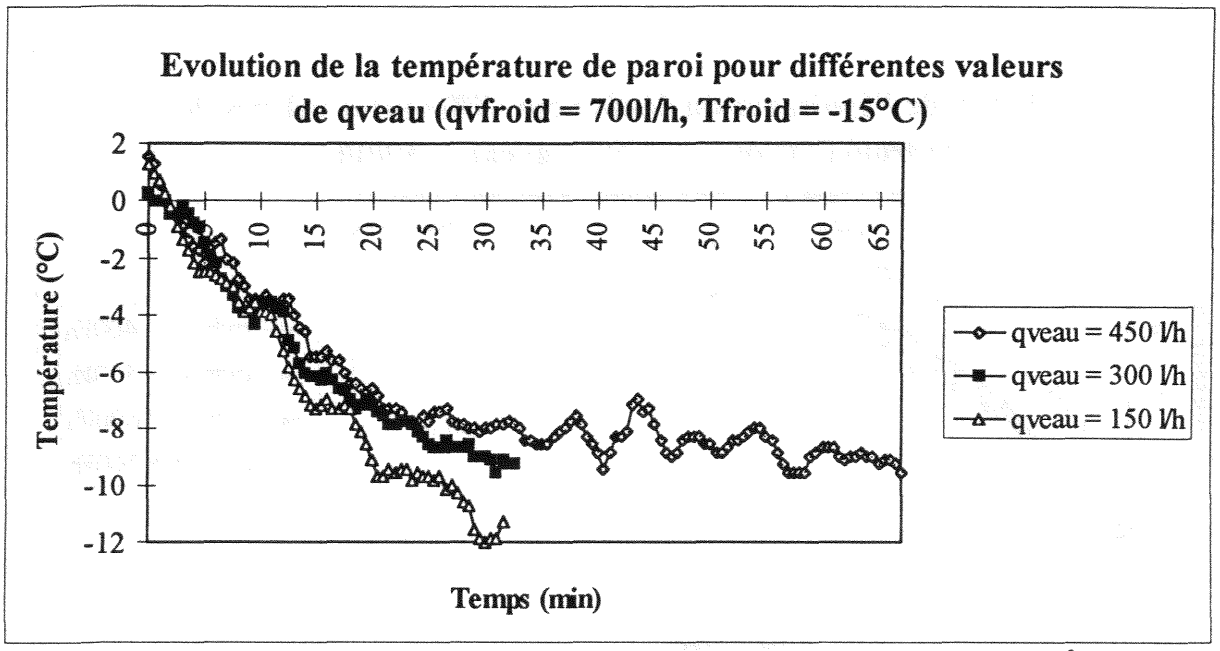


figure 8.14. : évolution de la température de paroi pour différentes valeurs de $q_{v,eau}$

La figure 8.15. concerne l'évolution des pertes de pression au sein de la veine pour les différents débits d'eau étudiés. L'influence du paramètre étudié semble être primordiale puisque ce terme intervient au carré dans l'expression des pertes de charges.

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{2.f.\rho.q_v^{\circ 2}}{a^2.d_h} \qquad (8.2.)$$

Les courbes relatives aux valeurs de débit eau 150 et 300 l/h abondent dans le sens d'une augementation des pertes de pression avec le débit. Par contre, la courbe portant sur le débit d'eau de 450 l/h pose nettement plus de problèmes. La croissance est plus faible que pour les deux autres courbes et on observe un phénomène d'oscillation qui coïncide avec un problème de consolidation du dépôt de glace. En effet lors du développement du dépôt sur la plaque, on a observé des périodes pendant lesquelles le dépôt croît plus lentement ou subit même une légère érosion avant de recommencer à croître. Les oscillations présentes sur cette courbe se rapportent à ces périodes.

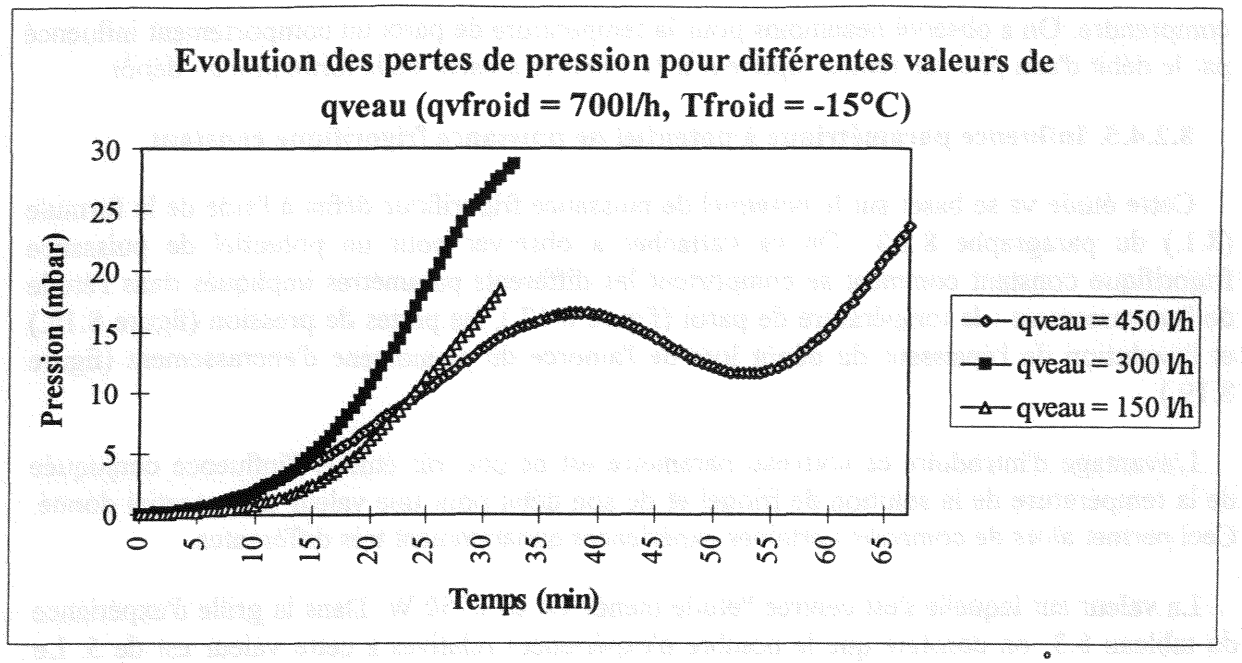


figure 8.15. : évolution des pertes de pression pour différentes valeurs de $\dot{q}_{v,eau}$

Pour en finir avec ce paramètre, on va observer l'évolution du dépôt de glace en sortie de veine lors des 15 premières minutes de l'expérience à l'aide de la figure 8.16.. Les observations relatives à ces courbes sont assez aisées car on constate une similitude des profils d'évolution avec un léger décalage dû au temps d'initiation.

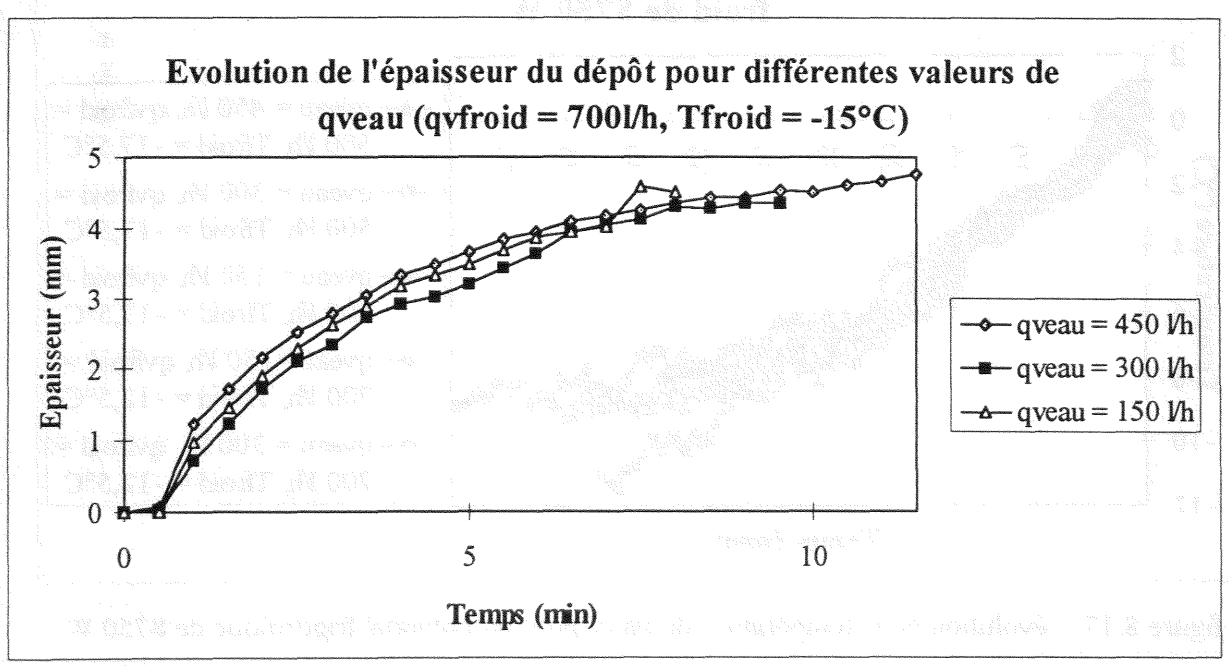


figure 8.16. : évolution du dépôt de glace pour différentes valeurs de $\dot{q}_{v,eau}$

A puissance frigorifique constante, l'influence du débit d'eau se fait essentiellement sentir sur l'évolution des pertes de charge bien qu'une courbe ($\dot{q}_{v,eau}$ = 450 l/h) semble moins facile à

comprendre. On a observé néanmoins pour la température de paroi un comportement influencé par le débit d'eau pour un temps supérieur à 10 minutes à partir de la formation du dépôt.

8.2.4.5. Influence paramétrique à potentiel de puissance frigorifique constant

Cette étude va se baser sur le potentiel de puissance frigorifique défini à l'aide de la formule (8.1.) du paragraphe 8.2.3.. On va s'attacher à observer pour un potentiel de puissance frigorifique constant comment se comportent les différents paramètres impliqués dans l'étude de l'encrassement : la température de paroi (figure 8.17.), les pertes de pression (figure 8.18.) et l'évolution de l'épaisseur du dépôt lors de l'amorce du phénomène d'encrassement (figure 8.19.).

L'avantage d'introduire ce nouveau paramètre est de pouvoir étudier l'influence conjuquée de la température de la solution de friogel et de son débit pour une valeur de potentiel donné. Ceci permet alors de comparer certaines expériences apparemment très différentes.

La valeur sur laquelle s'est centrée l'étude menée est de 8750 W. Dans la grille d'expérience du tableau 8.3, on constate que le nombre d'expériences relatives à cette valeur est de 5. Le point intéressant au niveau de cette valeur est de présenter des expériences à différentes valeurs de température (-12,5 et -17,5°C) et de débit (500 et 700 l/h) de solution de friogel sur la gamme de débit d'eau envisagé.

