



HAL
open science

Etude des transferts de masse et de chaleur au sein d'un absorbeur eau/bromure de lithium

Carolina Flores

► **To cite this version:**

Carolina Flores. Etude des transferts de masse et de chaleur au sein d'un absorbeur eau/bromure de lithium. Autre. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENA004 . tel-01062936

HAL Id: tel-01062936

<https://theses.hal.science/tel-01062936>

Submitted on 11 Sep 2014

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Énergétique et Génie des Procédés**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Carolina FLORES BAHAMONDE

Thèse dirigée par **Benoît STUTZ** et
codirigée par **Yilin FAN**

préparée au sein du **Laboratoire LOCIE**
dans l'**École Doctorale SISEO**

Étude des transferts de masse et de chaleur au sein d'un absorbeur eau/bromure de lithium.

Thèse soutenue publiquement le **11 Juillet 2014**,
devant le jury composé de :

M. Philippe HABERSCHILL

Professeur des universités HDR, CETHIL-INSA Lyon

Président.

M. Laurent FALK

Professeur HDR, LRGP Nancy

Rapporteur.

M. Carlos INFANTE-FERREIRA

Associate Professor, University of Technology Delft

Rapporteur.

M. Marc CLAUSSE

Professeur Associé (HDR) ESIEE Paris

Membre.

M. Yilin FAN

Charge de recherche CNRS, LTN Nantes

Membre.

M. Benoît STUTZ

Professeur HDR, LOCIE Université de Savoie

Membre.



Résumé

Les machines à absorption LiBr/H₂O, appliquées aux systèmes de rafraîchissement par compression chimique présentent des avantages et des inconvénients à l'heure de leur intégration dans des bâtiments de basse consommation. Grandes tailles et coûts de mise en œuvre élevés les rendent peu attractives.

Le développement de modules évapo-absorbeur et desorb-condenseur compacts et multifonctionnels, utilisant des échangeurs à film ruisselants couplés peuvent être une solution pour réduire les coûts de mise en œuvre, et augmenter la compacité et le rendement global du processus d'absorption.

L'étude se centre autour de l'absorption de la vapeur d'eau à basse pression au sein d'un film de bromure de lithium qui ruisselle sur des échangeurs à plaques verticales. Les objectifs de la thèse sont le développement d'un modèle théorique simple décrivant le transfert de chaleur et de masse et sa validation à l'aide d'expériences de référence.

Le modèle analytique est construit à l'aide des méthodes intégrales mettant en œuvre un écoulement laminaire établi à l'entrée de l'absorbeur et des conditions de saturation à l'interface. Nous avons résolu le problème couplé de transfert de masse et de chaleur en prenant en compte couches limites thermiques et diffusives. Une représentation adimensionnelle des transferts à l'aide des nombres de Nusselt et de Sherwood en fonction du nombre de Graetz permet de décrire de manière générale les différentes zones thermiques et diffusives. Les variations de la température et de la concentration à l'interface sont prises en compte, en considérant la linéarité des équations de transfert et, en appliquant la théorie des perturbations.

Un banc d'essais a été spécifiquement développé pour l'étude de l'absorption de vapeur sur des films ruisselants de bromure de lithium à basse Reynolds ($Re < 500$). Il permet de fixer l'état de la solution de LiBr à l'entrée (température, concentration et débit) ainsi que les conditions aux limites (pression de vapeur, condition adiabatique ou de température imposée à la paroi verticale). Différentes géométries de plaque sont comparées aux résultats du modèle en vue de quantifier l'impact des effets de bord et des instabilités.

Mots-clés : Machine à absorption LiBr/H₂O, échangeur à film ruisselant, transfert couplé de masse et chaleur, méthode intégrale, théorie des perturbations.

Abstract

Low pressure absorption machines, used in chemical compression refrigeration systems present several advantages and drawbacks in sustainable buildings integration. Large sizes and high implementation cost makes them unprofitable. Compact absorption machines with multifunctional absorption and desorption units using coupled falling film exchangers can be one solution to reduce implementation costs, increasing compactness and global machine performance.

The present study is focused in the absorption process applied to vertical falling film exchangers and its improvement. The thesis objectives are: construction of a simple theoretical model; describing heat and mass transfer over a Lithium bromide falling film and model validation after data processing from a test bench build for this purpose.

The analytic model is based on integral methods taking into account established flow conditions at the top of the plate, parabolic velocity profiles and saturation conditions at the interface. We solved the coupled heat and mass transfer problem considering thermal and diffusive boundary layers. Non dimensional representation of Nusselt (Sherwood) number as a function of the modified Graetz number, enables a general description of different transfer zones. Concentration and temperature evolution at the interface are studied considering the linearity of heat and mass transfer equations and applying perturbations theory.

The test bench was created to study vapor absorption in a lithium bromide falling film at low Reynolds Numbers ($Re < 500$). Absorber inlet parameters (temperature, concentration and mass flow rate) and also boundary conditions (vapor pressure, adiabatic or isothermal condition at the vertical wall) can be varied. Different plate geometries were studied and compared with model results, to evaluate boundary conditions and instabilities.

This study presents a simplified model for adiabatic and isothermal falling films absorbers with a local description of the absorption process. Influences of flow conditions and initial operation parameters were simulated, studied and compared with equivalent models and experimental data from literature.

Key words: LiBr/H₂O absorption machine, falling film exchanger, coupled heat and mass transfer, integral method, perturbation theory.

Remerciements

Ce projet d'études n'aurait pas été possible sans les gestions de Lingai Luo qui a fait confiance en mon projet professionnel tout comme Benoît Stutz, tuteur de mes travaux de recherche durant ces années ; mes remerciements les plus sincères leurs sont adressés à tous les deux.

Je remercie également Messieurs Carlos Infante Ferreira et Laurent Falk pour avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse, mais aussi pour leur patience et leurs commentaires pertinents qui ont servi à améliorer les travaux de recherche.

Mes remerciements les plus sincères sont pour Thierry Goldin, car sans ses conseils et son expérience, de trop nombreuses idées seraient restées dans le domaine intangible de la théorie.

Il est aussi indispensable de reconnaître le travail de Cédric Poinard, Yilin Fan, Jonathan Outin et Silvia Silvero, toujours disponibles, tant pour conseiller que pour apporter leur expérience et leurs précieux conseils qui m'ont donné de la clarté à des moments cruciaux de ce travail. Je remercie Maxime Perier-Muzet pour son travail de conception et de mise en place d'améliorations du prototype expérimental, ainsi que pour la réalisation de la deuxième campagne d'essais.

Je souhaite également adresser un remerciement très spécial aux "super Nanas" Isabelle d'Errico, Martine Villard et Elisabeth Desbos, toujours gentilles, souriantes et efficaces. De même pour l'équipe technique de Polytech : Marc Dintroux, Sébastien Simon, Olivier Lund et Nicole Henriet et aux collègues du LOCIE que pendant ces années m'ont aide des différents façons, parmi eux Yves Gonthier et Marx Chay.

Je remercie tous ceux qui ont d'abord été des collègues avant de devenir des amis tout au long de ces années ; sans votre soutien et votre amitié, j'aurais pu trouver le temps long : Audrey Villot et Pierre , Edem N'Tskoupe, Xiaofeng Guo et Pei, Igor Kiper et Polina, Ma Cristina Rio Frio et Edison, Marie Swiatek, Freddy Huaylla-Roque, Parfait Tatsidjodoung, Noamen Omri, Nina Kircheva, Verónica Perez, Yaninck Kedowide, Jean François Cap, Mohamed Tifour, Habib Loum, Guillaume Lau, Adam y Julita Gresinsky, Carla Tognato, Caroline Bressan, Damien Sgorlon, Yeweon Kim, Armel Gonda, Mathieu Eymard, José Silva, Bastian Sentosa.

Ma plus profonde gratitude est pour les amis qui ont été présents dans toutes les autres tâches qui ne peuvent pas s'évaluer de manière académique, mais qui construisent l'inclusion, la connaissance et l'adaptation à une culture différente : Thérèse et Mathilde Beltran, Ricardo, Fanny et Clara Donoso, Rosa Urzúa, José et Luisa Núñez, Phillipe et Kontxu Daujeard, Monique Clerc, José Chávez, Elisea Montoya, Juan et Nena Orellana, Michel et Rose Marie Aurenty, Annie et Dominique Berreaux et Agnès Benand.

Je laisse pour la fin mon plus grand merci à ma petite famille, sans le constant soutien de laquelle ce projet ne se serait jamais concrétisé.

TABLE DE MATIERES

NOMENCLATURE	1
CHAPITRE 1. INTRODUCTION.....	3
1.1. CONTEXTE	4
1.2. DESCRIPTION DU CYCLE ET COUPLES DANS LA MACHINE A ABSORPTION	5
1.3. OBJECTIFS DE LA THESE ET VEROUS SCIENTIFIQUES.....	7
1.4. REFERENCES CHAPITRE 1.....	9
CHAPITRE 2. ETAT DE L'ART.....	10
2.1. INTRODUCTION	11
2.2. SYSTEMES DE PRODUCTION DE FROID	11
2.2.1 <i>Machines existantes</i>	12
2.2.2 <i>Performances des machines à absorption</i>	14
2.3. LES MACHINES A ABSORPTION H ₂ O-LiBr	15
2.3.1 <i>Description du cycle thermodynamique</i>	15
2.3.2 <i>Technologies des échangeurs dans les absorbeurs LiBr/Eau</i>	17
2.4. TRANSFERTS DE MASSE ET DE CHALEUR EN PRESENCE DE FILMS RUISSELANTS.....	21
2.4.1 <i>Description des phénomènes</i>	21
2.5. MODELISATION DE L'ABSORPTION AU SEIN DES FILMS RUISSELANTS.....	24
2.5.1 <i>Principales hypothèses des modèles d'absorption</i>	25
2.5.2 <i>Les régimes laminaires</i>	26
2.5.3 <i>Les régimes à ondelettes</i>	36
2.5.4 <i>Conclusion de l'analyse des modèles analytiques et numériques</i>	38
2.6. ÉTUDES EXPERIMENTALES : PERFORMANCES ET AMELIORATION DE L'ABSORPTION	40
2.6.1 <i>Détermination des coefficients de transferts de masse et de chaleur</i>	40
2.6.2 <i>Principales configurations expérimentales étudiées</i>	41
2.6.3 <i>Distribution des films ruisselant sur les plaques planes verticales</i>	45
2.6.4 <i>Impact des gaz non absorbables</i>	49
2.7. PROPRIETES THERMO PHYSIQUES DES SOLUTION AQUEUSES DE BROMURE DE LITHIUM	52
2.7.1 <i>Energie libre de Gibbs</i>	53
2.7.2 <i>Corrélations expérimentales</i>	55
2.7.3 <i>Cristallisation de la solution</i>	56
2.8. CONCLUSION.....	57
2.9. RÉFÉRENCES CHAPITRE 2.....	59
CHAPITRE 3. ÉTUDE EXPERIMENTALE DU PROCEDE.....	64
3.1. INTRODUCTION	65
3.2. DESCRIPTION DU BANC EXPERIMENTAL	65
3.2.1 <i>Module d'absorption/évaporation</i>	69
3.2.2 <i>Module de désorption/condensation</i>	69
3.2.3 <i>Étanchéité et canalisations</i>	70
3.3. INSTRUMENTATION, ACQUISITION ET REGULATION	70
3.3.1 <i>Implantation des mesures</i>	70
3.3.2 <i>Capteurs</i>	72
3.3.3 <i>Acquisition</i>	74
3.3.4 <i>Régulation</i>	74
3.4. DETERMINATION DE LA FRACTION MASSIQUE EN ENTREE ET SORTIE DE L'ABSORBEUR	75
3.4.1 <i>Mesure de la fraction massique de la solution</i>	75
3.4.2 <i>Comparaison des mesures de fraction massique par bilan d'enthalpie</i>	75
3.4.3 <i>Comparaison des différentes techniques de mesure de la fraction massique de bromure de lithium</i>	77
3.4.4 <i>Estimation de la masse de vapeur absorbée</i>	78
3.5. EVOLUTION DU BANC EXPERIMENTAL.....	79
3.6. ECHANGEURS A PLAQUES A FILMS RUISSELANTS	82
3.6.1 <i>Configuration d'absorbeur étudiées en condition adiabatique</i>	82

3.6.1. Configuration d'absorbeur étudiées en condition isotherme.....	83
3.6.2. Distributeur / collecteur.....	83
3.7. PROCEDURES, STABILITE ET REPETABILITE DES POINTS DE MESURE	85
3.7.1. Évacuation des incondensable et détection des fuites.....	85
3.7.2. Établissement des conditions opératoires.....	85
3.8. SELECTION DU PLAN D'EXPERIENCE.....	89
3.9. REFERENCES CHAPITRE 3.....	90