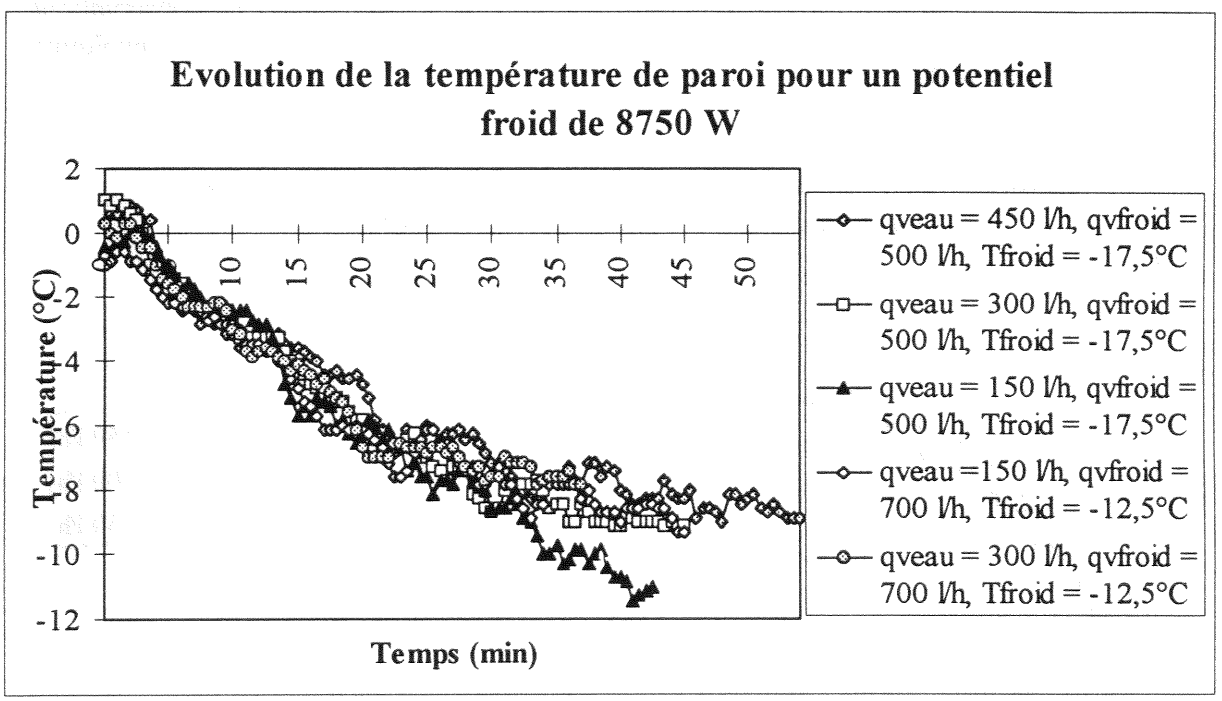


figure 8.17. : évolution de la température de paroi pour un potentiel frigorifique de 8750 W

La figure 8.17. regroupe les évolutions des températures de paroi pour chaque expérience. Il apparait à l'examen de cette figure que le comportement global des courbes est le même. Les évolutions sont quasi-parallèles, voire confondues. Ceci conforte la conclusion de la très faible influence du débit d'eau sur le comportement de la température de paroi et permet d'établir qu'à potentiel de puissance frigorifique constant, il n'y a pas de différences d'évolution sur ce paramètre. Cette conclusion n'est valable que pour des temps courts d'expérimentation car pour $t > 30$ min, on observe tout de même une certaine dispersion.

En ce qui concerne les pertes de pression dont l'évolution est présentée à la figure 8.18., on s'aperçoit que globalement les courbes présentées ont les mêmes caractéristiques avec néanmoins quelques différences sur les valeurs des pentes de chaque cas. Il apparaît difficile de formuler une conclusion sur la mise en évidence d'un facteur important. Pour cette étude il faudrait sans doute envisager un autre paramètre pour conclure de façon plus certaine.

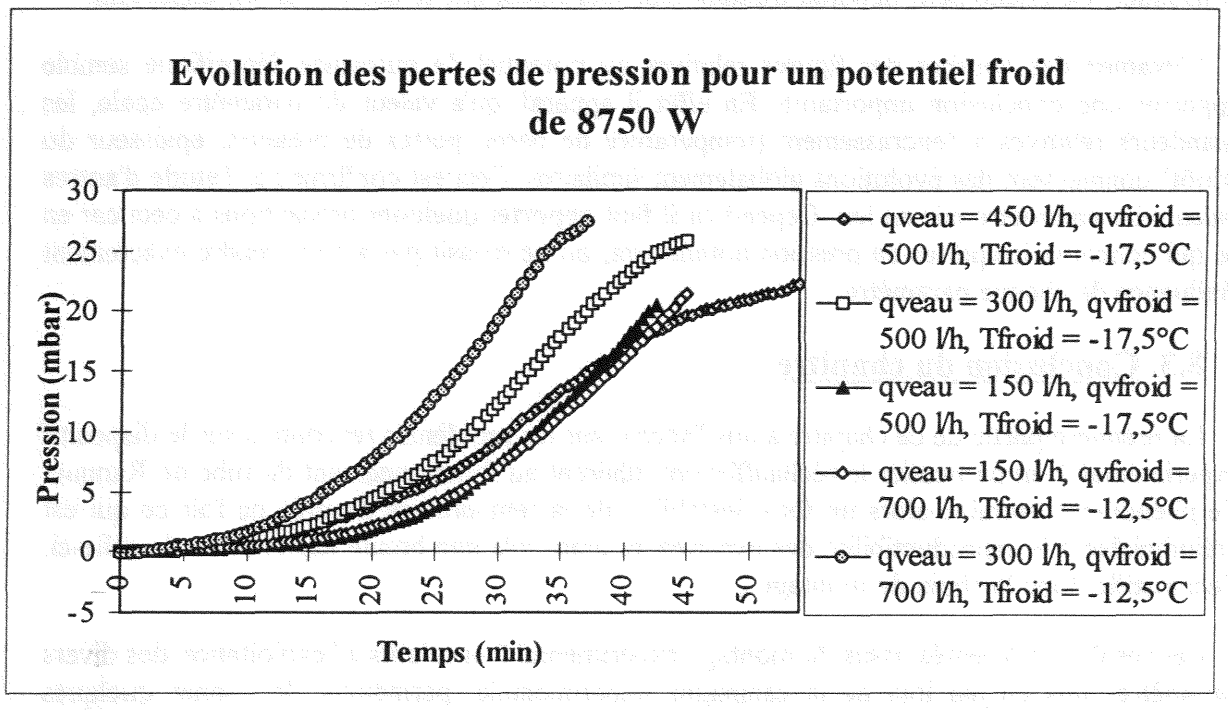


figure 8.18. : évolution des pertes de pression pour un potentiel frigorifique de 8750 W

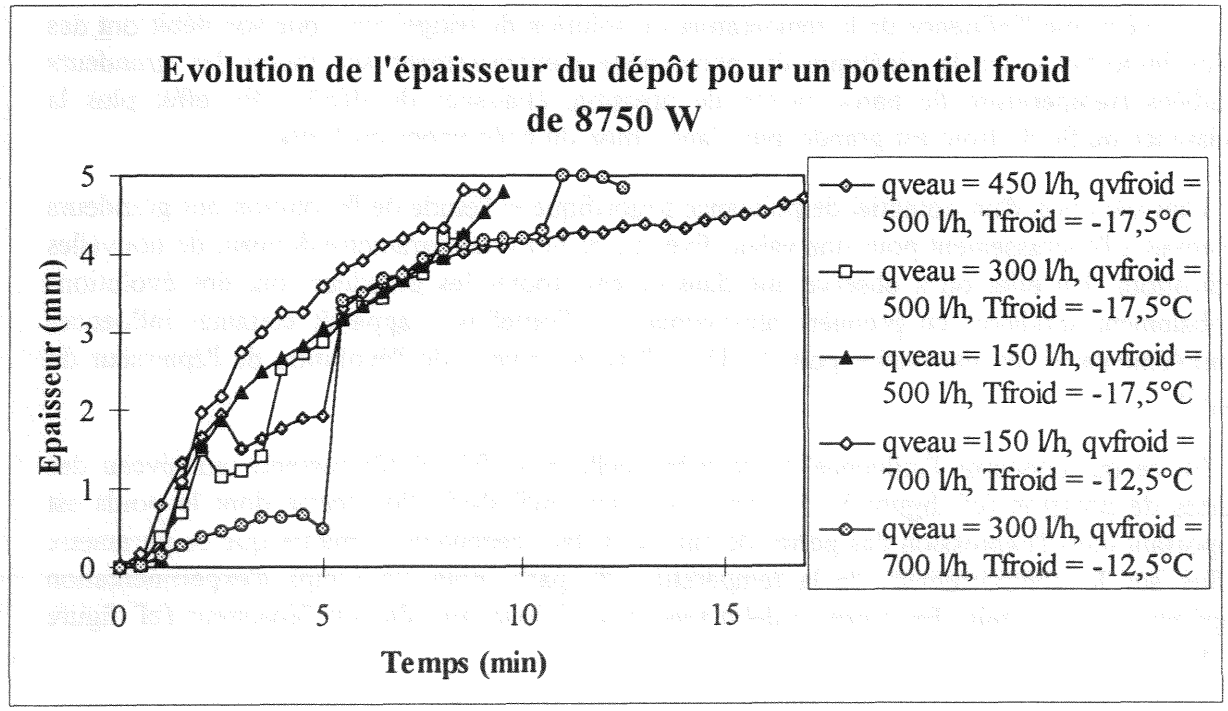


figure 8.19. : évolution du dépôt de glace pour un potentiel frigorifique de 8750 W

Au niveau de l'évolution du dépôt de glace de la figure 8.19. pendant l'amorce du phénomène d'encrassement, on constate qu'à une valeur de potentiel de puissance frigorifique

constant, le comportement de l'épaisseur du dépôt reste globalement le même. Ceci est en accord avec les conclusions relatives à l'influence de la température de la solution de friogel et de son débit. On constate aussi dans quelques cas (3) l'apparition d'un décrochage correspondant à une chute de l'épaisseur du dépôt et ensuite à une nouvelle progression de l'épaisseur. On observe sans doute là des phases où la couche subit une érosion avant de se consolider. Ce phénomène apparaît d'autant plus facilement que le débit d'eau est important.

L'examen des courbes des figures relatives au potentiel de puissance frigorifique semble apporter une conclusion importante. En effet il apparaît qu'à valeur du paramètre égale, les grandeurs relatives à l'encrassement (température de paroi, pertes de pression, épaisseur du dépôt) connaissent des évolutions globalement similaires. Ceci est confirmé par l'étude d'autres valeurs du paramètre mis en jeu. Cependant il faut apporter quelques précautions à ceci car en ce qui concerne les pertes de pression notamment, on ne réussit pas à comprendre exactement l'influence de chaque paramètre.

8.3. Conclusion du chapitre

La première partie de ce chapitre a mis l'accent sur les problèmes rencontrés sur le dispositif expérimental 1 en particulier le réchauffement inhérent au fonctionnement du tube de Ranque. Ce phénomène entraine alors un forte instabilité de la température d'entrée de l'air ce qui est préjudiciable à la reproductibilité des expériences ainsi qu'à une bonne exploitation de celle-ci. Ceci justifie donc le choix du montage 2.

Les résultats présentés, issus du montage expérimental 2 et relatifs à l'exploitation des divers paramètres mis en jeu lors de la campagne expérimentale, permettent de donner quelques tendances en ce qui concerne l'évolution des grandeurs relatives à l'encrassement.

Il s'avère que l'influence de la température de solution de friogel ainsi que son débit ont des rôles importants sur la cinétique du phénomène d'encrassement sur toutes les grandeurs étudiées (température de paroi, pertes de pression, épaisseur du dépôt). En effet plus la puissance du fluide froid est grande, plus l'apparition du phénomène est brutal.

L'introduction d'un potentiel de puissance frigorifique et l'étude de l'évolution des grandeurs relatives à l'encrassement pour une valeur fixée de ce nouveau paramètre donnent de nouvelles indications. En effet on a observé que dans ce cas, toutes les grandeurs ont des évolutions globalement similaires en première approximation. Toutefois il apparaît certaines influences complémentaires en particulier pour le débit d'eau au niveau de l'évolution de l'épaisseur du dépôt.

En ce qui concerne l'influence de ce débit, celle-ci se fait plutôt ressentir au niveau des pertes de pression (cf. figure 8.15.) tant il est vrai qu'il s'agit d'un terme dont le poids est important dans l'expression des pertes de charge. Il faut cependant admettre que ce paramètre influe sur le comportement de la température de paroi pour un temps d'expérimentation supérieur à 10-15 min. En outre ce débit tend aussi à jouer un rôle sur l'épaisseur (cf. figure 8.19.).

Ces conclusions ne sont pas définitives et demandent certainement d'autres expériences recouvrant des plages de variations des paramètres plus importantes pour être confortées. Cependant d'autres expériences menées dans le cadre de cette étude sont venues confirmer ce qui vient d'être dit.

CHAPITRE 9 : EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

A partir des résultats expérimentaux obtenus précédemment, il va être procédé à une exploitation basée sur les modéles développés lors de l'étude théorique. En effet après un traitement paramétrique de ces résultats, qui a permis de dégager l'influence de chaque paramètre, il convient de procéder à une validation des modèles théoriques présentés.

9.1. Propagation du front de glace

9.1.1. Conditions d'obtention du profil de propagation

Lors de chaque expérience, il a été procédé à un suivi de l'épaisseur du dépôt non seulement dans la section transversale de la veine mais aussi dans le sens longitudinal (sens opposé à l'écoulement d'eau). Ceci est rendu possible par l'utilisation d'un appareil de mesure d'épaisseur par ultrasons.

En effet lors de la mesure d'épaisseur, on constate à partir d'un certain laps de temps (environ 5-10 minutes) que l'épaisseur du dépôt mesurée n'évolue plus. On opère alors un changement de position du palpeur de l'appareil de mesure en le plaçant 10 cm plus en amont afin d'y procéder à l'acquisition de l'épaisseur à ce niveau. Cette opération est répétée plusieurs fois (2 ou 3) jusqu'à l'obturation de la veine d'essais. On peut ainsi obtenir une évolution du front de glace au cours du temps au centre de la veine (cf. figure 9.1.).

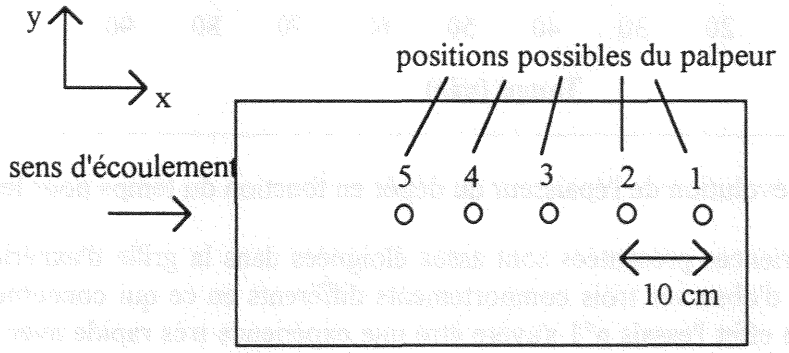


figure 9.1. : vue de dessus de la veine d'essai avec les positions possibles du palpeur

Il n'est possible d'obtenir l'évolution longitudinal du dépôt de glace que pour une seule valeur de l'ordonnée y et pour la seule direction -x en l'occurence, étant donné que le laboratoire ne dispose que d'un seul palpeur pour cet appareil. Le choix de la position initial du palpeur au centre de la veine a été dicté par la forme circulaire du dépôt, généré par le montage.

9.1.2. Résultats

La figure 9.2. présente de façon synthétique l'évolution du dépôt de glace en fonction du temps. Cette figure montre l'enregistrement effectué avec les divers positions du palpeur pour trois expériences différentes. Les trois cas choisis ont été réalisés dans les conditions suivantes.

- cas n°1 : $\dot{q}_{v,eau}$ = 150 l/h, $\dot{q}_{v,froid}$ = 700 l/h et $T_{e,froid}$ = -17,5°C
- cas n°2 : $\dot{q}_{v,eau}$ = 300 l/h, $\dot{q}_{v,froid}$ = 400 l/h et $T_{e,froid}$ = -15°C
- cas n°3 : $\dot{q}_{v,eau}$ = 450 l/h, $\dot{q}_{v,froid}$ = 500 l/h et $T_{e,froid}$ = -17,5°C

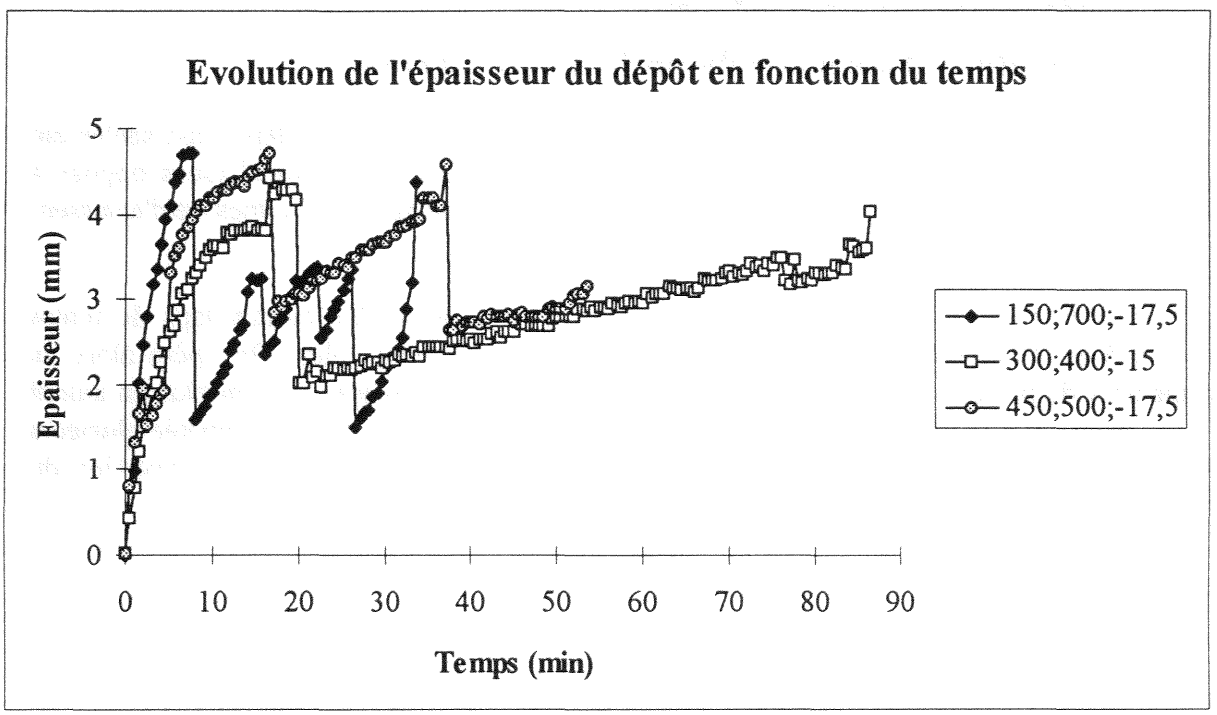


figure 9.2. : évolution de l'épaisseur du dépôt en fonction du temps pour les trois cas

Les trois expériences présentées sont assez éloignées dans la grille d'expériences réalisées. Ceci permet ainsi d'observer trois comportements différents en ce qui concerne l'évolution du front de glace. En effet l'essais n°1 s'avère être une expérience très rapide avec 4 changements de position du palpeur. Les deux autres sont des cas plus lents avec seulement deux, puis un changement.

Les changements de position du palpeur sont aisément repérables sur la figure 9.2.. On y observe un déplacement du palpeur lorsqu'il y a une discontinuité subite sur la courbe d'évolution du profil d'épaisseur du dépôt.

L'examen du cas n°1 montre, après le premier changement de position du palpeur, des profils d'évolution similaires. Le temps nécessaire pour atteindre à nouveau une hauteur de 3 mm pour chaque position est respectivement de 11 min, 4 min 30 s, 5 min 30 s et 8 min. Ceci

donne des vitesses de propagation du front de glace dans le plan de l'écoulement respectivement de 0,9, 2,2, 1,8, 1,25 cm/min.

On note une vitesse de propagation du front lente au départ qui coïncide avec la formation du dépôt et son expansion suivant les trois directions de l'espace. La progression se fait alors à un rythme plus élevé avec des vitesses très voisines. En effet à ce moment le dépôt ne se forme plus alors que dans deux directions : celle opposée à l'écoulement et bien sur suivant la hauteur du canal. Le dépôt ne se développe quasiment plus suivant la direction transversale. La largeur de la veine est alors pratiquement occupée par le dépôt à l'exception d'un espace de quelques centimètres de part et d'autre du cercle de glace. Il est à noter que la forme du dépôt sur la plaque de cuivre de la veine d'essais a désormais une forme d'éllipse.

Le cas n°1 montre que pour les positions de palpeur 2, 3 et 4, le dépôt n'arrive pas à obstruer le canal. En effet on constate que l'épaisseur du dépôt atteint une valeur limite qui est ici d'environ 3,5 mm. Ceci va dans le sens de ce qui précède. Il semble que pour des essais très rapides, c'est à dire avec une puissance frigorifique importante par rapport au débit d'eau, le direction de développement du dépôt est longitudinale, opposée à l'écoulement dans la configuration contre-courant.

Le cas n°2 qui est un essai qui s'est déroulé sur un laps de temps très important d'environ deux heures n'a permis que deux changements de position. On n'en présente qu'un sur la figure 9.2. de façon à pouvoir mieux comparer les trois essais. De plus le développement du dépôt sous la troisième position s'est effectuée très lentement et n'a pas atteint une épaisseur très conséquente. Pour atteindre une épaisseur de 3 mm au sein de la veine sous la position 2, il a fallu un temps de 45 min ce qui donne une vitesse de déplacement excessivement lente de 0,2 cm/min. De plus, on observe que le dépôt atteint une valeur assez proche de celle de la hauteur de la veine (4 mm). Dans ce cas il semble que le dépôt se développe plutôt dans le sens de la hauteur du fait d'une puissance frigorifique assez faible et d'un débit d'eau plus important que dans le cas n°1.

Le cas n°3 représente un cas intermédiaire entre les deux cas présentés ci-dessus. En effet on constate que le palpeur a été déplacé deux fois et que sous la position 2, la hauteur du dépôt a atteint 4,5 mm. La vitesse de déplacement du front est alors 0,75 et 0,31 cm/min pour atteindre 3 mm sous les positions 2 et 3. On a donc comme pour le cas n°1 une vitesse élevée de déplacement du front dans la première partie du phénomène puis une phase plus lente d'expansion du dépôt sur la plaque dans le sens de la hauteur.

9.1.3. Conclusion partielle

Il apparaît qu'une étude de la propagation du front de glace au cours du temps semble permettre de comprendre comment s'organise le développement du dépôt au coeur de la veine. En effet les trois cas présentés montrent des processus de formation différents d'un cas à l'autre.

L'acquisition de deux palpeurs supplémentaires pourrait par la suite rendre possible le suivi de l'évolution suivant les trois directions du dépôt de glace au cours du temps. De plus l'installation du montage 3, pour lequel on prévoit une formation du dépôt sur toute la largeur de la veine d'essais, autorisera un suivi de la propagation du dépôt de meilleure qualité.

9.2. Analyse entropique

Après avoir étudié le comportement du front de glace, on va s'attacher maintenant à exploiter quelques expériences à l'aide des modèles développés précédemment.

9.2.1. Analyse locale des dégradations d'énergie

9.2.1.1. Cadre de l'application du critère entropique local

L'étude locale des dégradations d'énergie va s'effectuer en sortie d'échangeur là où se développe le dépôt. Le calcul des entropies thermique et mécanique est réalisé à l'aide des formules suivantes développées au chapitre 5 :

$$\dot{S}_{ch} = \frac{K.p.\left(\frac{T_{cs}}{T_{fe}} - 1\right)^2}{\frac{T_{cs}}{T_{fe}}} \qquad (9.1.)$$

$$\dot{S}_{\Delta P} = -\frac{\dot{q}_v}{T_{cs}} \cdot \frac{\Delta P}{\Delta x} \qquad (9.2.)$$

Le calcul de l'entropie de chaleur se fait en utilisant comme paramètre adimensionné T_{cs}/T_{fe}. On substitue alors au paramètre $T_{f,i}/T_{f,e}$ des formules du chapitre 5, le paramètre T_{cs}/T_{fe}. En effet pour les expériences réalisées, le paramètre le plus accessible est celui-ci.