CHAPITRE 4. MODELISATION DE L'ABSORPTION AU SEIN DU FILM RUISSELANT..... 91

4.1. INTRODUCTION	92
4.2. DESCRIPTION DU PROBLEME PHYSIQUE.....	92
4.3. RESOLUTION DU PROBLEME DYNAMIQUE.....	94
4.4. RESOLUTION DU PROBLEME THERMIQUE.....	95
4.4.1. Paroi adiabatique.....	95
4.4.2. Paroi isotherme	101
4.4.3. Évolution des grandeurs caractéristiques le long du film.....	105
4.5. RESOLUTION DU PROBLEME DIFFUSIF.....	108
4.5.1. Conditions limites	108
4.5.2. Prise en compte du flux de masse à travers l'interface	109
4.5.3. Résolution du problème diffusif.....	111
4.5.4. Évolution des grandeurs caractéristiques le long du film.....	114
4.6. RESOLUTION DU PROBLEME COUPLE AVEC TEMPERATURE ET CONCENTRATION VARIABLES A L'INTERFACE.....	117
4.6.1. Description de la méthode de superposition.....	117
4.6.2. Calcul des perturbations thermique et de concentration.....	120
4.6.3. Détermination du coefficient de transfert thermique.....	122
4.7. ANALYSE DES RESULTATS DU MODELE	122
4.7.1. Evolution des grandeurs caractéristiques le long des échangeurs.....	122
4.7.2. Influence nombre de Reynolds.....	124
4.7.3. Influence de la sous saturation	125
4.8. RÉFÉRENCES CHAPITRE 4.....	128

CHAPITRE 5. ANALYSE DES RESULTATS 129

5.1. INTRODUCTION	130
5.2. MOUILLAGE DES ECHANGEURS	130
5.3. VALIDATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PREMIER CAMPAGNE D'ESSAIS	133
5.3.1. Plaques planes adiabatiques	133
5.3.2. Plaques rainurées.....	142
5.4. RESULTATS DE LA DEUXIEME CAMPAGNE D'ESSAIS	144
5.4.2. Essais adiabatiques	144
5.4.3. Essais isothermes.....	147
5.5. CONCLUSIONS.....	148
5.6. REFERENCES CHAPITRE 5.....	150

CHAPITRE 6. CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES 151

ANNEXES

ANNEXE A DIAGRAMMES THERMODYNAMIQUES.....	I
ANNEXE B COEFFICIENTS DES CORRELATIONS.....	II
ANNEXE C PROTOCOLES DE SECURITE ET FONCTIONNEMENT	III
ANNEXE D FICHE D'ESSAI.....	VI
ANNEXE E REGULATION ARMOIRE ELECTRIQUE	VII
ANNEXE F PROTOCOLE DES ANALYSES DES ECHANTILLONS	IX
ANNEXE G DESSIN DES PIECES.....	XI
ANNEXE H DISCUSSION SUR LES HYPOTHESES DU MODELE	XVII
ANNEXE I PERTURBATION DE LA TEMPERATURE A L'INTERFACE PAR LA METHODE DE LA CORDE.....	XVIII

Nomenclature

Nomenclature Latine

Symbole	Nom	unité
C	Concentration molaire	Mol.m^{-3}
\overline{COP}_{SOL}	Coefficient de performance solaire $\overline{q}_{AC} / \overline{q}_{SOL}$	-
c_p	Capacité thermique	$\text{J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
D_{AB}	Coefficient de diffusion	$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$
dV	Élément de volume	m^3
g	accélération de la pesanteur terrestre	m s^{-2}
$g = f(p, T, Y_A)$	Energie libre de Gibbs	J mol^{-1}
h	Enthalpie spécifique	J kg^{-1}
h_{fg}	Enthalpie de changement de phase	J kg^{-1}
Δh_{LV}	Enthalpie de changement de phase	J kg^{-1}
h_M	Coefficient de transfert de masse	kg s^{-1}
h_T	Coefficient transfert de la chaleur à l'interface	$\text{W m}^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$
L	Largeur de plaque	m
Le	Nombre de Lewis $Le = D_{AB} \alpha^{-1}$	
M	Masse molaire	g mol^{-1}
\dot{M}	Débit massique de solution	kg s^{-1}
$\dot{M}L$	Débit massique par unité d'hauteur	$\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$
\dot{m}	Débit spécifique	$\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
\dot{n}_{abs}	Flux diffusive molaire	$\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Nu	Nombre de Nusselt $Nu = hT \cdot \varepsilon \cdot \lambda^{-1}$	
PC	Pompe centrifuge	
Pe	Nombre de Peclet, $Pe = 4\dot{M}_{abs} L^{-1} \rho^{-1} \alpha^{-1} =$	
P	Pression	Pa
Pr	Nombre de Prandtl $Pr = \nu \alpha^{-1}$	
\dot{Q}	Flux de chaleur	W
\dot{q}	Densité de flux de chaleur	Wm^{-2}
Re	Nombre de Reynolds $Re = 4\dot{M}_{abs} L^{-1} \mu^{-1}$	
ΔS_{GEN}	Variation de l'entropie du système	J K^{-1}
Sc	Schmidt nombre $Sc = \nu D_{AB}^{-1}$	
Sh	Nombre de Sherwood $Sh = h_M \varepsilon D_{AB}^{-1}$	
T	Température	K
t	temps	
U	Vitesse externe	m s^{-1}
u	Composante longitudinale de la vitesse,	m s^{-1}
\bar{u}	Vitesse moyenne	m s^{-1}
u_{MAX}	Vitesse maximale	m s^{-1}
u^*	Vitesse adimensionnelle $u^* = u \cdot u_{MAX}^{-1}$	
V	Volume	m^3
v	Volume spécifique	$\text{m}^3 \text{ kg}^{-1}$
\vec{v}	Composante transversale de la vitesse	m s^{-1}
W	Travail	J
\overline{W}_{ELEC}	Travail électrique	J
X	fraction massique d'une substance	%
x	Direction d'écoulement	m
x^*	Abscisse adimensionnelle $x^* = (x - x_B)(x_C - x_B)^{-1}$	
x^{**}	Abscisse adimensionnelle $x^{**} = (x - x_B)(x_D - x_B)^{-1}$	
Y	Fraction massique	-
Z	Fraction molaire $Z_i = n_i / n_{total}$	%
z	Direction des transferts	m

Nomenclature Grecque

Symbole	Nom	unité
α	Diffusivité thermique $\alpha = \lambda \rho^{-1} c_p^{-1}$	$m^2 s^{-1}$
β_{AV}	Coefficient de transfert de masse moyen*	$kg / mbar \cdot m \cdot s$
χ	Angle d'inclination de la paroi	rad
δ	Épaisseur de couche limite dynamique	m
δ_T	Épaisseur de couche limite thermique	m
δ_C	Épaisseur de couche limite diffusive	m
$\Delta\theta_{\min}$	Angle de contact minimum	°
ε	Épaisseur du film	m
Φ	Chaleur d'absorption adimensionnelle $\Phi = Le \overline{H_a} (C_{Eq.} - C_0) (\rho c_p (T_{Eq.} - T_0))^{-1}$	
ϕ	Diamètre	mm
Γ_{\min}	Débit minimum de mouillage adimensionnel	$m^3 s^{-1}$
η	Distance à la paroi réduite $\eta = (\varepsilon - z) / \delta_T$	-
η^*	Distance à la paroi réduite $\eta^* = (\varepsilon - z) / \delta_C$	
λ	Conductivité thermique	$W m^{-1} K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$kg m^{-1} s^{-1}$
μ_{LiBr}, μ_{H_2O}	Potentiels chimiques molaires de LiBr et H2O respectivement.	$J mol^{-1}$
ρ	Masse volumique	$kg m^{-3}$
σ	Tension superficielle	$N m^{-1}$
τ	Force de cisaillement	N
ν	Viscosité cinématique	$m^2 s^{-1}$
ζ^*	Longueur adimensionnelle direction écoulement $\zeta^* = 8x(3\varepsilon Pe)^{-1}$	
Θ	Température normalisée $\Theta = (T - T_{REF}) (T_{Eq.} - T_{REF})^{-1}$	
θ	Concentration et/ou température normalisée $\theta = \frac{C_{Ae} - C}{C_{Ae} - C_0}$ $\theta = \frac{T - T_{REF}}{T_{Eq.} - T_{REF}}$	-
θ_w, θ_y	Angle de contact apparent et statique	°
γ	Fraction massique normalisée $\gamma = (Y_A - Y_{Ai}) (Y_{A,Eq.} - Y_{Ai})^{-1}$	-
ξ	Concentration en eau ξ_{H_2O}	$kg \cdot m^{-3}$
ζ	Coordonnée adimensionnelle $\zeta = z \varepsilon^{-1}$	$kg \cdot m^{-3}$

Indices et exposants

0	Etat initial
1	Etat 1 (basse pression, BP)
2	Etat 2 (haute pression, HP)
A	Réfrigérant (eau)
abs	Absorbé
B	Absorbant (sel - bromure de lithium)
c	Chaude
Ce	Régime diffusif établi
Eq.	Equilibre thermodynamique
f	Froid
G	Gaz
i	Interface
L	Liquide
M	Mélange
P	Paroi
p	Pauvre en réfrigérant (solution)
r	Riche en réfrigérant (solution)
SAT	Saturation
sol	Solution
Te	Régime thermique établi

Chapitre 1. Introduction

1.1. Contexte

Les changements climatiques, l'épuisement des ressources naturelles ainsi que l'envolée du prix de l'énergie et des matières premières nécessitent la mise en place d'une nouvelle transition énergétique. La communauté internationale s'est fixée comme but de diviser par deux les émissions de gaz à effet de serre avant 2050 à l'échelle de la planète. Les pays en voie d'industrialisation ne pouvant respecter un tel objectif sans revoir leur mode de développement, les pays industrialisés se sont engagés à consentir un effort particulier et diviser par quatre leurs émissions en moins de cinquante ans. En signant le protocole de Kyoto en 2005, la France s'est engagée à stabiliser ses émissions sur la période 2008-2012 à leur niveau de 1990. Le secteur du bâtiment est particulièrement concerné par ces engagements puisqu'il contribue à hauteur de 23% aux émissions de gaz à effet de serre en France. Il est par ailleurs le plus gros consommateur d'énergie (43% des consommations énergétiques françaises). La directive européenne du 16 décembre 2002 a conduit à la mise en place d'exigences minimales de performance énergétique ainsi qu'un diagnostic pour les bâtiments neufs et existants.

L'union européenne a identifié l'énergie et le bâtiment comme des secteurs à forts enjeux et a orienté une partie de ses fonds recherche vers ces thématiques. La commission Européenne *Climate Action*ⁱ s'est fixée comme objectif une réduction des émissions domestiques des gaz à effet de serre de 40% d'ici 2030 par rapport au niveau d'émission de 1990. Pour y parvenir, elle a orienté une part importante de son programme cadre horizon 2020 dans cette direction.

En France, le Grenelle de l'Environnement a permis de redéfinir les orientations nationales pour renforcer les dispositifs et accélérer la marche vers le facteur 4. Le gouvernement français a mis en place une politique réglementaire, de sensibilisation et d'incitation pour arriver à ces fins. A terme, elle doit permettre la réduction de la facture énergétique, le développement de l'emploi et l'amélioration du bien-être des habitants. Cette politique générale est appelée à se renforcer au fil du temps.

Si le développement des bâtiments à basse consommation énergétique, permet de réduire de manière sensible les besoins en chauffage pendant la saison froide, il doit dans la plupart des situations, urbaines en particulier, d'une mise en œuvre de systèmes de rafraîchissement pour pallier aux problèmes d'inconfort pendant la saison chaude. La plupart des systèmes de climatisation actuels mettent en œuvre des fluides frigorigènes à GWPⁱⁱ élevés couplés à des groupes de compression mécaniques. Bien que les coefficients de performance de tels systèmes aient sensiblement augmentés ces dernières années, ils ont un impact sur la consommation énergétique et par conséquent le réchauffement climatique. Cette problématique est également rencontrée au niveau des systèmes de climatisation mobiles, implantés dans les voitures, camions, autocars et bateaux.

Sur le diagramme pression température de la Figure 1.1, sont représentées les plages d'utilisations des principaux réfrigérants mis en œuvre dans les machines frigorifiques.