9.2.1.2. Exploitation d'une expérience

La figure 9.3. présente l'évolution de ces deux termes au cours du temps pour un essai réalisé avec un débit d'eau de 300 l/h, un débit de solution de friogel de 400 l/h et une température d'entrée de la solution de friogel de -15°C.

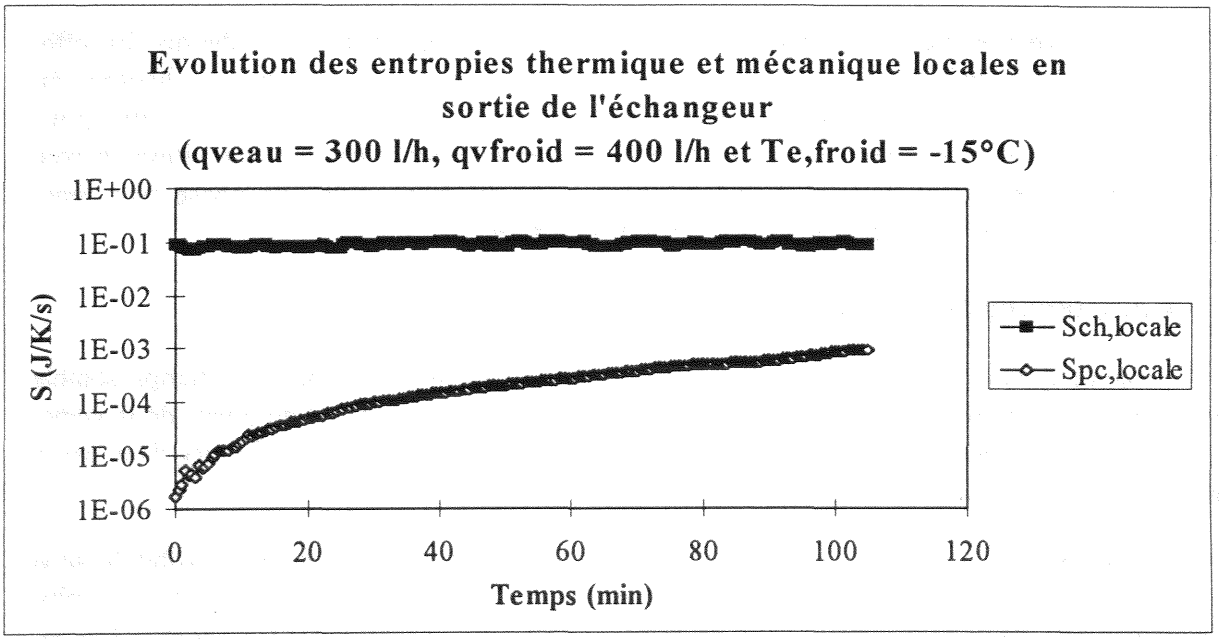


figure 9.3. : évolution des entropies thermique et mécanique locales en sortie de l'échangeur

avec $\dot{q}_{v,eau}$ = 300 l/h, $\dot{q}_{v,froid}$ = 400 l/h et $T_{e,froid}$ = -15°C

Les principales observations à apporter sur cette figure sont tout d'abord une valeur quasi constantes de l'entropie de chaleur ce qui avait été remarqué dans le cas où le paramètre adimensionné est $T_{f,i}/T_{f,e}$. D'autre part on note la croissance impressionnante des dégradations mécaniques puisque ce terme voit sa valeur multipliée par 300 pendant la durée de l'expérience. Néanmoins les dégradations thermiques restent toujours très importantes par rapport à l'entropie mécanique. Ceci est une des conclusions qui avaient été tirées à la fin du chapitre 5 en régime laminaire.

L'étude théorique menée au chapitre 5 s'affranchit du temps d'expérimentation en examinant les dégradations d'énergie en fonction de l'épaisseur adimensionnée e/d. Il convient donc de traduire la courbe précédente en fonction de ce paramètre.

Lors de cette étape, il apparaît que ce traitement n'est possible que pour la phase initiale du phénomène. En effet pour procéder à une telle exploitation à chaque position du palpeur, il est nécessaire de pouvoir avoir accès à cet endroit, à la température de l'eau et de la température de la solution de friogel ainsi qu'à la perte de pression entre l'entrée et la position du palpeur. Ceci n'est pas actuellement réalisable sur le montage 2 utilisé.

La figure 9.4. condense les résultats obtenus par simulation et expérimentalement pour la même expérience qu'à la figure 9.3..

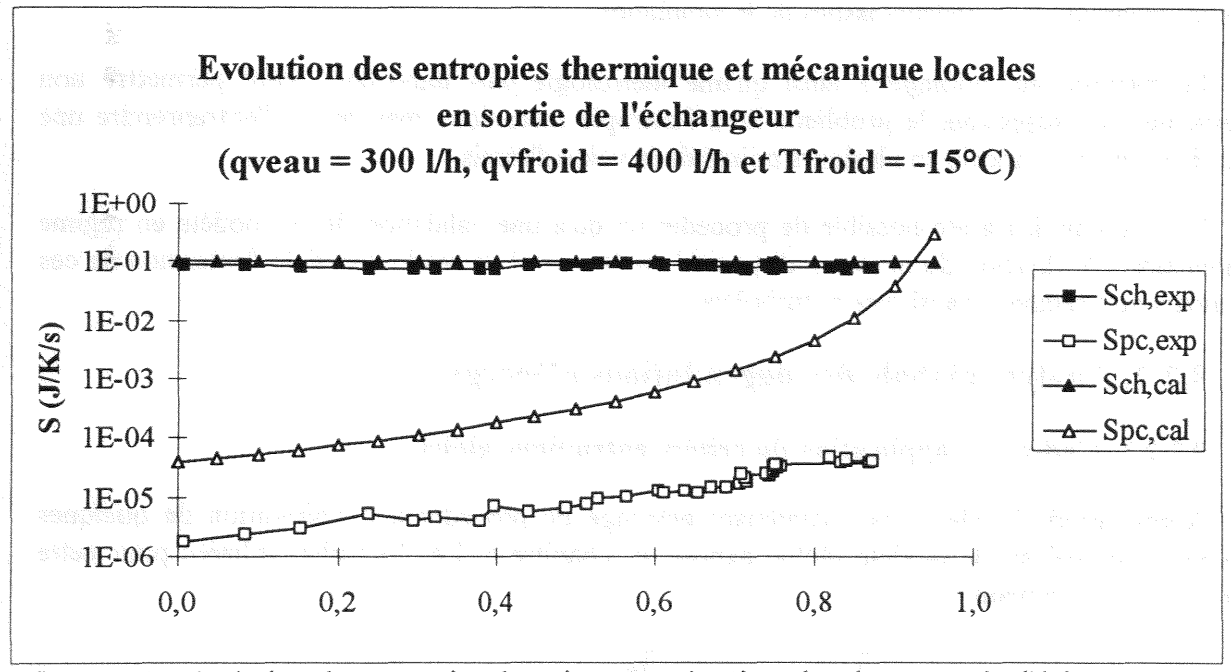


figure 9.4. : évolution des entropies thermique et mécanique locales en sortie d'échangeur en fonction de e/d pendant la phase initiale de l'expérience

avec $q_{v,eau}$ = 300 l/h, $q_{v,froid}$ = 400 l/h et $T_{e,froid}$ = -15°C

On note une très bonne adéquation entre la valeur de l'entropie de chaleur prédit par le modèle et celle déterminée expérimentalement. Par contre on constate au niveau des dégradations mécaniques une grosse divergence entre le calcul et l'expérimental puisque l'on a un facteur quasiment de 100 entre les deux cas. Toutefois on observe que les deux courbes ont des évolutions similaires.

Ceci s'explique aisément en examinant une des conditions imposées pour simuler l'encrassement. En effet on impose un dépôt uniforme dans la section étudiée lors des calculs d'entropies or ceci n'est pas réalisé pour les expériences effectuées. Cette hypothèse s'avère avoir une influence plus importante sur les dégradations mécaniques car la valeur de e/d utlisée pour l'exploitation des expériences n'est valable qu'au centre de la veine et non sur toute le largeur de la veine. On a donc dans ce cas une sous évaluation de l'entropie mécanique par rapport à la valeur issue de la simulation. Par contre l'entropie de chaleur n'est guère affectée par la non uniformité du dépôt car lors de l'encrassement le coefficient global de transfert de chaleur, K n'évolue guère.

9.2.1.3. Conclusion partielle

L'exploitation de l'expérience présentée à l'aide du critère entropique local montre une bonne adéquation entre l'expérimental et les valeurs issues de la simulation en ce qui concerne l'entropie de chaleur. Le problème rencontré au niveau des dégradations mécaniques s'explique par la formation circulaire du dépôt de glace au sein de la veine d'essais. Ceci entraine alors un dépôt non uniforme qui sous-estime la valeur expérimentale de ce terme par rapport à celle issue de la simulation où l'hypothèse d'un dépôt uniforme est effectuée.

L'exploitation d'autres expériences suivant le même principe a révélé des comportements identiques des dégradations d'énergie entre les valeurs calculées à partir des données expérimentales et les valeurs issues de la simulation.

Le passage au montage 3 ainsi qu'une métrologie plus importante vont permettre non seulement de supprimer le problème lié à l'entropie mécanique mais aussi d'entreprendre une étude entropique locale en plusieurs points de la veine d'essais.

D'autre part il n'a été possible de procéder ici qu'à une validation de ce modèle en régime laminaire. L'utilisation du nouveau dispositif expérimental va rendre possible l'extension de ces travaux aux régimes transitoire et turbulent.

9.2.2. Analyse globale des dégradations d'énergie

9.2.2.1. Cadre de l'application du critère entropique global

Après l'étude locale, il est maintenant envisagé de procéder à l''exploitation de quelques expériences suivant le modèle global exposé au chapitre 6. Les formules utilisées pour cette étape sont les suivantes :

$$\dot{S}_{ch} = \dot{m}_c . C_{pc} . \ln\frac{T_{cs}}{T_{ce}} + \dot{m}_f . C_{pf} . \ln\frac{T_{fs}}{T_{fe}} \qquad (9.3.)$$

$$\dot{S}_{\Delta P} = \frac{\dot{m}_c}{\rho_c} . \frac{\Delta P}{L} . \frac{\ln\frac{T_{cs}}{T_{ce}}}{T_{cs} - T_{ce}} + \frac{2 . \dot{m}_f^3 . f_f . L}{\rho_f^2 . d_{hf} . a_f^2} . \frac{\ln\frac{T_{fs}}{T_{fe}}}{T_{fs} - T_{fe}} \qquad (9.4.)$$

On constate que l'entropie mécanique est calculée de deux façons suivant que l'on se situe côté froid ou côté chaud. En effet du côté du fluide chaud (eau), on dispose de la mesure des pertes de pression durant l'expérience alors que du côté du fluide froid, il faut procéder à un

calcul des pertes de charges puisque l'on ne mesure pas cette donnée pour la solution de friogel actuellement.

9.2.2.2. Exploitation d'une expérience

La figure 9.5. est relative à un essai effectué avec un débit eau de 150 l/h, un débit de solution de friogel de 700 l/h et une température d'entrée de cette solution de -17,5°C. Elle présente l'évolution des entropies de chaleur et visqueuse au cours du temps.

On note que comme pour l'étude locale, on a une entropie thermique qui reste pratiquement constante durant l'expérience. Ce phénomène a été constaté au chapitre 6 même si ce résultat est présenté en fonction de l'épaisseur adimensionnée e/d.

En ce qui concerne les dégradations mécaniques, on constate que comme à l'accoutumé elles évoluent de façon significative dans un rapport d'environ 50.

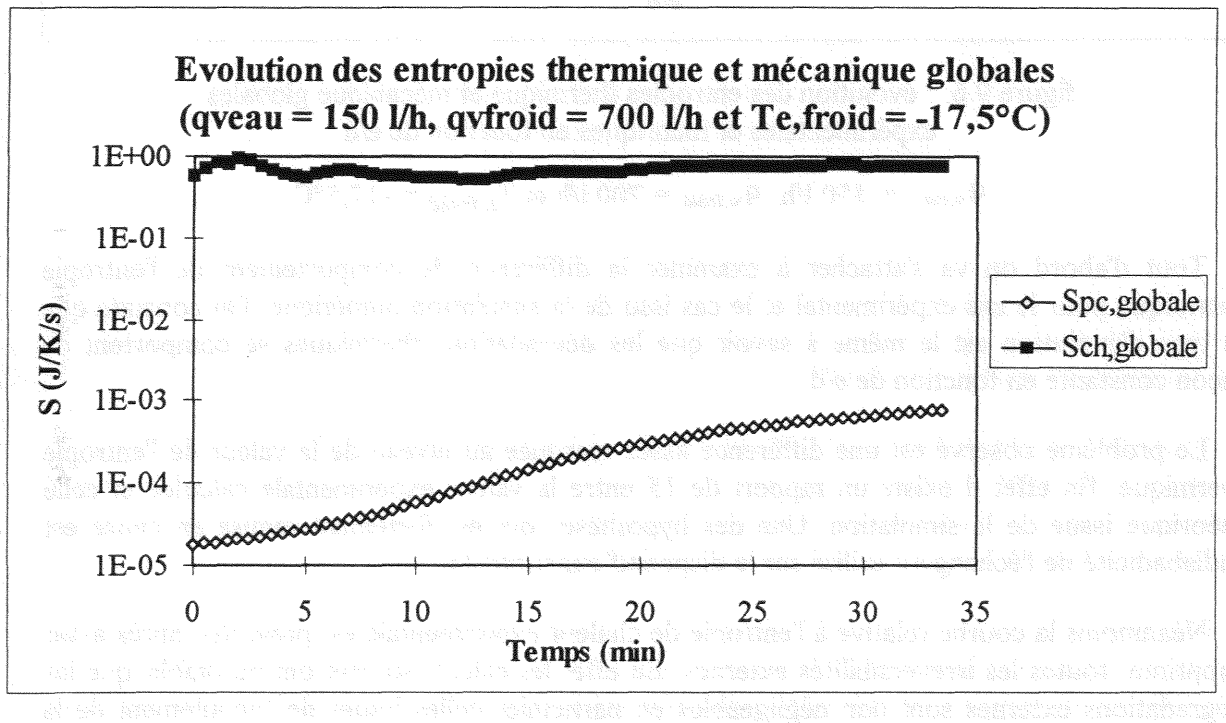


figure 9.5. : évolution des entropies thermique et mécanique au cours du temps

$\dot{q}_{v,eau}$ = 150 l/h, $\dot{q}_{v,froid}$ = 700 l/h et $T_{e,froid}$ = -17,5°C

Pour établir une comparaison entre les résultats issus de la simulation numérique et ceux provenant de l'expérience, il convient de ramener les courbes présentées en fonction du temps, en fonction de l'épaisseur adimensionnée e/d.

Cette exploitation n'est encore possible que pour la première phase de l'encrassement, c'est à dire pour la position initiale du palpeur. Les données recueillies pour les autres positions ne rentrent pas dans le cadre de cette étude.

La figure 9.6. regroupe les résultats expérimentaux et simulés pour l'essai réalisé avec un débit eau de 150 l/h, débit de solution de friogel de 700 l/h et une température d'entrée de cette solution de -17,5°C.

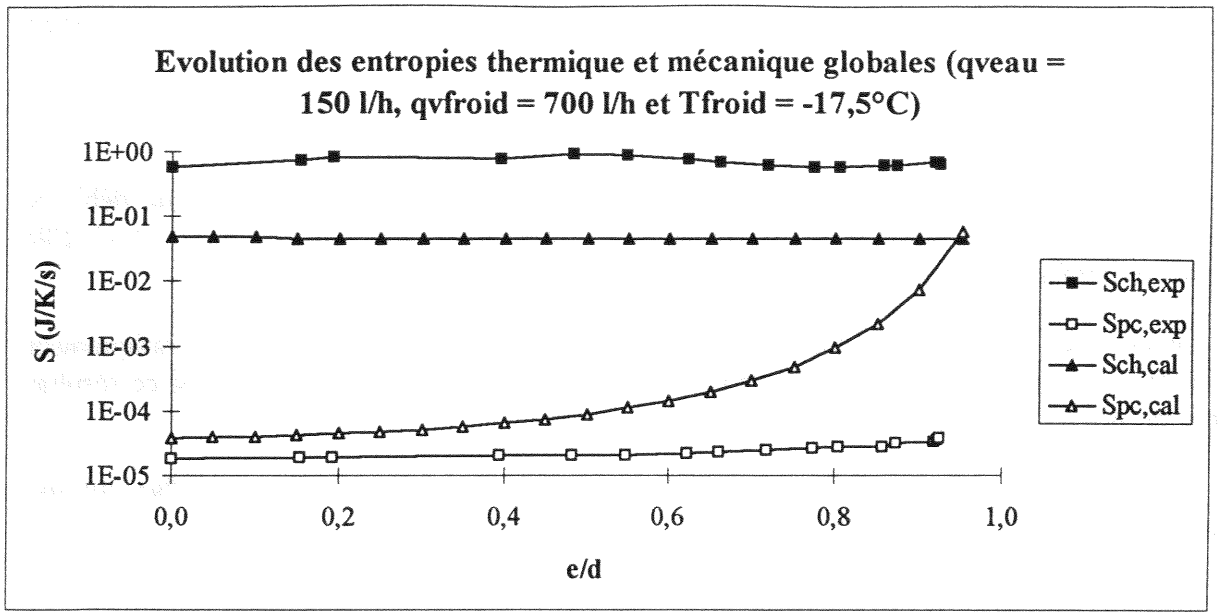


figure 9.6. : évolution des entropies thermique et mécanique globales expérimentales et théoriques en fonction de e/d

$\dot{q}_{v,eau}$ = 150 l/h, $\dot{q}_{v,froid}$ = 700 l/h et $T_{e,froid}$ = -17,5°C

Tout d'abord on va s'attacher à examiner la différence de comportement de l'entropie thermique pour le cas expérimental et le cas issu de la simulation numérique. On constate que le type d'évolution est le même à savoir que les dégradations thermiques se comportent de façon constante en fonction de e/d.

Le problème observé est une différence assez marquée au niveau de la valeur de l'entropie thermique. En effet il existe un rapport de 15 entre la valeur expérimentale calculée et celle théorique issue de la simulation. Une des hypothèses qui est fortement remise en cause est l'adiabadicité de l'échangeur utilisé sur le dispositif expérimental.

Néanmoins la courbe relative à l'entropie de chaleur expérimentale est présentée après avoir supprimer toutes les irréversibilités externes. En effet les calculs suivant ont pu établir que les dégradations externes sont non négligeables en particulier celles issues de l'écoulement de la solution de friogel.

$$\dot{S}_{ext} = \frac{\dot{m}_f . C_{pf} . (T_{fs} - T_{fe})}{T_{amb}} - \frac{\dot{m}_c . C_{pc} . (T_{ce} - T_{cs})}{T_{amb}} \qquad (9.5.)$$

Il doit subsister d'autres sources d'irréversibilités qu'il doit être possible de supprimer par une meilleure isolation de l'échangeur étudié.

L'entropie mécanique a un comportement nettement plus prévisible compte tenu de l'analyse effectuée au paragraphe précédent concernant l'étude locale. En effet comme dans ce cas on constate une évolution assez similaire des courbes pour une valeur de e/d < 0,4. Pour e/d > 0,4, Les deux courbes divergent fortement compte tenu de l'hypothèse de formation d'un dépôt uniforme pour le calcul théorique alors que ceci ne rend pas compte de ce qui se passe sur le montage expérimental.

9.2.2.3. Conclusion partielle

Le travail présenté au paragraphe précédent concernant l'étude globale des dégradations d'énergie révèle, comme pour l'analyse locale, une assez bonne confrontation qualitative entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la simulation numérique.

Il faut toutefois être plus prudent que pour le cas de l'étude locale. Si on se heurte toujours au même problème inhérent à la conception du montage, concernant la formation du dépôt pour comparer les entropies mécaniques théorique et expérimentale, on est de plus confronté à des problèmes d'irréversibiltés externes sur le dispositif expérimental. L'hypothèse d'adiabadicité dont on se sert pour déterminer les entropies de chaleur théoriques n'est plus exacte lors du passage au cas expérimentaux. Bien entendu l'examen d'autres expériences révèlent le même problème.

Le passage au montage 3 ainsi qu'une meilleure isolation thermique vont sans doute permettre de résoudre ces problèmes. De plus il sera alors possible d'étudier le comportement des dégradations d'énergies pour les régimes transitoire et turbulent.

9.3. Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de mettre en évidence les possibilités d'exploitation des résultats expérimentaux obtenus lors de cette étude. Dans un premier temps, on s'est attaché à observer la propagation du dépôt de glace. Les conclusions émises à ce sujet sont d'ordre qualitatif et permettent de suivre la courbe d'évolution du profil d'épaisseur du dépôt, et de déterminer quel type de propagation se produit.

En ce qui concerne l'analyse entropique, il apparaît quelques problèmes d'adéquation entre les modèles et les résultats issus des expériences réalisées, dus essentiellement à la conception du montage. En effet le type de dépôt généré de forme circulaire et le manque d'isolation thermique sont les principales causes d'un décalage entre l'expérience et la théorie.

Néanmoins les modèles analytiques développés montrent des perspectives intéressantes tant il est vrai que le sens de variation des dégradations d'énergies simulées numériquement va dans celui des résultats issus de l'expérience. Le passage au montage 3 avec une introduction du fluide froid par un système de convergent-divergent va sans doute apporter plus de précision sur les résultats obtenus. Il faudra aussi entreprendre une meilleure isolation thermique pour atteindre cet objectif. De plus il sera alors possible d'entreprendre une validation pour les régimes transitoire et turbulent.

SYNTHESE DE L'ETUDE EXPERIMENTALE

La première étape de ce travail met en avant les difficultés d'obtenir un dispositif expérimental permettant la formation d'un dépôt de glace sur plaque lors d'un écoulement forcé. En effet le cheminement présenté prouve qu'il a fallu faire évoluer le montage initial pour atteindre ce but. Cette évolution semble d'ailleurs être sur quelques points de vue insuffisante et nécessite même la mise en place d'un nouveau dispositif pour les campagnes expérimentales ultérieures.

La suite de cette étude se base sur les résultats expérimentaux issus du montage 2. Le dépouillement de ces données se fait suivant deux axes principaux. Tout d'abord on se place d'un point de vue paramétrique afin de connaître l'influence des paramètres mis en jeu, puis on s'intéresse au développement du critère entropique de manière à comparer les résultats théoriques avec ceux obtenus expérimentalement.

Le chapitre 8 présente d'une façon paramétrique les résultats expérimentaux obtenus. Toutes ces expériences ont été effectuées pour un régime laminaire car le dispositif ne permet dans sa configuration actuelle que ce type de manipulation. Il apparaît que les paramètres de température d'entrée du fluide froid ainsi que son débit sont des facteurs déterminants dans l'obtention du phénomène. Toutefois il ne faut pas négliger le rôle du débit d'eau notamment en ce qui concerne les pertes de pression.

La confrontation des résultats expérimentaux interprétés suivant le critère entropique a au sein du chapitre 9 révélé une bonne confrontation qualitative des données expérimentales et des résultats issus de la simulation numérique. En effet on note une assez bonne corrélation entre les valeurs des entropies de chaleur expérimentales et numériques (hormis pour le critère globale où on se heurte à des problèmes d'adiabadicité). Par contre, en ce qui concerne le terme de dégradation mécanique, l'adéquation est difficile compte tenu de la géométrie de la veine imposant la formation d'un dépôt circulaire. La simulation numérique, pour sa part suppose un dépôt uniforme dans toute la section de passage. Des expériences menées sur le montage 3 vont sans doute aller dans le sens de la simulation numérique.