ⁱ *Climate Action* de 2012 (COM (2012) 643)

http://ec.europa.eu/clima/policies/f-gas/legislation/documentation_en.htm

ⁱⁱ Global warming potential

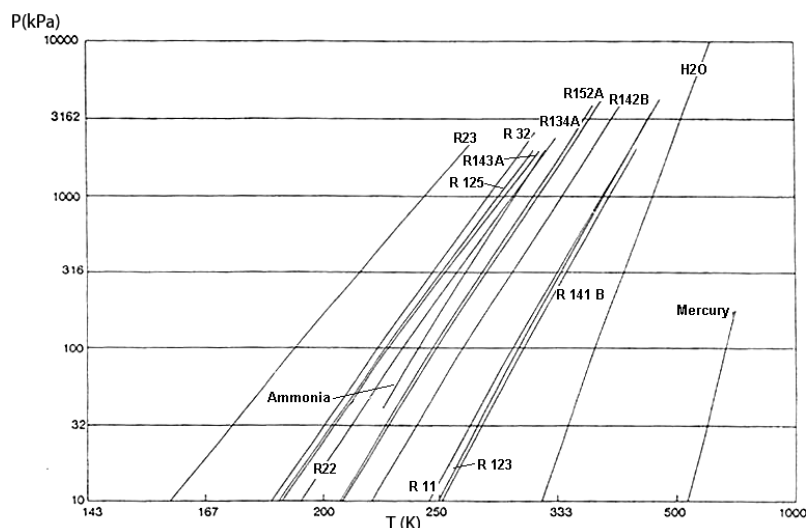


Figure 1.1. Courbes pression température pour différents fluides réfrigérants utilisés dans les systèmes de refroidissement.

Les réfrigérants hautement nocifs pour la couche d'ozone de type CFC (R11) et HCFC (R22, R141B, R143B, R123, R142B) ont été ou sont en passe d'être interdits. Ils sont remplacés par des fluides moins nocifs mais qui ont un impact sur l'effet de serre comme les réfrigérants de type HFC (R134A, R125, R143A, R23, R32, R152A) et PCC (R10). Parmi les réfrigérants non nocifs pour la couche d'ozone et non précurseurs de gaz à effet serre, on trouve l'eau et l'ammoniac. L'eau peut être utilisée sur une grande plage de températures positives. Sa pression de vapeur nécessite de mettre en œuvre des installations spécifiques capables de soutenir de bas niveau de vide ce qui pose des problèmes techniques comme nous le verrons par la suite. L'ammoniac (R717) présente de bonnes pressions de travail à température ambiante et peut travailler à des températures négatives, mais présente cependant une forte toxicité.

Les systèmes de rafraîchissement capable de valoriser les ressources d'énergie thermiques abondantes et gratuites telles que l'énergie solaire ont suscité un regain d'intérêt ces dernières années. Parmi les procédés les plus en vue pour les applications bâtiments, on peut citer le rafraîchissement par *Dessicant Cooling*, par adsorption et par absorption. Les problèmes de compacité, de coûts d'investissement et fonctionnement rendent ces machines encore peu attractives à l'heure de leur implémentation dans les bâtiments (Florides *et al.* 2002; Ziegler 2009). Le travail réalisé dans cette thèse vise à développer à terme des machines à absorption de faible puissance pour le bâtiment.

1.2. Description du cycle et couples dans la machine à absorption

Les systèmes à sorption utilisent la capacité de certains matériaux (solides ou liquides) à absorber une substance réfrigérante. Il existe de nombreux cycle à absorption (Wu S. et Eames 2000). Les cycles à simple effet présentent de faibles efficacités par rapport aux cycles multi effets, mais restent les plus utilisés, vu leur simplicité et leurs faibles températures de source chaude. Ils sont particulièrement adaptés à la climatisation solaire mettant en œuvre des technologies éprouvée de capteurs solaires telles que les capteurs plans. Dans le cadre de cette thèse, l'étude se centre sur les machines à absorption à simple effet.

Dans une machine à absorption à simple effet, le cycle thermodynamique peut être décrit comme suit (Figure 1.2) : le réfrigérant à l'état gazeux (1), est absorbé par une

solution pauvre (S_P) dite absorbante, (4). La solution riche (S_R) issue de l'absorbeur (4'), est portée à plus haute pression par une pompe de circulation puis préchauffé dans l'échangeur (2) avant d'être introduite au niveau du générateur. La solution est alors chauffée. Le réfrigérant se désorbe (5) et se condense dans le condenseur, en laissant une solution chaude et concentré (2') qui sera réintroduite au niveau de l'absorbeur après avoir été refroidie (3). Après le passage par le détendeur (6) le réfrigérant s'évapore à basse pression, complétant le cycle d'évaporation/condensation. Le procédé endothermique d'évaporation du réfrigérant absorbe de la chaleur à la source froide.

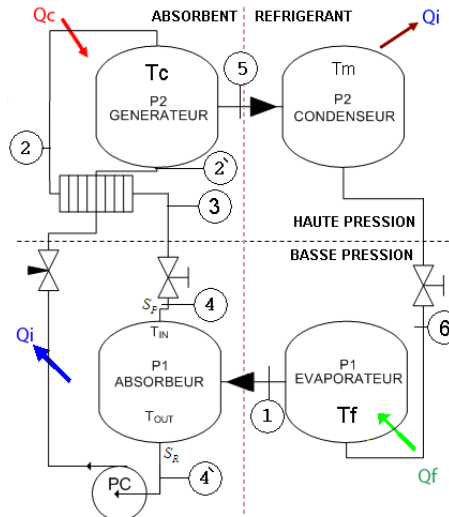


Figure 1.2. Schéma de principe des machines à absorption à simple effet

Le choix des couples absorbant/réfrigérant pour les machines à absorption prend en compte plusieurs critères (thermodynamiques, thermiques, chimiques, technico-économiques) parmi lesquels on peut citer :

- L'affinité entre la substance absorbante et le réfrigérant.
- La chaleur latente de changement de phase du réfrigérant
- La chaleur d'absorption
- La variation de la température de vapeur saturante avec la pression
- La chaleur spécifique et la conductivité thermique.
- La volatilité de la substance absorbante.

Parmi les couples utilisés dans les machines frigorifiques à absorption l'ammoniac/eau ($\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$) et eau/bromure de lithium ($\text{H}_2\text{O}/\text{LiBr}$), restent les plus utilisés. Le couple eau/chlorure de lithium ($\text{H}_2\text{O}/\text{LiCl}$) est également utilisé et présente des propriétés thermodynamiques similaires à celles de couple eau-bromure de lithium (Parham *et al.* 2013; Patek et Klomfar 2008). Dans le Tableau 1.1, sont comparées leurs principales propriétés (Herold *et al.* 1996; Parham *et al.* 2013).

Propriété	Couple de fluide		
	H ₂ O/NH ₃	LiBr/H ₂ O	LiCl/H ₂ O
Chaleur spécifique haut	Bonne	Excellent	Bonne
Pression de saturation modérée	Très haute	Très basse	
Température de congélation	excellent	Application limitée	
Absorbant			
Pression de saturation basse	pauvre	Excellent	Excellent
Viscosité basse	Bonne		
Mélange			
Phase solide négligeable	excellent	Application limitée	Non limité
Toxicité basse	pauvre	bonne	bonne
Affinité entre composants ⁱⁱⁱ	bonne	bonne	bonne

Tableau 1.1. Comparaison des propriétés des couples d'absorption les plus utilisés dans la machine à absorption, (Herold *et al.* 1996)

Compte tenu de son absence de toxicité et de ses propriétés intéressantes pour la production de froid positif, le couple LiBr/H₂O est communément utilisé pour les machines à absorption dédiées au bâtiment.

Les machines à absorption peuvent être utilisées pour d'autres fonctions dans le bâtiment. Le stockage d'énergie intersaisonner en fait partie. Ce stockage utilise les cycles renversables endo et exothermiques qui fonctionnent de façon alternée pendant la saison froide et chaude respectivement (N'Tsoukpoe 2012). Pendant l'été, la chaleur est fournie au couple de sorption AB qui se dissocie en absorbant de la chaleur du milieu externe. Les composants A et B sont stockées séparément, permettant de stocker l'énergie sous forme de potentiel chimique. Pendant la saison froide, les composants A et B sont mis en contact, produisant une réaction exothermique permettant de chauffer le bâtiment.

Une dernière utilisation des machines à absorption pour les besoins du bâtiment concerne le transport de l'énergie sur de longue distance (Berthiaud J *et al.* 2006; Ma *et al.* 2009), permettant de valoriser les rejets industriels. Cette application nécessite cependant une grande quantité de fluides, et ne peut donc s'envisager avec le couple eau-bromure de lithium pour des questions de disponibilité du produit, ni avec de l'ammoniaque pour des questions de dangerosité.

La plupart des machines à absorption LiBr/H₂O mettent en œuvre des échangeurs de type tube-calandre en cuivre. Cette technologie est largement utilisée dans l'industrie pour des machines de fortes puissances, mais s'avère difficilement transposables à des machines de faible puissance fabriquées en série pour des questions de coût et de compacité. Le développement de machines à plaques et films ruisselants semble plus adapté pour ce type de configuration. De nombreux verrous tant technologiques que scientifiques restent à lever pour pouvoir disposer de machines fiables pour le bâtiment.

1.3. Objectifs de la thèse et verrous scientifiques

Cette étude a été réalisée dans le cadre du développement de nouvelles générations de machine à absorption H₂O/LiBr à films ruisselants sur des plaques verticales. Les

ⁱⁱⁱ Affinité signifie une déviation négative de la Loi de Raoult résultant en un coefficient d'activité inférieur à l'unité pour le réfrigérant. Perez-Blanco, H. (1984). "Absorption heat pump performance for different types of solutions." *International Journal of Refrigeration* 7(2): 115-122.

éléments critiques de ces machines concernent les échangeurs à basse pression, l'absorbeur, compte tenu de la réaction exothermique d'absorption déplaçant les conditions d'équilibre, des coefficients de diffusion faibles du réfrigérant dans la solution absorbante, la faible mouillabilité de la surface d'échange et des très faibles pressions qui y règnent.

On se propose de développer un modèle de transferts de masse et de chaleur au sein de films ruisselants en régime laminaire par une méthode intégrale. Le modèle développé se distingue des modèles existants par la prise en compte des conditions de dilution non infinie à l'interface, et du développement des couches limites thermiques et diffusives tout au long de la plaque. Il prend en compte également de manière simplifiée l'apport de masse liée à l'absorption dans le calcul des coefficients d'échange.

Un banc expérimental reproduisant les conditions de fonctionnement d'une machine à absorption simple effet a été conçu pour les besoins de l'étude. Il permet d'étudier les transferts de masse et de chaleur en présence d'absorbeurs à films ruisselants. Les résultats du modèle sont comparés aux résultats expérimentaux pour différentes géométries d'échangeurs à surfaces verticales.

Le mémoire de thèse est organisé en cinq parties. La première partie est consacrée à l'état de l'art développé dans le chapitre 2. La description du dispositif expérimental spécialement développé pour l'étude fait l'objet du troisième chapitre. Le quatrième chapitre, porte sur le modèle 2D simulant l'absorption de vapeur d'eau sur un film ruisselant de LiBr en présence de deux conditions limites types : la plaque plane adiabatique, et la plaque plane à température imposée. L'analyse des résultats expérimentaux et leur comparaison aux résultats du modèle, constituent le cinquième chapitre. Finalement la conclusion et perspectives de l'étude sont présentés dans le dernière chapitre de la thèse.

1.4. Références Chapitre 1

- Berthiaud J, Mazet N, Luo L, S. D. et I., D. (2006). Long-distance transport of thermal energy using sorption cycles. ATI Conference, Milano, Italy. .
- Florides, G. A., Kalogirou, S. A., Tassou, S. A. et Wrobel, L. C. (2002). "Modelling, simulation and warming impact assessment of a domestic-size absorption solar cooling system." Applied Thermal Engineering **22**(12): 1313-1325.
- Herold, K., Radermacher, R. et Klein, S. (1996). Absorption chillers and heat pumps. Florida, CRC Press, Inc.
- Ma, Q., Wang, R., Luo, L., Zaizhong, X. et Peng, L. (2009). "Transportation of low-grade thermal energy over long distance by ammonia-water absorption." Chinese Science **54**(6): 948-57.
- N'Tsoukpoe, E. (2012). Étude du stockage à long terme de l'énergie solaire thermique par procédé d'absorption LiBr-H₂O pour le chauffage de l'habitat Énergétique et génie des procédés, Université de Grenoble. **PhD thesis**.
- Parham, K., Atikol, U., Yari, M. et Agboola, P. (2013). "Evaluation and Optimization of Single Stage Absorption Chiller Using (LiCl + H₂O) as the Working Pair." Advances in Mechanical Engineering **2013**: 8.
- Patek, J. et Klomfar, J. (2008). "Thermodynamic properties of the LiCl/H₂O system at vapor-liquid equilibrium from 273K to 400K." International Journal of Refrigeration **31**(2): 287-303.
- Perez-Blanco, H. (1984). "Absorption heat pump performance for different types of solutions." International Journal of Refrigeration **7**(2): 115-122.
- Wu S. et Eames, I. (2000). "Innovations in vapour-absorption cycles." Applied Energy **66**(3): 251-266.
- Ziegler, F. (2009). "Sorption heat pumping technologies: Comparisons and challenges." International Journal of Refrigeration **32**(4): 566-576.