Malgré quelques lacunes concernant le nombre d'expérience, les résultats expérimentaux obtenus vont dans le sens de ceux obtenus par simulation numérique. Ceci laisse entrevoir des perspectives intéressantes.

CONCLUSION GENERALE

La modélisation du phénomène d'encrassement des échangeurs de chaleur à plaque a été abordée du point de vue thermodynamique par le critère entropique qui permet de rendre à la fois compte des dégradations thermique et mécanique. Ce problème a été traité pour un échangeur à plaques de configuration de base, comportant une simple plaque jouant le rôle d'interface entre les deux fluides mis en présence.

Les résultats de l'étude théorique pour chaque modèle envisagé donnent une importance certaine aux dégradations mécaniques dans le processus d'encrassement de tels appareils. Les modèles locaux montrent que ce paramètre est très important en régime turbulent et à débit constant. Dans le cas où l'échangeur fonctionne à puissance de pompage constante pour le même régime, la prédominance des dégradations visqueuses se fait moindre.

La simulation de l'encrassement dans l'optique d'un modèle global est très enrichissante car elle permet de s'affranchir de la connaissance des phénomènes locaux se produisant au sein de l'appareil. En effet on considère alors l'échangeur comme une "boîte noire". Cet aspect du problème s'avère par ailleurs intéressant du point de vue industriel car à partir des données directement accessibles (températures d'entrée et de sortie, débit et pertes de pression de chaque fluide), il est possible d'avoir un suivi global de l'encrassement. Les résultats de cette simulation confortent les résultats des modèles locaux ainsi qu'une étude menée sur quelques cas industriels. Il apparaît clairement l'importance des dégradations mécaniques.

La partie expérimentale s'est attachée tout d'abord à décrire le travail nécessaire à la mise en place d'une boucle d'essais performante. Les premiers résultats issus de ce dispositif ont permis de mener une campagne expérimentale en régime laminaire. L'exploitation de ces expériences s'est tout d'abord faite de façon paramétrique afin de comprendre l'importance des paramètres mis en jeu (température d'entrée et débit du fluide froid, débit d'eau). Il s'avère que les paramètres intervenant sur la puissance froide injectée sont très importants comme on pouvait le penser. On constate alors que le phénomène est plus brutal lorsque le débit de fluide froid augmente ou quand la température de fluide froid diminue. En ce qui concerne le rôle du débit d'eau, il semble être un facteur dont l'influence est moins palpable hormis pour l'évolution des pertes de charge.

La seconde étape de ce travail réside dans l'interprétation des expériences menées à l'aide des divers modèles local et global développés dans la première partie. A partir de ces résultats issus de l'expérimentation, on procède à une confrontation avec les résultats de la simulation numérique pratiquée dans la première partie. Il apparaît que cette confrontation est bonne d'un point de vue qualitatif car certains problèmes inhérant au dispositif expérimental s'opposent à une parfaite adéquation des deux résultats. En effet, un problème d'isolation du montage pénalise la modélisation globale du phénomène. Par contre les deux modèles (local et global) achoppent en ce qui concerne la prise en compte des dégradations mécaniques. Ceci est dû à la forme du dépôt circulaire que l'on obtient expérimentalement alors que les modèles font état d'un dépôt uniforme dans toute la section d'écoulement.

PERSPECTIVES

L'étude de l'encrassement des échangeurs de chaleur à l'aide du critère entropique s'avère des plus intéressantes. Les perspectives que l'on peut dégager à partir des résultats de ce travail sont à la fois théoriques et expérimentales.

D'un point de vue modélisation, il convient bien entendu, une fois l'étape analytique passée, de s'attacher à décrire le phénomène de façon plus complète par l'intermédiaire de modèle bidimensionnel. Ce travail a déjà commencé sur la base du système d'équations décrit au sein du chapitre 3 (paragraphe 3.2.2.).

La majeure partie des perspectives envisageables à la suite de ce travail est essentiellement expérimentale. En effet il convient d'entreprendre de nouvelles séries de campagnes expérimentales afin d'obtenir des résultats en régimes transitoire et turbulent. Ceci permettra de valider les modèles analytiques pour ces régimes. Une légère modification du circuit de la solution de friogel devrait permettre cette étude par l'adjonction d'une pompe plus puissante. De plus l'installation d'un régulateur de température sur le groupe frigorifique servant à refroidir l'eau permettra d'inclure la température d'entrée de l'eau comme paramètre d'étude.

La dernière perspective réside dans la mise en place du montage expérimental 3. Ce nouveau dispostif, motivé par les insuffisances des précédents montages va permettre d'obtenir des expérimentations plus "propres". L'introduction et la sortie de la solution de friogel par un système de convergent-divergent supprimera la forme du dépôt circulaire décrit dans ce mémoire au profit d'un dépôt plus uniforme. De plus l'implantation d'une métrologie supplémentaire (thermocouples, mesures de pertes de pression et d'épaisseur ainsi que des thermofluxmètres en paroi) vont aussi aller dans le sens d'une plus grande précision des mesures.

LISTE DES REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] **ANJORIN M.**

Etude thermodynamique de l'encrassement en écoulement monophasique (critère entropique).

D.E.A. - I.N.P. de Lorraine - Octobre 1990, Nancy.

[2] **GRILLOT J.M.**

Etude du dépôt de particules en phase gazeuse dans des canaux d'échangeurs thermiques à plaques.

Thèse - I.N.P. de Grenoble - Février 1989, Grenoble.

[3] **PEREZ J.M.**

Dépôt anisotherme de fines particules sur les surfaces lisses ou ailetées. Application à l'écoulement des échangeurs sur fumées de moteurs Diesel.

Thèse - I.N.S.A. de Lyon - 1990, Lyon.

[4] **ANJORIN M.**

Etude de l'encrassement d'échangeurs de chaleur. Nouvelles propositions sur les critères d'encrassement.

Thèse - I.N.P. de Lorraine - Décembre 1993, Nancy.

[5] **BOHNET M. et al.**

Effect of surface structure on fouling behaviour.

Proceedings du congrès du G.R.E.Th. portant sur "Fouling mechanisms - Theoretical and practical aspects" - pp. 39-46 - Avril 1992, Grenoble.

[6] **PRITCHARD A.M.**

Fouling mechanisms.

Nineth meeting of the fouling forum - September 1991.

[7] **DUFFAU C. et al.**

L'encrassement dans les échangeurs. Description, prévention, remèdes.

G.R.E.Th. - Ed. Lavoisier - Avril 1995.

[8] **FEIDT M.**

L'encrassement des échangeurs de chaleur.

Journée du G.U.T., S.F.T., G.R.E.Th. - Mars 1990, Paris.

[9] **FEIDT M.**

Thermodynamique et optimisation énergétique des systèmes et procédés.

Technique et documentation. Lavoisier, 2ème édition, 1996.

[10] **KURZ W., MERCIER J.P., ZAMBELLI G.**

Traîté des matériaux. 1. Introduction à la science des matériaux.

Presses polytechniques romandes, 1987 - Chapitre 9, pp. 190-211.

[11] **CLAUSSE M. et al.**

Germination de phases.

Entropie n° 153/154, pp. 33-39, 1990.

[12] **LESOULT G.**

Solidification : Cristallisation et microstructures.

Techniques de l'ingénieur - Vol. M 1I, numéro M 58.

[13] **SAITO A. et OKAWA S.**

Fundamental research on initiation of supercooled water on heat transfer surface.

Department of Mechanical Engineering and Science - Proceedings of tenth international heat transfer conference - Vol. 4, pp. 121-126 - 1994, Brighton (G.B.)

[14] **BIGG E.K.**

The supercooling of water.

Proc. Phys. Soc. - B, 66, pp. 688-694 - 1953.

[15] **CARTE A.E.**

The freezing of water droplets.

Proc. Phys. Soc. - B, 69, pp. 1028-1037 - 1956.

[16] **SAITO A., OKAWA S., MATSUZAWA K. et TAMAKI A.**

Fundamental research on supercooling phenomenon on heat transfer surfaces.

2nd Int. Symp. on cold regions heat transfer - pp. 79-84 - 1989.

[17] **SAITO A., UTAKA Y., OKAWA S., MATSUZAWA K. et TAMAKI A.**

Fundamental research on supercooling phenomenon on heat transfer surfaces - Investigation of an effect of characteristics of surface and cooling rate on a freezing temperature of supercooled water.

International journal of heat and mass transfer - Vol. 33, n° 8, pp. 1697-1709 -1990.

[18] **SAITO A., OKAWA S. et KOGANEZAWA S.**

Fundamental research on supercooling phenomenon on heat transfer surface - Investigation of freezing phenomenon of supercooled water droplet and its relationship with the effect of heat transfer surface.

A.S.M.E./J.S.M.E. - Thermal Eng. Proc. - Vol. 3, pp. 319-326 - 1991.

[19] **STEFAN J.**

Über die Theorie der Eisbildung, insbesondere über die Eisbildung im Polarmeere.

Ann. Phys. Chem. - Vol. 42, pp. 269-286 - 1891.

[20] **DELAUNAY D.**

Transferts de chaleur par conduction associés à un changement de phase.

4ème école d'été du G.U.T. - Tome I, pp. 327-372 - 1990, Pont-à-Mousson.

[21] **SACADURA J.F.**

Initiation aux transferts thermiques.

Technique et documentation - Ed. Lavoisier - pp. 48-61 - 1980.

[22] **OZISIK**

Heat conduction.

John Wiley Sons - pp.410-412 - 1980

[23] **CARLAW & JAEGER**

Conduction of heat in solids.

Oxford University Press - pp. 50-58 - 1959.

[24] **TODA S., SUGIYAMA H., OWADA H.**

Laminar flow heat transfer in a tube with internal solidification.

Trans. Jap. Soc. Mech. Eng. - Vol. 51, pp. 1745-1750 - 1986.

[25] **LANDAU H.**

Heat conduction in a melting solid.

Q. Appl. Math. - Vol. 8, pp. 81-94 - 1950.

[26] **SEKI N., FUKUSAKA S., YOUNAN G.W.**

Ice-formation phenomena for water flow cooled between two cooled parallel plates.

Journal of heat transfer - Vol. 106, pp. 498-505 - 1984.

[27] **WEIGAND B. et BEER H.**

Solidification of flowing liquid in an asymmetric cooled parallel-plate channel.

Int. comm. in heat and mass transfer - Vol. 19, pp. 17-27 - 1992.

[28] **HIRATA T., GILPIN R.R., CHENG K.C. & GATES E.M.**

The steady state ice layer profile on a constant temperature plate in a forced convection flow. I Laminar regime.

International journal of heat and mass transfer - Vol. 22, pp. 1425-1433 - 1979.

[29] **HIRATA T., GILPIN R.R., CHENG K.C.**

The steady state ice layer profile on a constant temperature plate in a forced convection flow. II Transition and turbulent regime.

International journal of heat and mass transfer - Vol. 22, pp. 1435-1443 - 1979.

[30] **BEAUBOUEF R.T. et CHAPMAN A.J.**

Freezing of fluids in forced flow.

International journal of heat and mass transfer - Vol. 10, pp. 1581-1587 - 1967.

[31] **LAPADULA C. et MUELLER W.**

Heat conduction with solidification and convective boundary condition at freezing front.

International journal of heat and mass transfer - Vol. 9, pp. 702-704 - 1966.

[32] **HOYON G., QUENUM A. & FEIDT M.**

Etude locale du critère entropique d'encrassement pour un demi-échangeur à plaques.

Rapport annuel d'activité C.N.R.S. - Programme ECOTECH - Février 1995, Nancy.