Chapitre 2. Etat de l'art

2.1. Introduction

L'étude des machines à absorption exige la compréhension préalable des cycles de production de froid basés sur la compression chimique des réfrigérants et leur transcription dans les diagrammes thermodynamiques. Cette approche idéale permet de fixer les conditions de fonctionnement des machines, et l'évolution des propriétés thermophysiques des fluides au cours du cycle, mais n'est pas suffisante pour permettre le dimensionnement des composants principaux des machines qui sont les échangeurs multifonctionnels (Yang et Jou 1995). Pour ce faire, il est nécessaire de pouvoir estimer les transferts de masse et de chaleur qui s'y produisent.

La première partie de ce chapitre portera sur la description des cycles de production de froid en général et des machines à absorption eau-bromure de lithium en particulier. Elle sera suivie d'une description des transferts de masse et de chaleur au sein des absorbeurs, éléments le plus contraignants des machines et sujet central de l'étude. Les principaux modèles analytiques et numériques présents dans la littérature seront présentés et analysés. Des études expérimentales relatives à l'étude des absorbeurs à films ruisselants sur des plaques planes verticales seront recensées en vue de valider les résultats obtenus dans la présente étude. L'étude bibliographique se terminera par une synthèse des principales corrélations qui décrivent des propriétés physiques de la solution eau/bromure de lithium.

2.2. Systèmes de production de froid

Les pompes à chaleur transfèrent de la chaleur d'une source froide vers une source chaude, Figure 2.1.

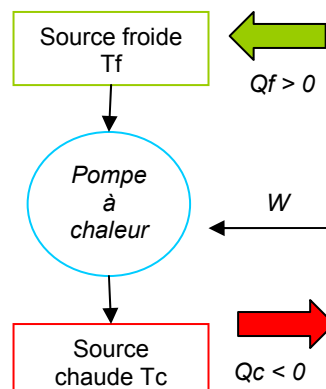


Figure 2.1. Pompe à chaleur en cycle de réfrigération

Selon le principe d'irréversibilité de Carnot « toute transformation d'un système thermodynamique s'effectue avec l'augmentation de l'entropie globale incluant l'entropie du système et du milieu extérieure » (Borgnakke et Sonntag 2009; Lienhard 2003; Moran et Shapiro 2008; Van Wylen *et al.* 1992).

$$\Delta S_{gen} \geq 0 \quad \text{éq. 2.1}$$

Avec ΔS_{gen} la génération d'entropie.

Ainsi tous les corps tendent naturellement vers l'équilibre thermodynamique avec le milieu extérieur, et le processus endothermique de production de froid nécessite un apport d'énergie qui permet le transfert de chaleur dans le sens inverse prédit par la

deuxième loi de la thermodynamique. Les différents types de pompes à chaleur se différencient selon les énergies mises en œuvre pour réaliser ce transfert.

2.1.1 Machines existantes

On distingue deux grandes familles de machines de production de froid : Les machines dithermes et les machines trithermes.

Les machines dithermes fonctionnent avec deux sources de chaleur. Elles reçoivent un travail qui leur permet de transférer la chaleur de la source froide à la source chaude. Parmi les machines les plus courantes, on peut citer :

- Les machines à compression mécanique.
- Les machines à air.
- Les machines thermoélectriques.

Les systèmes trithermes utilisent de l'énergie thermique pour fonctionner (Herold *et al.* 1996). De la chaleur est prélevée à la source froide, la source à température moyenne libère de la chaleur au milieu externe et finalement la source chaude assure le fonctionnement du cycle (Potnis SV *et al.* 1995). Des exemples de cette technologie sont :

- Systèmes d'éjection- compression
- Système de compression par sorption.

La plupart des systèmes de production de froid fonctionnent sur des cycles fermés dithermes ou trithermes qui mettent en œuvre l'évaporation à basse pression d'un réfrigérant. Ces systèmes peuvent être classés selon la manière de comprimer la vapeur. On distingue trois grands groupes de machines : les cycles à compression mécanique, les cycles d'éjection/compression et les cycles de sorption.

Dans les systèmes de compression mécanique le réfrigérant à l'état gazeux est aspiré à basse pression (1) puis comprimé, par un compresseur (2) (Figure 2.2) avant de se condenser et fournir de la chaleur à une source chaude (3). Après passage dans le détendeur, le réfrigérant s'évapore grâce à l'apport de chaleur de la source froide Q_f à la température T_f avant d'être à nouveau aspirée par le compresseur.

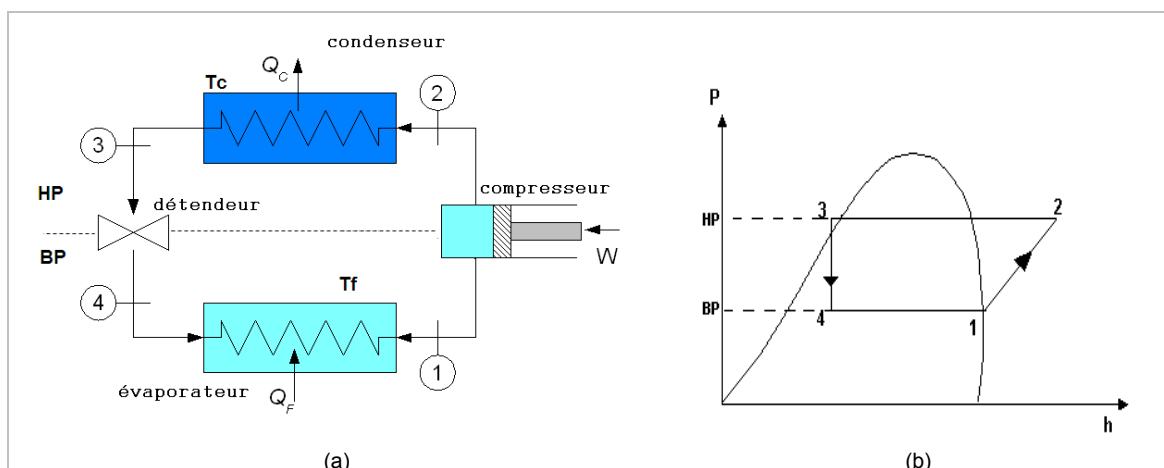


Figure 2.2. (a) Schéma du cycle de compression mécanique. (b) cycle idéal de compression mécanique

Dans les systèmes d'éjecto/compression la vapeur générée dans le bouilleur à haute température et haute pression est détendue dans la tuyère primaire de l'éjecteur

(Figure 2.3). Elle entraîne à sa sortie, le fluide secondaire provenant de l'évaporateur. Le mélange des deux fluides s'accompagne d'une augmentation de pression (onde de choc) dans la chambre de mélange dans le diffuseur. Le mélange se condense ensuite dans un condenseur. L'effet frigorifique est produit par l'évaporation d'une partie du condensât dans l'évaporateur suite à sa détente au travers du détendeur. Le reste du liquide retourne au bouilleur par l'intermédiaire d'une pompe de circulation. D'autres cycles trithermes mettant en œuvre des éjecteur-condenseur sont proposés dans la littérature sont également (Elakdhar *et al.* 2007; Li *et al.* 2002).

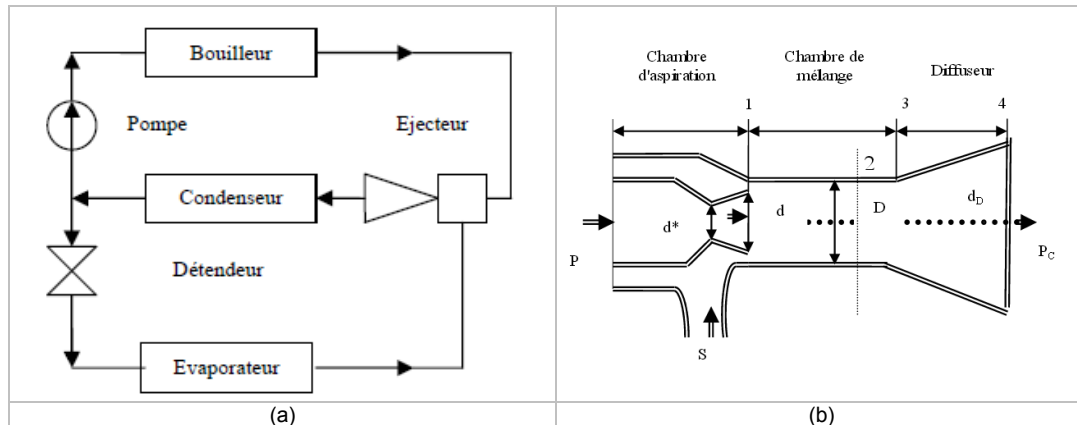


Figure 2.3. Système de compression à éjection. (a) Schéma du cycle. (b) schéma de l'éjecteur (Boumaraf et Lallemand 2005)

Les systèmes à sorption, utilisent la capacité de certains matériaux (solides ou liquides) à absorber un réfrigérant en absorbant les vapeurs produites par l'évaporation du réfrigérant (Figure 2.4).

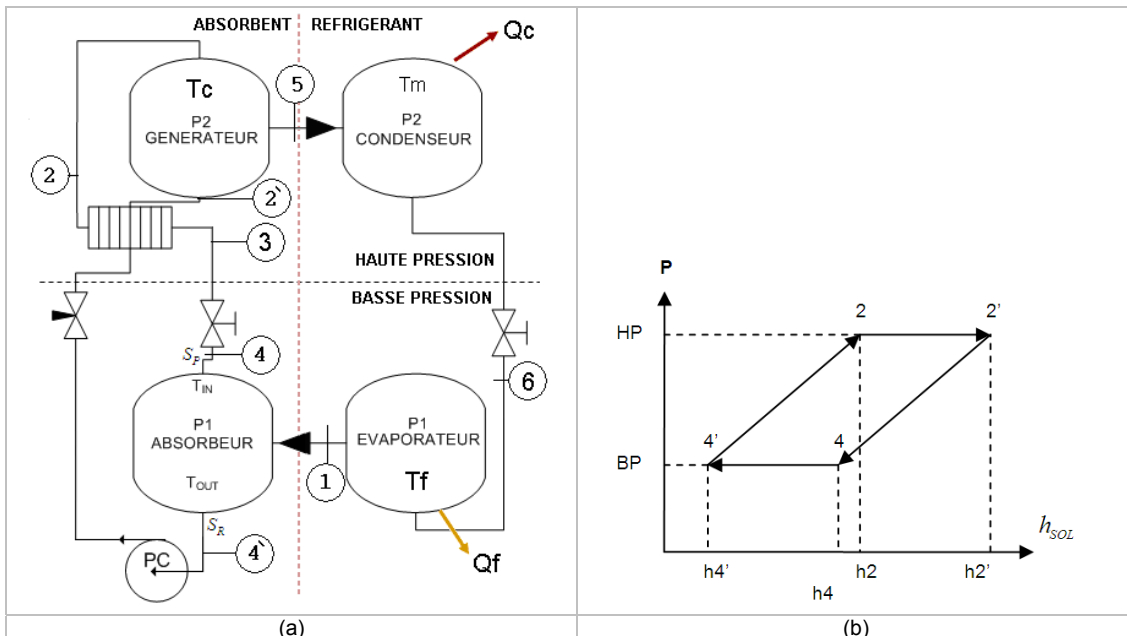


Figure 2.4. (a) Schéma du cycle de compression par absorption, (b) diagramme pression enthalpie pour la solution absorbante dans une machine à absorption LiBr/eau à effet simple. (4-4'-2-2'-3).

Le réfrigérant est évaporé à basse pression (1), consommant de la chaleur à basse température (Q_f , T_f). La vapeur est absorbée par la solution pauvre en réfrigérant (S_p), dans l'absorbeur (4 - 4'). La solution riche (S_R) est portée à plus haute pression par

une pompe de circulation (PC), le réfrigérant est désorbé dans le générateur (5) puis condensé au niveau du condenseur (Q_c , T_c). Finalement, après le passage par le détendeur (6) le réfrigérant est évaporé à nouveau à basse pression, complétant ainsi le cycle. La désorption de la vapeur au générateur, produit une solution pauvre (2') qui sera refroidie (3) et ensuite détendue (4), prête à recommencer l'étape d'absorption.

Il existe différents autres cycles de machines à absorption multi étapes (Herold *et al.* 1996; Wu S. et Eames 2000). De tels cycles sont utilisés en présence de températures de source chaude élevées. Ces machines sont plus performantes que les machines simple effet mais également plus complexes et donc nécessairement plus coûteuses en terme d'investissement.

Certains auteurs proposent des cycles hybrides absorption/éjection (Feldman *et al.* 1998), qui permettent de réduire les consommations des dispositifs auxiliaires.

2.2.2 Performances des machines à absorption

Pendant les dernières décennies, les systèmes de production de froid ont été évalués et comparés par rapport à leurs coefficients de performance, donnant des valeurs plus favorables aux systèmes classiques de production de froid. Nonobstant la consommation électrique, la production des rejets thermiques et la pollution acoustique générée par les systèmes de compression mécanique sont des points importants, parfois négligés à l'heure de leur implémentation et choix.

Les machines trithermes ont fait l'objet d'un regain d'intérêt ces dernières années dans le cadre du rafraîchissement solaire ou de la valorisation de rejets thermiques. Dans les travaux de (Pons *et al.* 2012), est proposée une évaluation des performances de tels systèmes en évaluant le rapport entre le travail électrique fourni au système et la chaleur consommée depuis la source froide. Cet indicateur permet de donner des valeurs comparatives des performances pour des systèmes qui ne consomment pas (ou très peu) d'électricité (Le Pierres 2007).

Dans le Tableau 2.1 les performances de quelques machines à absorption disponibles sur le marché dédiées au rafraîchissement solaire sont comparées par l'intermédiaire de leurs coefficients de performance solaire moyen \overline{COP}_{SOL} et le coefficient de performance électrique \overline{COP}_{ELEC} , rapport entre la puissance électrique fournie et la puissance de refroidissement et la puissance électrique.

Nom	Aire de collecteurs (m ²)	Puissance de refroidissement. (KW)	\overline{COP}_{SOL} ⁱ	\overline{COP}_{ELEC}
Solera (INES, LOCIE)	30	4.5	0.12 0.09	4.2 3.4
Rafsol (PIMENT)	90	30	0.2 0.13 0.11	3.1 3.7 2.1
Aquisol (LATEP)	16.6	4.5	0.19	1.4
UC3M (CSIC)	50	35	0.09 0.07	-

Tableau 2.1. Comparaison des performances de différentes machines à absorption dédiées au rafraîchissement solaire, (Pons *et al.* 2012).

Les machines à absorption solaires présentées dans ce tableau présentent des performances similaires aux machines à compression mécanique actuelles en terme

ⁱ $\overline{COP}_{SOL} = \overline{q_{AC}} / \overline{q_{SOL}}$

de consommation électrique. Des progrès doivent être réalisés pour qu'elles puissent atteindre des performances plus élevées et supplanter les machines à compression mécanique.

Des performances intéressantes de machines à sorption peuvent être trouvées dans la littérature (Kim et Infante-Ferreira 2009 b; Steiu *et al.* 2009; Xie *et al.* 2008). Le problème de leur intégration à l'habitat individuel et de leur déploiement à grande échelle reste actuel. On ne saurait oublier les potentiels que de tels systèmes représentent pour le stockage inter saisonnier et le transport d'énergie (Liu *et al.* 2011; Yang et Jou 1995).

2.3. Les machines à absorption H₂O-LiBr

Deux principaux couples sont utilisés pour les machines à absorption : le couple NH₃/H₂O et le couple LiBr/H₂O (section 1.1). Le choix de la solution bromure de lithium/eau est intéressant dans le cadre du bâtiment en considérant que l'eau pure possède une enthalpie de vaporisation élevée, propriété élémentaire dans un cycle de production de froid. De plus, le bromure de lithium est non volatile, très soluble dans l'eau et ne présente pas de risque pour la santé en cas de fuites dans les installations. Ce couple est particulièrement bien adapté pour produire du froid positif pour le rafraîchissement des ambiances à partir d'une source chaude à basse température telle que celle délivrée par les panneaux solaires plans ou sous vide. Le principal point faible concerne la pression de travail qui nécessite des soins particuliers.

2.3.1 Description du cycle thermodynamique

Les cycles de production de froid par absorption sont retranscrits sur les diagrammes thermodynamiques de Dühring ou Oldham (Figure 2.5) et de Merkel-Bosnjakovic, (Figure 2.6).

Le diagramme d'Oldham, permet de trouver les concentrations à l'équilibre de la solution et du réfrigérant en fonction des températures des différentes sources (annexe A.1) et des pressions de travail.

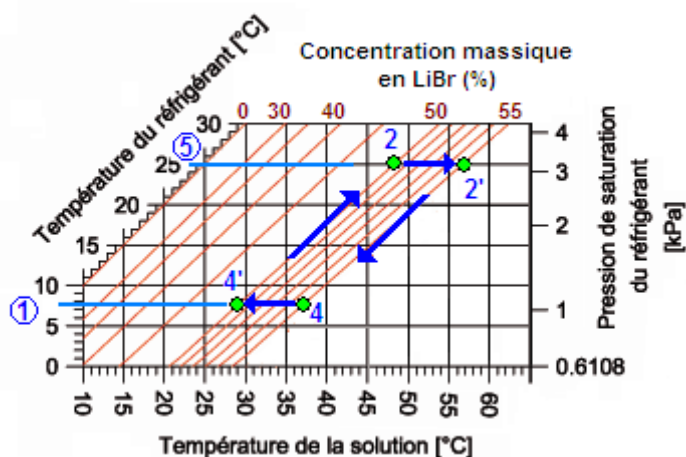


Figure 2.5. Retranscription d'un cycle d'absorption simple effet dans le diagramme de Oldham.

A l'entrée du désorbeur, la solution est à l'état dilué Figure 2.6 (2). La chaleur fournie à la solution permet l'évaporation partielle de l'eau Figure 2.6 (7) donnant une solution chaude et concentrée (2'). Après passage dans l'échangeur intermédiaire, la solution est refroidie puis détendue (4) et mise au contact de la vapeur d'eau (1) provenant de

l'évaporateur conduisant à l'absorption de cette dernière. La solution dilue (4') est portée à la pression de travail du désorbeur par la pompe de circulation et chauffé par son passage dans l'échangeur intermédiaire (2) pour compléter le cycle. L'eau liquide générée au niveau du condenseur à la température intermédiaire (5) est détendue puis évaporée (1) au niveau de l'évaporateur, prélevant de la sorte de l'énergie à la source froide (Figure 2.5 (1)).

L'analyse du diagramme de Merkel-Bosnjakovic permet de compléter l'étude, en donnant les valeurs des enthalpies des fluides au cours des différentes étapes du cycle d'absorption/évaporation – désorption/condensation.

L'analyse des enthalpies permet d'estimer les performances du cycle par rapport à la masse de vapeur total absorbée.

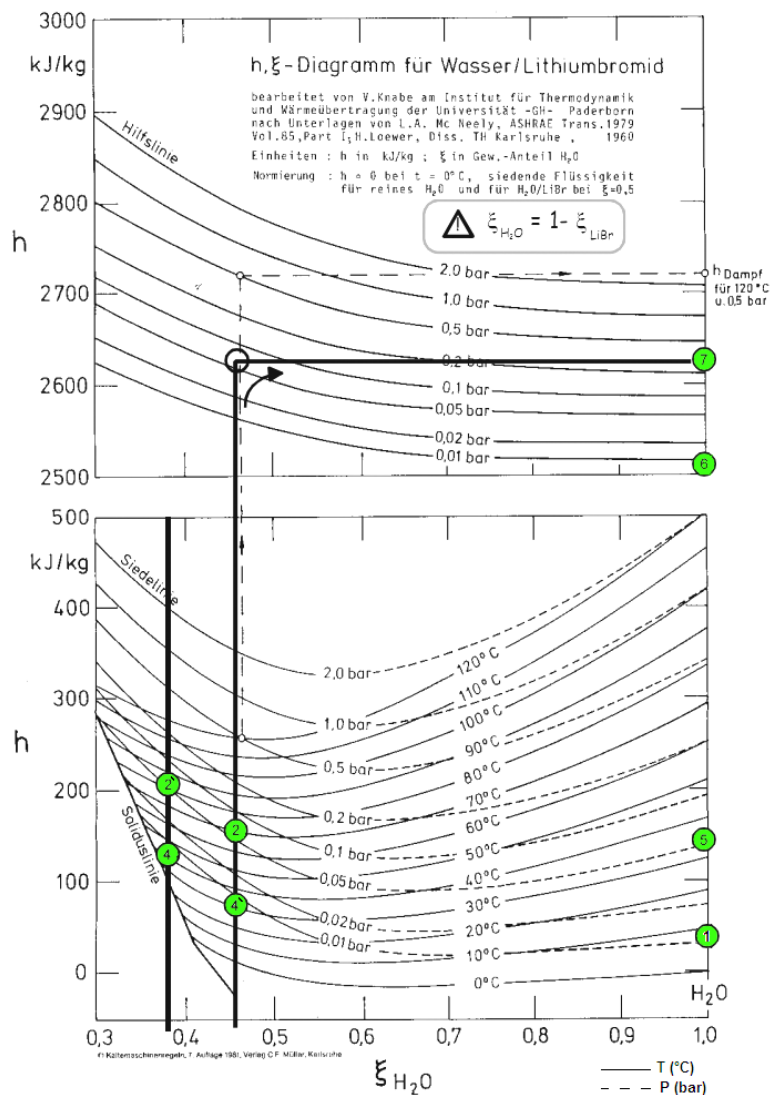


Figure 2.6. Schéma de Merkel-Bosnjakovic Enthalpie/température/ concentration en eau pour le cycle frigorifique de LiBr/H₂Oⁱⁱ.

ⁱⁱ Image extraite et modifiée de Castaing-Lavignottes, 2001

2.3.2 Technologies des échangeurs dans les absorbeurs LiBr/Eau

Un des points clés limitant les performances des machines à absorption sont les échangeurs multifonctionnels au sein desquels les transferts de masse se développent. Les échangeurs présents au niveau de l'étage basse pression sont les plus critiques. Différents types d'échangeurs sont évoqués dans la littérature.

a. Echangeurs adiabatiques

(Arzoz *et al.* 2005) ont comparés trois types d'absorbeurs adiabatiques de vapeur en présence d'une solution aqueuse de LiBr : un absorbeur à gouttes, un absorbeur à jet, et un absorbeur à film ruisselant. Les auteurs ont obtenu le meilleur rapport volume / puissance avec les absorbeurs à films ruisselants, (Figure 2.7).

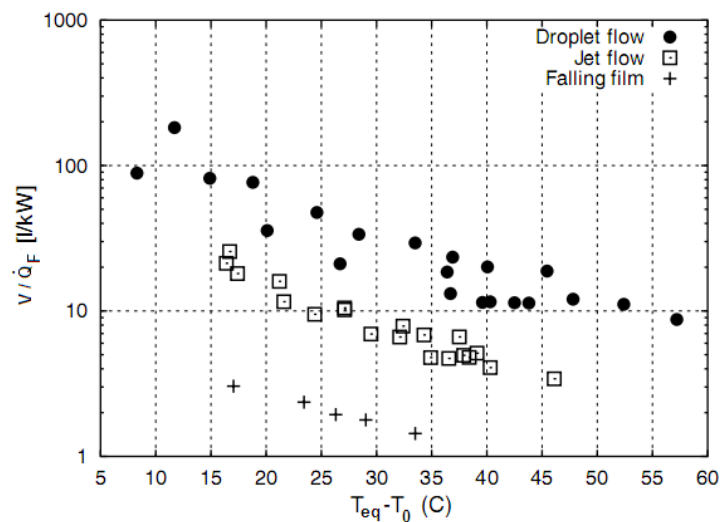


Figure 2.7. Evolution du rapport volume de réfrigérant par la puissance de refroidissement en fonction du sous refroidissement de la solution pour les absorbeurs adiabatiques à gouttes, à jets et à films ruisselants (Arzoz *et al.* 2005).

b. Echangeurs refroidis à tubes horizontaux (goûtes)

Les échangeurs à tubes horizontaux (ETH) refroidis ont été les plus utilisés depuis la création des machines à absorption (Babadi et Farhanieh 2005; Fujita 1993; Hoffmann *et al.* 1996; Jeong et Garimella 2002; Killion et Garimella 2003 a; Kim *et al.* 2003; Kyung *et al.* 2007 b). Les transferts thermiques entre la solution absorbante et le fluide frigoporteur sont d'autant meilleurs que le diamètre des tubes est faible (Cosenza et Vliet 1990). La puissance des échangeurs est d'autant meilleure que le nombre de rangées de tubes est grand. Cependant l'efficacité de l'absorption diminue avec la distance parcourue (réduction du potentiel d'absorption) (Goel et Goswami 2005).