[33] **BRAUN J.C.**

Cours échangeurs de chaleur

D.E.A. mécanique et énergétique, I.N.P.L., 1993.

[34] **TINAUT F.V., MELGAR A. &RAHMAN ALI A.A.**

Correlations for heat transfer and flow friction characteristics of compact plate-type heat exchangers.

International journal of heat and mass transfer - Vol. 35, n°7 , pp. 1659-1665 - 1992.

[35] **HOYON G., QUENUM A. & FEIDT M.**

Etude locale du critère entropique d'encrassement pour un demi-échangeur à plaques.

Communication congrès S.F.T. - Mai 1995, Futuroscope.

[36] **LEULIET J.C.**

Comportement hydraulique et thermique des échangeurs à plaques traitant des fluides non-newtoniens.

Thèse - Université de Nancy I - 1988, Nancy.

[37] Document interne au laboratoire.

références complètes inconnues.

[38] **RAZNJEVIC K.**

Tables et diagrammes thermodynamiques

Editions Eyrolles, 1970.

[39] **SCHAAL L.**

Encrassement des chaudières

Rapport interne - 1997, Nancy.

[40] **DELPLACE F.**

Identification des échangeurs de chaleur à plaques. Application à l'étude de l'encrassement par les produits laitiers.

Thèse - Université de Nancy I - Octobre 1995, Nancy.

[41] **GRANDGEORGE S.**

Contribution à l'étude de l'encrassement particulaire des échangeurs à plaques corruguées en milieu liquide.

Thèse - I.N.P. de Grenoble - 1992, Grenoble.

[42] **AMBLARD A.**

Comportement hydraulique et thermique d'un canal plan corrugué. Application aux échangeurs de chaleur à plaques.

Thèse - I.N.P. de Grenoble - Mars 1986, Grenoble.

[43] **G.R.E.Th.**

Les échangeurs à plaques : description et éléments de dimensionnements.

Technique et documentation. Lavoisier, 2ème édition, Avril 1985.

[44] **IDEL'CIK I.E.**

Memento des pertes de charge, pp. 67 et 68.

Ed. EYROLLES.

LISTE DES PUBLICATIONS

HOYON G., QUENUM A. & FEIDT M.

Etude locale du critère entropique d'encrassement pour un demi-échangeur à plaques.

Communication congrès S.F.T. - Mai 1995, Futuroscope.

HOYON G., QUENUM A. & FEIDT M.

Etude locale du critère entropique d'encrassement pour un demi-échangeur à plaques.

Rapport annuel d'activité C.N.R.S. - Programme ECOTECH - Février 1995, Nancy.

HOYON G., QUENUM A. & FEIDT M.

Etude thermodynamique de l'encrassement des échangeurs de chaleur à plaques.

Rapport annuel d'activité C.N.R.S. - Programme ECOTECH - Février 1996, Nancy.

HOYON G., ROBERT L. & FEIDT M.

Etude de l'encrassement en géométrie plane. Aspects expérimentaux.

Rapport annuel d'activité C.N.R.S. - Programme ECOTECH - Février 1997, Nancy.

ANNEXES

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

ANNEXE 1 : CALCUL D'ERREURS

Le but de cette annexe est de présenter l'incertitude des calculs menés dans le chapitre 9 à partir des précisions des appareils de mesure utilisé.

Le calcul d'erreur induit par l'imprécision des appareils est défini de la manière suivante pour un le calcul d'une grandeur F dépendant de plusieurs paramètres x_1, x_2, ..., x_n :

$$F = f(x_1, x_2, ..., x_n) \tag{A1.1.}$$

$$\delta F = \left|\frac{\partial F}{\partial x_1}\right|.\delta x_1 + \left|\frac{\partial F}{\partial x_2}\right|.\delta x_2 + ... + \left|\frac{\partial F}{\partial x_n}\right|.\delta x_n \tag{A1.2.}$$

On obtient alors l'incertitude relative sur :

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\left|\frac{\partial F}{\partial x_1}\right|.\Delta x_1 + \left|\frac{\partial F}{\partial x_2}\right|.\Delta x_2 + ... + \left|\frac{\partial F}{\partial x_n}\right|.\Delta x_n}{F} \tag{A1.3.}$$

Δx_1, Δx_2, ..., Δx_n représentent la précision délivrée par les appareils lors de la mesure des grandeurs x_1, x_2, ...,x_n.

Les calculs d'erreurs des différents grandeurs calculées sont :

- pour les coefficients de transferts de chaleur :

$$\frac{\Delta K_{cd}}{K_{cd}} = \frac{\Delta e_d}{e_d} \tag{A1.4.}$$

$$\frac{\Delta K_e}{K_e} = \frac{1}{3}.\frac{\Delta \overset{\circ}{q}_{v,f}}{\overset{\circ}{q}_{v,f}} \tag{A1.5.}$$

$$\frac{\Delta K_{cv,i}}{K_{cv,i}} = \frac{1}{3}.\frac{\Delta \overset{\circ}{q}_{v,c}}{\overset{\circ}{q}_{v,c}} + \frac{4}{3}.\frac{\Delta e_d}{e_d} \tag{A1.6.}$$

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{K}{K_{cd}^2}.\Delta K_{cd} + \frac{K}{K_e^2}.\Delta K_e + \frac{K}{K_{cv,i}^2}.\Delta K_{cv,i} \tag{A1.7.}$$

- pour les entropies locales :

$$\frac{\Delta \overset{\circ}{S}'_{ch}}{\overset{\circ}{S}'_{ch}} = \frac{\Delta K}{K} + 2.\frac{\left|T_{cs}^2 - T_{fe}^2\right|}{\left(T_{cs} - T_{fe}\right)}.\Delta T \tag{A1.8.}$$

$$\frac{\Delta S_{\Delta P}}{S_{\Delta P}} = \frac{\Delta q_{v,c}}{q_{v,c}} + \frac{\Delta T}{T_{cs}} + \frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} \qquad \text{(A1.9.)}$$

• pour les entropies globales :

$$\frac{\Delta S_{ch,c}}{S_{ch,c}} = \frac{\Delta q_{v,c}}{q_{v,c}} + \frac{\Delta T}{T_{cs}} \cdot \frac{1}{\ln \frac{T_{cs}}{T_{ce}}} + \frac{\Delta T}{T_{ce}} \cdot \frac{1}{\ln \frac{T_{cs}}{T_{ce}}} \qquad \text{(A1.10.)}$$

$$\frac{\Delta S_{ch,f}}{S_{ch,f}} = \frac{\Delta q_{v,f}}{q_{v,f}} + \frac{\Delta T}{T_{fs}} \cdot \frac{1}{\ln \frac{T_{fs}}{T_{fe}}} + \frac{\Delta T}{T_{fe}} \cdot \frac{1}{\ln \frac{T_{fs}}{T_{fe}}} \qquad \text{(A1.11.)}$$

$$\frac{\Delta S_{ch}}{S_{ch}} = \frac{\Delta S_{ch,c}}{S_{ch,c}} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{S_{ch,f}}{S_{ch,c}}\right)} + \frac{\Delta S_{ch,f}}{S_{ch,f}} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{S_{ch,c}}{S_{ch,f}}\right)} \qquad \text{(A1.12.)}$$

$$\frac{\Delta S_{\Delta P,c}}{S_{\Delta P,c}} = \frac{\Delta q_{v,c}}{q_{v,c}} + \frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} + \frac{\left|\left(1 - \frac{T_{ce}}{T_{cs}}\right) - \ln \frac{T_{cs}}{T_{ce}}\right|}{(T_{cs} - T_{ce}) \cdot \ln \frac{T_{cs}}{T_{ce}}} \cdot \Delta T + \frac{\left|\left(1 - \frac{T_{cs}}{T_{ce}}\right) - \ln \frac{T_{cs}}{T_{ce}}\right|}{(T_{cs} - T_{ce}) \cdot \ln \frac{T_{cs}}{T_{ce}}} \cdot \Delta T \qquad \text{(A1.13.)}$$

$$\frac{\Delta S_{\Delta P,f}}{S_{\Delta P,f}} = \frac{\Delta q_{v,f}}{q_{v,f}} + \frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} + \frac{\left|\left(1 - \frac{T_{fe}}{T_{fs}}\right) - \ln \frac{T_{fs}}{T_{fe}}\right|}{(T_{fs} - T_{fe}) \cdot \ln \frac{T_{fs}}{T_{fe}}} \cdot \Delta T + \frac{\left|\left(1 - \frac{T_{fs}}{T_{fe}}\right) - \ln \frac{T_{fs}}{T_{fe}}\right|}{(T_{fs} - T_{fe}) \cdot \ln \frac{T_{fs}}{T_{fe}}} \cdot \Delta T \qquad \text{(A1.14.)}$$

$$\frac{\Delta S_{\Delta P}}{S_{\Delta P}} = \frac{\Delta S_{\Delta P,c}}{S_{\Delta P,c}} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{S_{\Delta P,f}}{S_{\Delta P,c}}\right)} + \frac{\Delta S_{\Delta P,f}}{S_{\Delta P,f}} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{S_{\Delta P,c}}{S_{\Delta P,f}}\right)} \qquad \text{(A1.15.)}$$

Les précisions des appareils utilisés sont :

$$\Delta T = 0{,}1°C \qquad \text{(A1.16.)}$$

$$\Delta e_d = 0{,}01 \text{ mm} \qquad \text{(A1.17.)}$$

$$\frac{\Delta q_{v,c}}{q_{v,c}} = \frac{\Delta q_{v,f}}{q_{v,f}} = 0{,}016 \qquad \text{(A1.18.)}$$

$$\frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} = 0{,}01 \qquad \text{(A1.19.)}$$

On a alors pu déterminer en moyenne une incertitude sur les calculs présentés.

Pour les coefficients de transfert de chaleur, on a :

$$\frac{\Delta K_{cd}}{K_{cd}} = 3{,}7\% \qquad \text{(A1.20.)}$$

$$\frac{\Delta K_{e}}{K_{e}} = 5\% \qquad \text{(A1.21.)}$$

$$\frac{\Delta K_{cv,i}}{K_{cv,i}} = 1{,}3\% \qquad \text{(A1.22.)}$$

$$\frac{\Delta K}{K} = 6\% \qquad \text{(A1.23.)}$$

Pour les entropies locales, on a :

$$\frac{\Delta \overset{\circ}{S}'_{ch}}{\overset{\circ}{S}'_{ch}} = 17{,}8\% \qquad \text{(A1.24.)}$$

$$\frac{\Delta \overset{\circ}{S}'_{\Delta P}}{\overset{\circ}{S}'_{\Delta P}} = 18{,}3\% \qquad \text{(A1.25.)}$$

Pour les entropies globales, on a :

$$\frac{\Delta \overset{\circ}{S}_{ch}}{\overset{\circ}{S}_{ch}} = 18\% \qquad \text{(A1.26.)}$$

$$\frac{\Delta \overset{\circ}{S}_{\Delta P}}{\overset{\circ}{S}_{\Delta P}} = 15\% \qquad \text{(A1.27.)}$$

Les erreurs relatives obtenues pour les entropies semblent assez élevées mais restent tout de même dans une gamme acceptable. On pourra sans doute améliorer la qualité de ces résultats en utilisant plus de thermocouples de façon à obtenir une température moyenne pour chaque fluide moins sujette à certaines variations.

ANNEXE 2 : ETUDE DE DIVERS CORRELATIONS POUR LES ECHANGEURS A PLAQUES

Cette annexe se propose d'étudier de façon comparative différentes corrélations existant dans la littérature. La plupart de ces corrélations a été utilisée lors de l'étude théorique.

A2.1. Corrélations de transferts thermiques

On présente les corrélations de trois auteurs en ce qui concerne le transfert thermique.