La taille associée à cette géométrie (nécessité d'avoir 4 échangeurs distincts pour les phases d'évaporation, absorption, désorption et condensation) et les coûts de fabrication induits rend difficile son application à grande échelle pour les besoins du bâtiment.

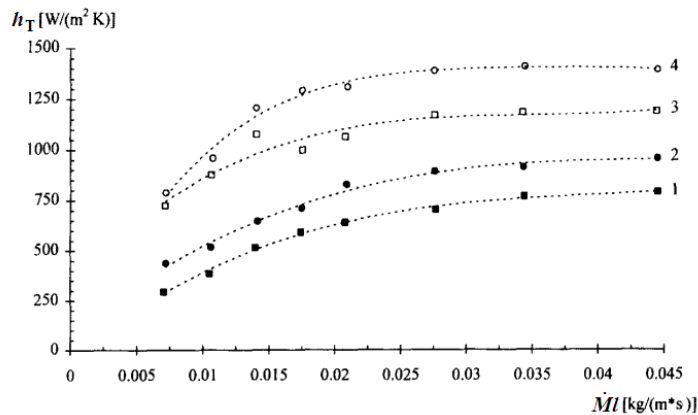


Figure 2.8. Intensifications du coefficient de transfert de chaleur h_T ($Y_{LiBr} = 0.56$) par structuration des surfaces et/ou utilisation d'additifs. 1. Tubes lisses sans additifs ; 2. Tubes bosselés, sans additifs ; 3. Tubes lisses avec additifs ; 4. Tubes bosselés, avec additifsⁱⁱⁱ.

De nombreux ETH mettent en œuvre des surfaces structurées et des surfactants pour augmenter la mouillabilité et par conséquent les transferts (Figure 2.8).

(Goel et Goswami 2005) ont étudié des ETH compacts mettant en œuvre une grille entre les tubes horizontaux. Les résultats des simulations montrent une réduction de 25% de la taille de l'échangeur par rapport au système sans écran pour la configuration étudiée.

Dans l'étude de (Fujita 1993) certains types de surfaces structurées utilisées simultanément avec des surfactants peuvent limiter le mouvement axial du fluide en réduisant le transfert de masse dans le film.

c. Echangeurs refroidis à surfaces verticales

Deux types d'échangeurs refroidis à surfaces verticales et films ruisselants sont étudiés, les échangeurs à tubes verticaux (ETV) et les échangeurs à plaques verticales (EPV).

c.1 Echangeurs à tubes verticaux.

Les échangeurs à tubes verticaux semblent être plus compacts par rapport aux échangeurs à tubes horizontaux (Matsuda *et al.* 1994; Medrano *et al.* 2002; Yoon *et al.* 1999). Les problèmes de mouillabilité des surfaces reste non résolu. Tout comme les échangeurs à tubes horizontaux, ils peuvent être résolus par structuration des surfaces et utilisation d'additifs. Dans le travail de Yoon et al. (1999) ont été testés différentes structurations de surfaces. Les surfaces moletées et cannelées apparaissent avoir les meilleurs performances Figure 2.9.

ⁱⁱⁱ Additif : 80 ppm 2 éthyl- 1- hexanol

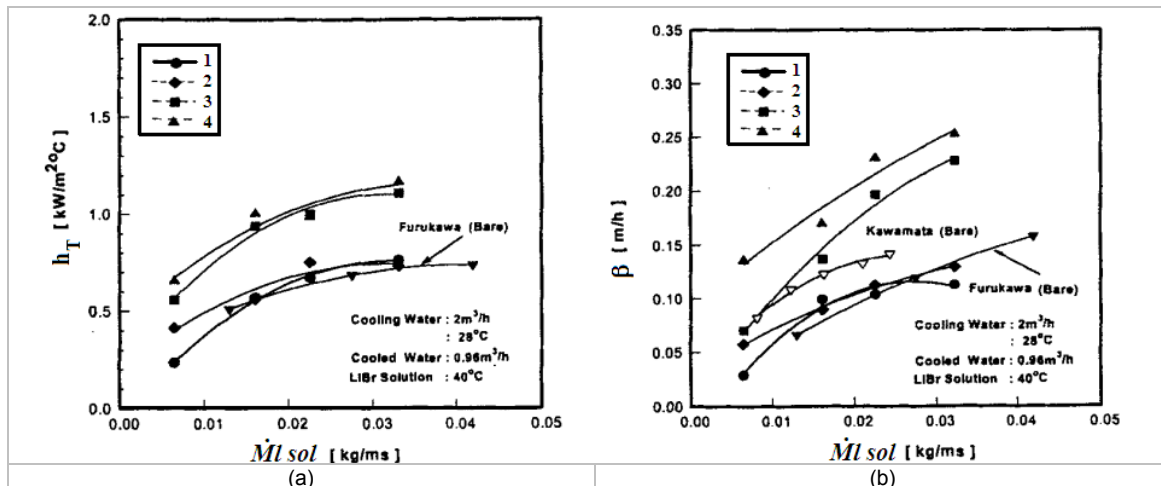


Figure 2.9. Evaluations des coefficients de transferts moyens h_T et β pour différents surfaces : 1. Lisse, 2. Rugueuse, 3. Cannelée et 4. Moletée. Yoon et al. (1999).

Dans les travaux de Medrano (2002) ont été étudiés les transferts couplés sur la surface interne d'un tube lisse en conditions de refroidissement que simule un échangeur refroidi par gaz. Les auteurs ont trouvé que les transferts de masse se réduisent à la moitié par rapport aux conditions de refroidissement liquide. Finalement Matsuda (1994) a étudié les transferts sur une surface lisse de acier inoxydable en trouvant que les transferts diminuent avec la réduction de la température d'évaporation (pression) et augmentent avec la concentration de la solution.

c.2 Plaques.

L'utilisation des échangeurs à plaques planes verticales et films ruisselants est attractive pour les machines à absorption. Elle permet potentiellement d'augmenter la compacité des machines, d'en réduire le poids et le prix en comparaison avec les configurations classiques à tubes verticaux ou horizontaux. (Fujita 1993; Killion et Garimella 2003 a; Kyung *et al.* 2007 b; Pérez Reisler 2007; Takamatsu *et al.* 2003).

Parmi les travaux expérimentaux sur des échangeurs verticaux, la minorité des auteurs ont étudié les échangeurs à plaques verticales (EPV) et films ruisselants vu la pauvre mouillabilité des surfaces non traitées. Les EPV adiabatiques ont fait l'objet des travaux de (Arzoz *et al.* 2005). Ceux de (Kim et Infante-Ferreira 2008) ont porté sur l'amélioration de la mouillabilité des surface par la mise en place de grillages sur les surfaces et/ou l'utilisation de surfactants permettant d'intensifier sensiblement le mouillage des plaques et ainsi les transferts (Kim et Infante-Ferreira 2008). On discutera en détail des coefficients des transferts à la fin du chapitre (section 2.5).

Référence	Surface d'échange	Spécificités
(Kim et Kang 1995)	ETV ^{iv} $\phi^* = 13.3mm$ $H = 800mm$	Sans aditifs
(Medrano et al. 2002)	ETV_P ^v $\phi^* = 22.1mm$ $H = 1500mm$	Sans aditifs Inhibiteur de corrosion (Li ₂ MoO ₄ 54.8&% wt LiBr)
(Bourouis et al. 2005)	ETV_P $\phi^* = 22.1mm$ $H = 1500mm$	Mélange (LiBr+LiI+ LiNO ₃ +LiCl) Simulation de refroidissement par air
(Matsuda et al. 1994)	ETV $\phi = 15.71mm$ $H = 580mm$ $e = 0.8mm$	Sans aditifs
(Yoon et al. 1999)	ETV $\phi^* = 13.88mm$ $\phi = 15.88mm$ $H = 400mm$	Différents surfaces de tubes : Lisse, rugueuse, cannelée et moletée
(Arzoz et al. 2005)	EPV_R ^{vi} $L = 35mm$ $H = 820mm$	Absorption Adiabatique, sans aditifs. Comparaisons au régime par gouttes jet et films (80% de surface mouillée)
(Kim et Infante-Ferreira 2008)	EPV_C+G ^{vii} $L = 95mm$ $H = 540mm$	Avec et sans aditifs (2ethyl-1-hexanol) Avec et sans grillage
(Takamatsu et al. 2003)	EPV_C $\phi^* = 16.05mm$ $\phi = 19.05mm$ $H = 1200mm$	Sans aditifs

Tableau 2.2. Récapitulatif des géométries analysées pour des échangeurs à films ruisselants.

^{iv} Echangeur à tube vertical.

^v Echangeur à tube vertical poli.

^{vi} Echangeur à plaque vertical rainuré.

^{vii} EPV_C+G, plaque de cuivre plus grillage $l^{**} = 10mm$; $h^{**} = 900mm$; $e^{**} = 1mm$.

2.4. Transferts de masse et de chaleur en présence de films ruisselants

2.4.1 Description des phénomènes

a. Ecoulement

Considérons une solution aqueuse de bromure de lithium ruisselant le long d'une plaque plane verticale, et absorbant de la vapeur à son interface. L'adhérence du fluide à la paroi conduit au développement d'une couche limite dynamique d'épaisseur $\delta(x)$.

L'écoulement au sein de la couche limite est caractérisé par des gradients de vitesse dans la direction transverse. A l'extérieur de la couche limite, la vitesse est uniforme selon z (Schlichting et Gersten 2000). L'écoulement devient pleinement visqueux quand l'épaisseur de la couche limite devient égale à l'épaisseur du film (position x_a).

L'écoulement devient complètement établi quand les contraintes visqueuses à la paroi sont compensées par les forces de pesanteur (position x_b). En l'absence d'instabilité^{viii} et lorsque le débit absorbé est négligeable, la vitesse du fluide et l'épaisseur du film peuvent alors être supposées comme constantes.

En présence d'un film sous-saturé et environné de vapeur, un phénomène d'absorption se développe à l'interface liquide-vapeur (Brauner *et al.* 1989; Chen et Sun 1997).

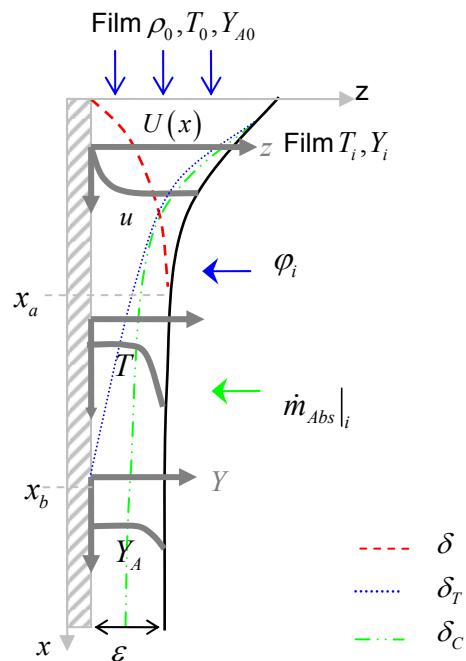


Figure 2.10. Schéma simplifié des transferts couplés de la masse et de chaleur au sein d'un film ruisselant en régime laminaire non établi. Développement simultané des couches limites dynamique δ , thermique δ_T et de concentration δ_C (Y_A fraction massique de la substance A).

^{viii} En toute rigueur, les écoulements de films liquides sur des plaques planes verticales sont toujours le siège d'instabilités qui se traduisent par le développement d'ondes capillaire et inertielles (2D à très bas Reynolds $Re < 5$, puis progressivement 3D au-delà) Nosoko, T., Yoshimura, P. N., Nagata, T. et Oyakawa, K. (1996). "Characteristics of two-dimensional waves on a falling liquid film." *Chemical Engineering Science* **51**(5): 725-732..

Les différences de concentration et de température au sein du film conduisent au développement simultané de couches limites de concentration δ_C et de température δ_T . Le moteur de l'absorption est l'écart à l'équilibre du film qui peut s'exprimer sous la forme d'une pression motrice, $\Delta P^{IN} = f(P^{eq})$. Elle correspond à l'écart entre la pression de vapeur et la pression de saturation de la solution (Goulet 2011; Grossman 1987).

b. Transfert de masse

Les transferts de masse au sein d'une solution binaire absorbante, constituée des espèces A (réfrigérant) et B (absorbant), sont décrits par l'équation locale de la diffusion :

$$\rho \left(\frac{\partial Y_A}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} Y_A \right) = \vec{\nabla} \cdot (\rho D_{AB} \vec{\nabla} Y_A) \quad \text{éq. 2.2}$$

Avec Y_A la fraction massique de l'élément A ($Y_A + Y_B = 1$) : $Y_A = \rho_A \rho^{-1}$, ρ_A étant la concentration de la substance A $\left(\rho_A = \frac{dm_A}{dV} \right)$, et ρ la masse volumique du mélange.

Le débit massique de la solution correspond à la somme des débits massiques des espèces. La somme des équations de conservation de la masse pour chaque espèce permet de retrouver l'équation de continuité du mélange :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad \text{éq. 2.3}$$

La vitesse du mélange correspond à la somme pondérée des vitesses des espèces constituantes :

$$\vec{v} = Y_A \vec{v}_A + Y_B \vec{v}_B$$

ou $\rho \vec{v} = \rho_A \vec{v}_A + \rho_B \vec{v}_B$

La densité de flux de masse de l'espèce A traversant une surface élémentaire est donnée par la loi de Fick :

$$\dot{m}_A = -\rho D_{AB} \vec{\nabla} Y_A + \rho_A \vec{v} \quad \text{éq. 2.4}$$

Avec D_{AB} le coefficient de diffusion des espèces AB.

Dans le repère lié au déplacement du fluide, cette relation s'écrit :

$$\dot{m}_{abs} = -\rho D_{AB} \vec{\nabla} Y_A \quad \text{éq. 2.5}$$

On retrouve la même expression en présence d'une dilution infinie ou d'une équidiffusion. C'est dans ces configurations que se placent de nombreuses études, bien que les conditions d'absorption soient différentes.

En présence d'un écoulement stationnaire, le bilan de masse sur une tranche de film d'épaisseur dx est donné par ::

$$\frac{d}{dx} \int_0^\varepsilon \rho u dz = \dot{m}_{abs} \quad \text{éq. 2.6}$$

Avec \dot{m}_{abs} le débit massique absorbé à l'interface et ε l'épaisseur du film

c. Transfert de chaleur

Les transferts de chaleur au sein de la solution absorbante sont décrits par l'équation locale de la diffusion. Lorsque les effets de dissipation visqueuse sont négligeables, cette équation s'écrit :

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(h) = \vec{\nabla} \cdot (\rho \lambda \vec{\nabla} T) + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial Y_A} \right) \cdot \rho D \vec{\nabla}(Y_A) \quad \text{éq. 2.7}$$

Avec h , l'enthalpie spécifique et λ la conductivité thermique. Etant le premier terme à droite, la conduction et le second l'inter-diffusion.

Si l'on considère les propriétés physiques constantes et les effets d'interdiffusion négligeables, cette équation devient :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(T) \right) = \vec{\nabla} \cdot (\rho \lambda \vec{\nabla} T) \quad \text{éq. 2.8}$$

Le flux de chaleur φ traversant une surface élémentaire de normale n est donné par :

$$\varphi = \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \quad \text{éq. 2.9}$$

Plaçons-nous maintenant à l'échelle d'une tranche élémentaire ABCD de film ruisselant (Figure 2.11).

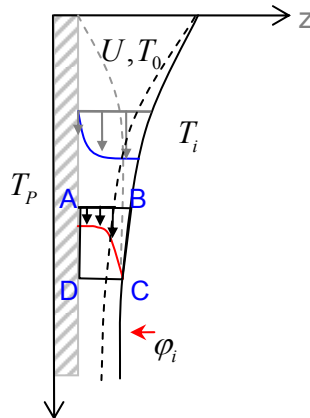


Figure 2.11. Volume de contrôle ABCD.

La chaleur transférée au film sera fonction du flux d'enthalpie à travers ABCD, du flux de chaleur à l'interface liquide vapeur, et du flux de chaleur échangé à la paroi (nul en présence d'une paroi adiabatique):

$$\frac{d}{dx} \int_0^\varepsilon \rho u h dz = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_\varepsilon + \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_0 \quad \text{éq. 2.10}$$

Si l'on suppose les propriétés physiques constantes, cette expression devient

$$\frac{d}{dx} \int_0^\varepsilon \rho u C_p (T - T_0) dz = \lambda \left(\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_\varepsilon + \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_0 \right) \quad \text{éq. 2.11}$$

Avec T_0 la température initiale de la paroi et du film.

d. Conditions à l'interface

En l'absence de gaz incondensables, les transferts de masse à l'interface sont supposés non limitant de sorte que l'interface puisse être supposée à l'équilibre avec la vapeur dans les conditions de pression opératoires.

L'absorption se traduit par un dégagement de chaleur à l'interface qui est transmis au liquide par conduction :

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_e = h_a(T_i, C_{Ai}) \dot{m}_{abs} \quad \text{éq. 2.12}$$

Avec $h_a(T_i, C_{Ai})$ l'enthalpie d'absorption $h_a(T_i, C_{Ai}) = h_A - h_A(T_i, C_{Ai})$, h_A l'enthalpie de vaporisation et $h_A(T_i, C_{Ai})$ l'enthalpie partielle d'eau à l'interface

e. Effets liés aux gradients

Dès lors qu'il existe des gradients d'une grandeur dans un corps, des mécanismes physiques se mettent en place pour les réduire. En présence d'un mélange, des écarts de niveau de saturation (induits par exemple par des différences de température) conduisent au développement d'effets diffusifs (effets Soret) qui tendent à les faire disparaître. Ces effets sont cependant négligeables vis-à-vis des effets convectifs de l'écoulement en présence de films ruisselants.

A l'interface liquide-vapeur, les gradients de concentration et de température influencent la tension de surface et conduisent eux aussi à la formation de mouvements convectifs (effet Marangoni). Suivant l'évolution de la tension de surface avec la température et la concentration, l'effet Marangoni peut être stabilisant

$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} < 0; \frac{\partial \sigma}{\partial Y_A} < 0 \right)$ ou déstabilisant, $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} > 0; \frac{\partial \sigma}{\partial Y_A} > 0 \right)$ favorisant ainsi les transferts de masse et de chaleur.

2.5. Modélisation de l'absorption au sein des films ruisselants

La revue bibliographique établit par (Killion et Garimella 2001) présente une synthèse des modèles de transferts de masse et de chaleur en présence d'absorption pour différents régimes (laminaire, à ondelettes et turbulents (Figure 2.12) et différentes géométries (plaques planes verticales, tubes verticaux et horizontaux).

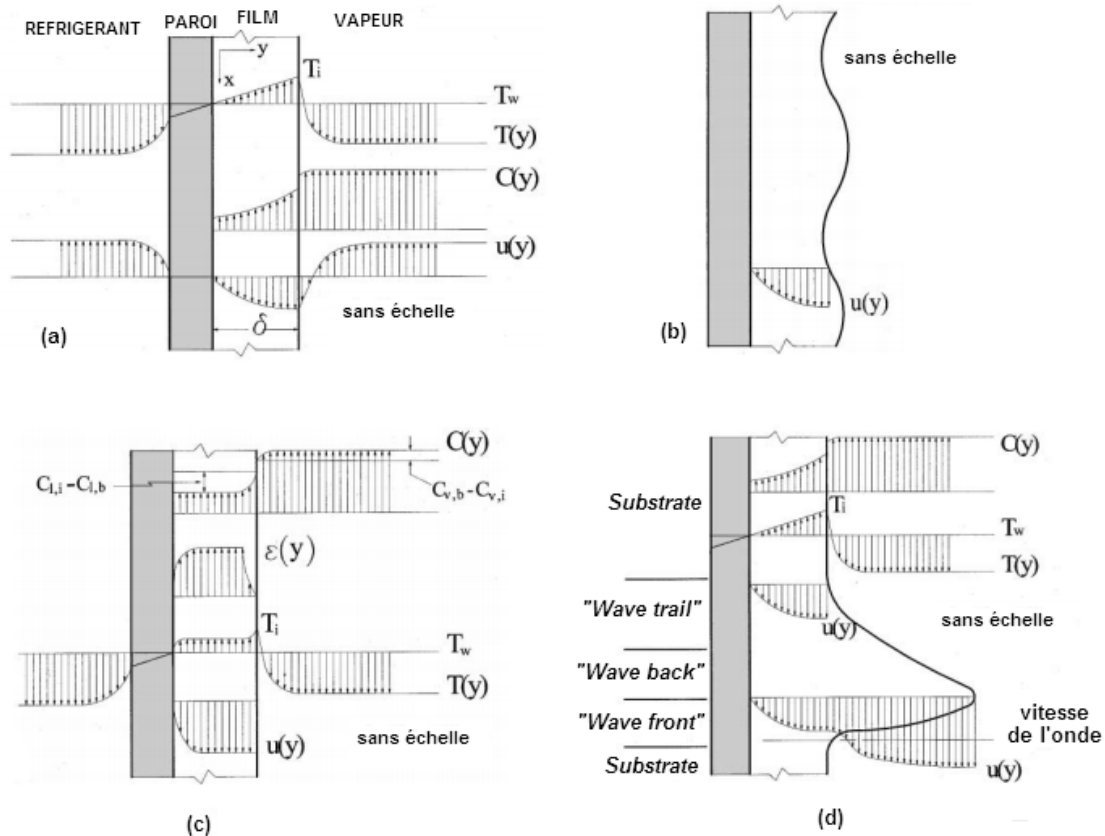


Figure 2.12. Principaux régimes d'écoulement analysés et comparés au cours de la revue bibliographique de (Killion et Garimella 2001). (a) écoulements laminaires (b) régimes à ondes capillaires (c) régime turbulent (d) régime à ondes inertielles.

La plupart des modèles analytiques existants dans la littérature considèrent des géométries simples et les régimes laminaires. L'étude des régimes de transition, à ondelettes ou turbulents nécessitent de mettre en œuvre des modèles numériques.

Les méthodes analytiques présentent l'avantage d'être mise en œuvre aisément par l'ingénieur pour faire des études de pré dimensionnement ainsi que pour mener des études de sensibilité. Les régimes d'écoulement laminaires mis en œuvre dans la plupart des machines à absorption se prêtent bien à ce type de modèles.

2.5.1 Principales hypothèses des modèles d'absorption

Divers auteurs ont étudié les transferts de masse et de chaleur en présence de films ruisselants bidimensionnels, de manière analytique (Fujita et Hihara 2005; Killion et Garimella 2001; Kim et Infante-Ferreira 2009 a; Lockshin et Zakharov 2001; Nakoryakov V. E. 2009 a) et numérique (Bo *et al.* 2010; Karami et Farhanieh 2009; Nakoryakov et Grigoryeva 2010; Raisul Islam *et al.* 2004; Sun *et al.* 2010; Yoon *et al.* 2005). La plupart des auteurs supposent l'écoulement établi, bidimensionnel, et l'épaisseur constante du film, ainsi qu'un débit massique absorbé négligeable par rapport au débit de la solution $\dot{M}_{abs} \ll \dot{M}_{sol}$.

Ils s'attachent à résoudre les équations de transfert de chaleur et de diffusion des espèces (éq. 2.2 et éq. 2.8):

Parmi les hypothèses les plus couramment utilisées pour réduire la complexité du problème de transferts couplés, on a :

- Conditions d'équilibre à l'interface $T = T_i = T_{SAT}(P, Y_{Bi})$,
- Propriétés physiques du film constantes,
- Effet Soret et Dufour négligeables,
- Dissipation d'énergie liée à la viscosité négligeable,
- Transferts convectifs et forces de cisaillement avec la vapeur négligeables (faible vitesse tangente au film),
- Faible densité de la vapeur.

Nous allons passer en revue les principaux modèles de la littérature valables en régime laminaire.

2.5.2 Les régimes laminaires

Les transferts de masse et de chaleur en présence d'écoulements laminaires sur des plaques planes verticales ont fait l'objet de nombreuses études parmi lesquelles on peut citer (Brauner 1991; Brauner *et al.* 1989; Grigor'eva et Nakoryakov 1977; Grossman 1983; Le Goff *et al.* 1985; Tamir et Taitel 1971; Van der Wekken 1988; Yang 1992). La quasi-totalité des études supposent l'écoulement établi. Si les premiers modèles (Grigor'eva et Nakoryakov 1977) considèrent la vitesse comme uniforme au sein du film, la plupart des modèles développés (Le Goff (1985) Brauner (1989, 1991)) utilisent des expressions quadratiques pour le profil de vitesse.