- **TINAULT [34]:**

Laminaire : $Re < 2000$

$$Nu = 1{,}86.\left[\frac{d_h}{L}.Re_{d_h}.Pr\right]^{1/3} \qquad (A2.1.)$$

Transitoire : $2000 < Re < 10000$

$$Nu = 1{,}86.\left(\frac{D_h}{L}.2.10^3.Pr\right)^{1/3} + \left[\left(0{,}021.\left(10^4\right)^{0{,}8}.Pr^{0{,}43}\right)\right].2{,}54\left[1-\exp\left(-0{,}5.\left(\frac{Re-2000}{8000}\right)^{1{,}5}\right)\right]$$

$$-\left[1{,}86.\left(\frac{D_h}{L}.2.10^3.Pr\right)^{1/3}\right].2{,}54\left[1-\exp\left(-0{,}5.\left(\frac{Re-2000}{8000}\right)^{1{,}5}\right)\right] \qquad (A2.2.)$$

Turbulent : $Re > 10000$

$$Nu = 0{,}021.Re_{d_h}{}^{0{,}8}.Pr^{0{,}43} \qquad \text{car } \frac{L}{d_h} = 50 \qquad (A2.3.)$$

- **AMBLARD [43]**

Laminaire : $Re < 2000$

$$Nu = 1{,}86.\left[\frac{d_h}{L}.Re_{d_h}.Pr\right]^{1/3} \qquad (A2.4.)$$

Turbulent : $Re > 10000$

$$Nu = 0{,}023.Re_{d_h}{}^{0{,}8}.Pr^{1/3}.\left(1+6.\frac{d_h}{L}\right) \qquad (A2.5.)$$

• **BRAUN [33]**

Laminaire : Re < 2000

$$Nu = 2{,}51.\left(\frac{d_h}{L}.Re_{d_h}.Pr\right)^{1/3} \qquad (A2.6.)$$

Turbulent : Re > 10000

$$Nu = 0{,}023.Re_{d_h}{}^{0,8}.Pr^{1/3}.\left(1+6.\frac{d_h}{L}\right) \qquad (A2.7.)$$

A2.2. Corrélations de coefficient de frottement

On donne les corrélations de coefficient de frottement pour les mêmes auteurs qu'au paragraphe précédent hormi pour le dernier. On présente alors les résultats obtenus par le G.R.E.Th..

• **TINAULT [34]:**

Laminaire : Re < 2000

$$f = \frac{64}{Re_{d_h}} \qquad (A2.8.)$$

Transitoire et turbulent : Re > 4000

$$f = \frac{1}{\left(2.\log Re_{d_h} - 2{,}322\right)^2} \qquad (A2.9.)$$

• **AMBLARD [42], G.R.E.Th. [43]**

Laminaire : Re < 2000

$$f = \frac{24}{Re_{d_h}} \qquad (A2.10.)$$

Transitoire et turbulent : Re > 10000

$$f = 0{,}079.Re_{d_h}{}^{-0,25} \qquad (A2.11.)$$

• **Memento des pertes de charge [44]**

Laminaire : Re < 2000

$$f = \frac{64}{Re_{d_h}} \qquad (A2.12.)$$

Turbulent : Re > 4000

$$f = 0{,}3164.Re_{d_h}^{-0{,}25} \qquad \text{(A2.13.)}$$

A2.3. Résultats

Par l'intermédiaire des figures A2.1. et A2.2., on présente les résultats d'une simulation menée avec les corrélations présentées plus haut.

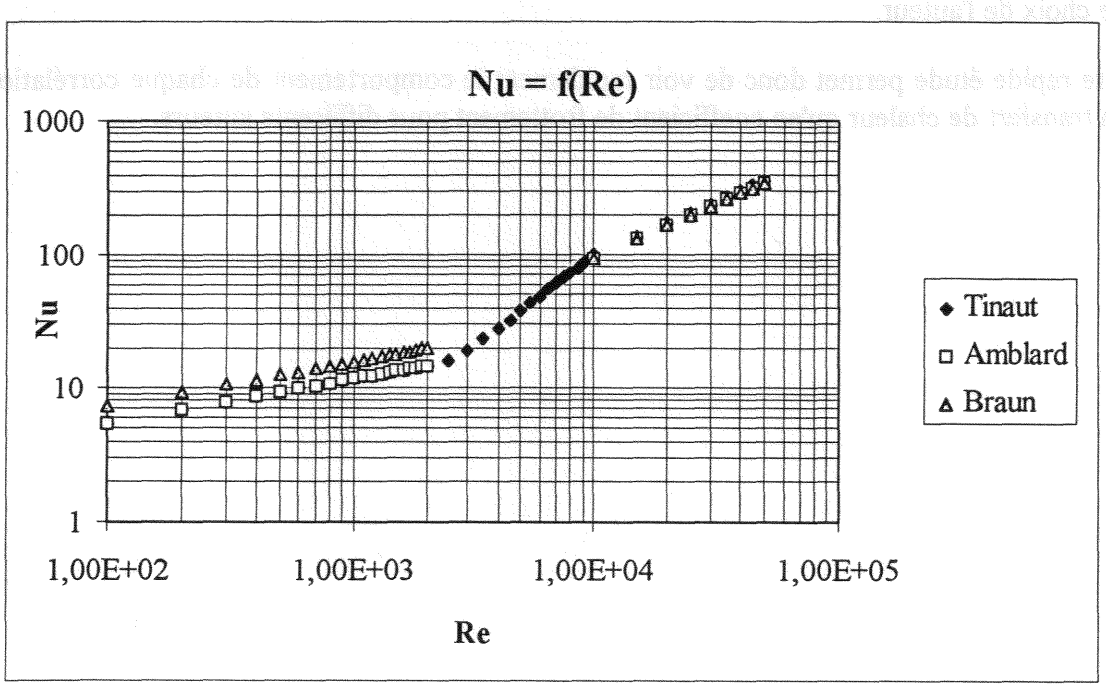


figure A2.1. : courbes Nu = f(Re) pour les trois auteurs présentés

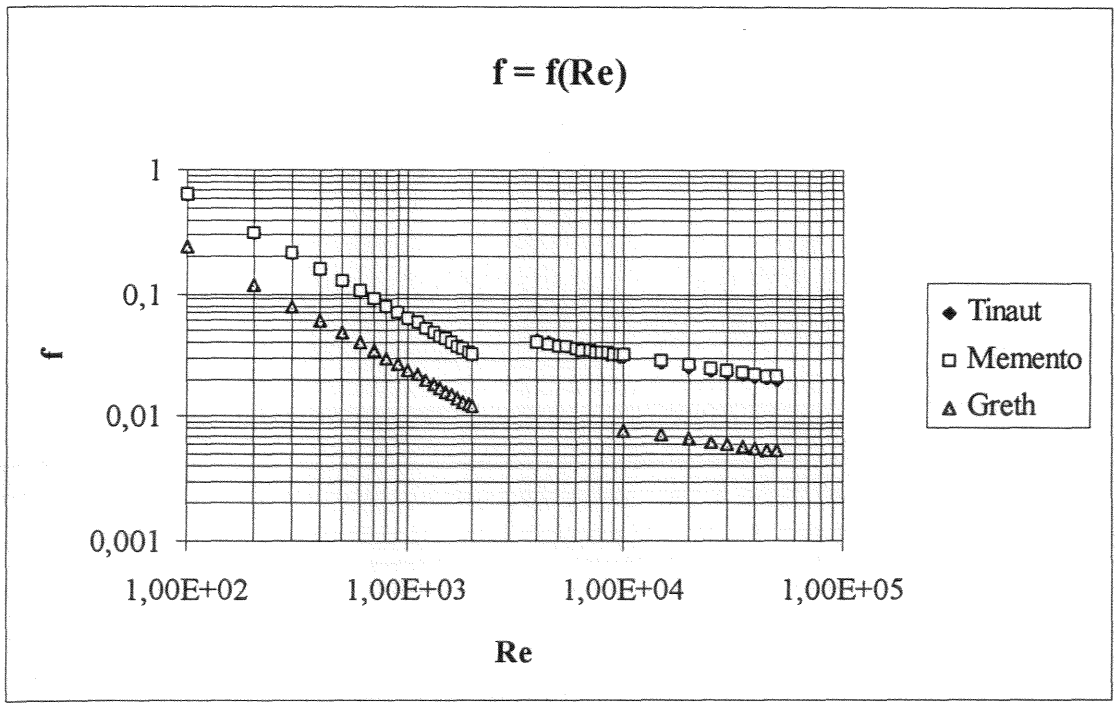


figure A2.2. : courbes f = f(Re) pour les trois auteurs présentés

En ce qui concerne la figure A2.1. relative aux coefficients de transfert de chaleur, on constate que les résultats de la simulation sont très proches compte tenu des formes quasi-similaires voire égales des corrélations en présence. On note que la corrélation de Braun en laminaire semble surestimer le transfert de chaleur. Le choix d'utiliser les corrélations de Tinault paraît judicieux compte tenu de leurs validités dans tous les régimes d'écoulement.

La figure A2.2. montre des résultats dissemblables. Les corrélations de Tinault surestiment les pertes de charge mais elles ont été tout de même utilisées pour conserver une homogénéité dans le choix de l'auteur.

Cette rapide étude permet donc de voir rapidement le comportement de chaque corrélation tant en transfert de chaleur qu'en coefficient de frottement pour différents auteurs.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

Nom : **HOYON**

Prénom : **Guy**

DOCTORAT de l'UNIVERSITE HENRI POINCARE, NANCY-I

en MECANIQUE & ENERGETIQUE

VU, APPROUVÉ ET PERMIS D'IMPRIMER

Nancy, le - 6 OCT 1997 UHP 78

Le Président de l'Université

J.P. FINANCE

3C-F9

UNIVERSITÉ HENRI POINCARÉ · NANCY 1
24-30, rue Lionnois B.P.3069 54013 Nancy cedex
Tél : 83 32 81 81 Fax : 83 32 95 90
Adresse électronique : _____ @presn1.u-nancy.fr

Résumé : Ce rapport est une étude de l'encrassement des échangeurs de chaleur à plaques. Le travail est abordé sous un angle nouveau, celui du critère entropique qui permet, à la fois de rendre compte des dégradations d'énergie mécanique et thermique.
Différents modèles sont développés : modèle mono-dimensionnel pour le demi-échangeur et l'échangeur complet ainsi que le modèle global pour l'échangeur complet (échangeur considéré comme une "boîte noire"). Ces modèles sont utilisés pour différents paramètres (températures, régimes et types d'écoulement) et adimensionnements (par rapport à la puissance initiale ou par rapport à l'état initial non encrassé) pour la configuration de base d'un échangeur à plaques. De plus l'étude de cas industriels pour des échangeurs à plaques corruguées a été menée en modèle global.
L'aspect expérimental du travail repose sur une simulation par dépôt de glace. Les divers montages utilisés ainsi que la métrologie employée sont détaillés. L'exploitation d'une première campagne de mesures a permis, de comprendre l'influence de certains paramètres (températures, débits) dans la formation du dépôt de glace et de valider en partie les modèles décrits précédemment.

Abstract : This report is a study of plate heat exchangers fouling. This problem is dealt with a new point of view, the entropic criterion, which allows to take into account both the mechanical and thermal energy losses.
Different models are developped : mono-dimensionnal model for the half-exchanger and the whole exchanger. A global model for the whole exchanger (exchanger taken as a "black box") is also applied. These models are used with different kinds of parameters (temperatures, regimes and kinds of flow) and adimensionnements (compared with the initial power or compared with non fouling initial state) for the basic geometry of a plate exchanger. Moreover the study of industrial cases for corrugated plates heat exchangers is done for the global model.
The experimental aspect of this work is an ice deposit simulation. The different devices used for this part are detailed. The analysis of the first results allowed to understand the influence of parameters like temperatures and flows, in the ice formation growth. These results agreed with the models described above, for the range of the experiments done.

Mots-clés : échangeurs de chaleur, géométrie plane, encrassement, critère entropique, modèles analytiques, simulation expérimentale par dépôt de glace.

Key words : heat exchangers, plane geometry, fouling, entropic criterion, analytical models, experimental simulation using ice deposit.