Trois grandes familles de méthodes sont mises en œuvre pour résoudre le problème couplé de transferts de masse et de chaleur : La mise en œuvre de séries de Fourier, les méthodes intégrales et les méthodes numériques (différences finis, volume fini, élément finis).

a. Séries de Fourier

L'estimation des transferts de masse et de chaleur en écoulement laminaire établi à l'aide des séries de Fourier a été mis en œuvre par (Grigor'eva et Nakoryakov 1977; Grossman 1983; Tamir et Taitel 1971). L'ensemble des auteurs considèrent le débit absorbé négligeable par rapport au débit ruisselant ($\varepsilon = \varepsilon_0$).

Dans son étude, Tamir traite le cas de l'absorption isotherme en présence d'une dilution infinie. Son problème revient à résoudre l'équation de diffusion-advection exprimée de manière adimensionnelle :

$$\eta(2-\eta)\frac{\partial\gamma}{\partial\zeta^*} = \frac{\partial^2\gamma}{\partial\eta^2} \quad \text{éq. 2.13}$$

Avec η et ζ^* les coordonnées adimensionnelles $\eta = z\varepsilon^{-1}$, $\zeta^* = \frac{8}{3}\left(\frac{x}{\varepsilon}\right)\frac{1}{\text{Re}Sc}$, ε l'épaisseur

de film $\left(\varepsilon = \left(\frac{3\mu\dot{M}}{\rho^2 g \sin\chi}\right)^{1/3}\right)$, θ la concentration adimensionnelle $\gamma = \frac{C_{A\infty} - C}{C_{A\infty} - C_0}$, \dot{M} le débit massique par unité de largeur.

Tamir considère une concentration uniforme à l'interface et une résistance aux transferts, ce qui se traduit en terme de conditions aux limites par:

$$\begin{aligned}
\gamma &= 1 \text{ en } \zeta^* = 0 \\
\frac{\partial \gamma}{\partial \eta} &= 0 \text{ en } \eta = 0 \\
\frac{\partial \gamma}{\partial \eta} &= -B_i \gamma \text{ en } \eta = 1
\end{aligned} \tag{eq. 2.14}$$

Avec

$$B_i = \frac{h_{r,i} \varepsilon}{D} \tag{eq. 2.15}$$

Tamir exprime la solution à l'aide de séries de Fourier en séparant les variables η et ζ^* :

$$\gamma(\zeta^*, \eta) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n H_n(\eta) e^{-\lambda_n^2 \zeta^*} \tag{eq. 2.16}$$

Les évolutions de la concentration de mélange γ_M et du nombre de Sherwood local le long du film sont déterminées après intégration de la température selon l'épaisseur:

$$\gamma_M = \frac{3}{2} B_i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n H_n(1)}{\lambda_n^2} e^{-\lambda_n^2 \zeta^*} \tag{eq. 2.17}$$

$$Sh = \frac{2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n H_n(1) e^{-\lambda_n^2 \zeta^*}}{3 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n H_n(1)}{\lambda_n^2} e^{-\lambda_n^2 \zeta^*}} \tag{eq. 2.18}$$

$$\overline{Sh} = -\frac{2}{3 \zeta^*} \ln \gamma_M \tag{eq. 2.19}$$

Avec A_n les constantes déterminées avec conditions aux limites, H_n et λ_n les vecteurs propres et les valeurs propres estimés à partir de l'équation de diffusion sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial \eta^2} + \eta(2 - \eta) \lambda_n^2 H_n = 0 \tag{eq. 2.20}$$

Le développement de la couche limite diffusive conduit à la réduction progressive du coefficient de transfert le long de l'écoulement. Le nombre de Sherwood atteint une valeur limite pour une distance égale à $x = \frac{3\delta}{8} \text{Re} Sc$ de l'entrée (Figure 2.13). En l'absence de résistance au transfert à l'interface, cette grandeur est voisine de 3.

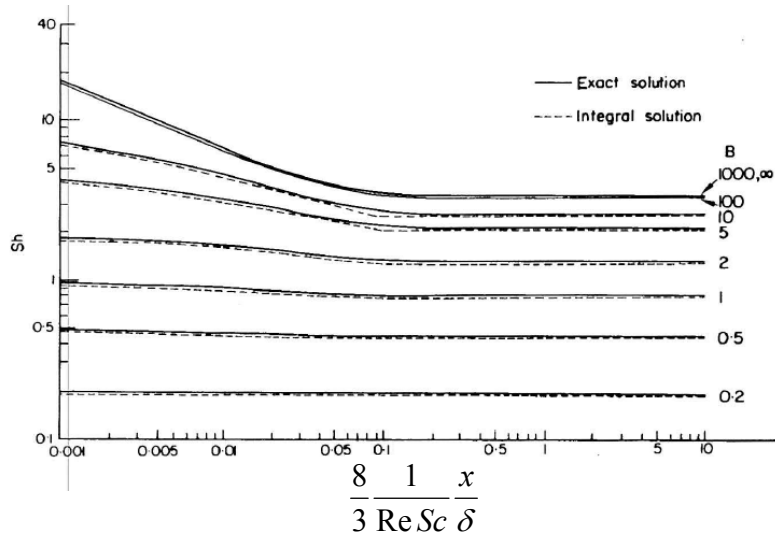


Figure 2.13. Evolution du nombre de Sherwood local en fonction de la distance parcourue réduite.

Grigor'eva et Nakoryakov (Grigor'eva et Nakoryakov 1977) et Grossman (Grossman 1983) complètent le modèle de Tamir en couplant les transferts thermiques aux transferts de masse pour traiter le cas de l'absorption exothermique. (Grigor'eva et Nakoryakov 1977; Tamir et Taitel 1971) considèrent un profil de vitesse plat, alors que Grossman (1983) met en œuvre un profil de vitesse parabolique plus réaliste). Ils adjoignent à l'équation de diffusion-advection l'équation locale de l'énergie :

$$\eta(2-\eta)\frac{\partial\theta}{\partial\zeta} = \frac{\partial^2\theta}{\partial\eta^2} \tag{eq. 2.21}$$

Avec θ la température adimensionnelle $\theta = (T - T_0)(T_{Eq.} - T_0)^{-1}$ satisfaisant les conditions aux limites (adiabatique ou isotherme) suivantes:

$$\left. \begin{array}{l} \theta = 0 \text{ (adia)} \\ \partial\theta/\partial\eta \text{ (iso)} = 0 \end{array} \right|_{\eta=0} \quad \theta = \theta_i \Big|_{\eta=\varepsilon} \quad \theta = 0 \Big|_{\zeta=0} \tag{eq. 2.22}$$

Par la suite, seul le modèle de Grossman plus abouti est détaillé. Grossman considère l'interface à l'équilibre avec la vapeur et prend en compte le dégagement de chaleur lié à l'absorption. Il suppose l'enthalpie d'absorption constante et indépendante de la température et de la concentration. Tout comme Tamir, il se place dans la configuration de dilution infinie. Grossman a utilisé une relation linéaire pour décrire l'évolution de la concentration à l'interface en fonction de la température :

$$C = C_1 T + C_2 \tag{eq. 2.23}$$

Pour résoudre le point singulier $\zeta = 0, \eta = 1$, Grossman considèrent une solution analytique au voisinage de l'entrée. La diffusion de la chaleur et des espèces au voisinage de l'interface s'apparente alors à celle que l'on obtiendrait en présence d'un film à vitesse uniforme. Le système d'équations se réduit à :

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{\partial\theta}{\partial\zeta} &= \frac{\partial^2\theta}{\partial\eta_1^2} \\ \frac{3}{2} \frac{\partial\gamma}{\partial\zeta} &= Le \frac{\partial^2\gamma}{\partial\eta_1^2} \end{aligned} \tag{eq. 2.24}$$

La résolution de l'équation pour les petits ζ est donnée par

$$\theta = \lambda(\lambda + \sqrt{Le})^{-1} \left\{ 1 - \text{erf} \left[3(1-\eta)^2 (8\zeta)^{-1} \right]^{1/2} \right\}$$

$$\gamma = \sqrt{Le}(\lambda + \sqrt{Le})^{-1} \left\{ 1 - \text{erf} \left[3(1-\eta)^2 (8Le\zeta)^{-1} \right]^{1/2} \right\}$$

éq. 2.25

L'évolution des températures adimensionnelles obtenues par Grossman le long de la plaque est illustrée sur la Figure 2.14. La température à l'interface croît brutalement en début de plaque. Elle évolue ensuite différemment après que la couche limite thermique ait atteint la paroi, selon que la plaque soit adiabatique ou à température imposée.

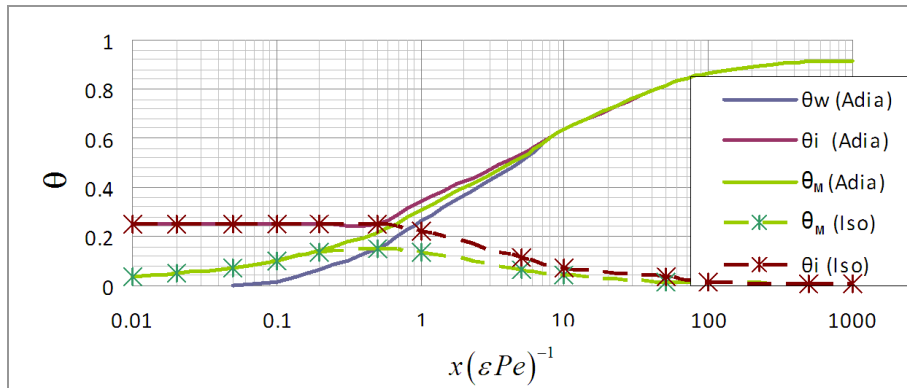


Figure 2.14. Profils adimensionnels de température de mélange (M), à la paroi (w) et à l'interface (i) en fonction de la variable adimensionnelle.

Grossman introduit une chaleur d'absorption réduite λ traduisant l'aptitude du film à conduire la chaleur dégagée à l'interface

$$\lambda = f(C_{eq}, T_{eq}, C_0, T_0)$$

éq. 2.26

L'évolution des transferts de masse adimensionnelle est illustrée sur la Figure 2.15 pour différentes valeurs de λ . Comme le montre la figure, le transfert est sensiblement influencé par le dégagement de chaleur à l'interface ainsi que par les conditions aux limites au niveau de la plaque. En plus, le transfert de masse tend vers zéro dans les cas adiabatiques analysés ($\lambda = 0.01$ et 0.1).

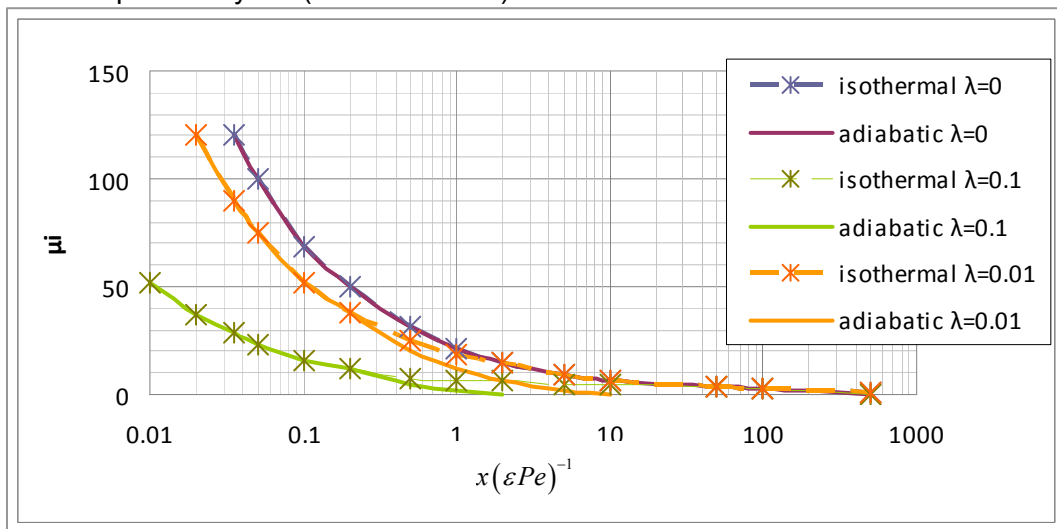


Figure 2.15. Évolution du coefficient de transfert de masse adimensionnel le long du film pour un Lewis $Le = 0.001$ et différentes valeurs de λ .

Pour le cas de température constante à la paroi (ISO - Lewis 0.01) le transfert de masse sera moins sensible aux variations de la chaleur adimensionnelle (ISO $\lambda = 0$ et 0.01). Au contraire, pour une chaleur fixe (ISO $\lambda = 0.01$), les transferts de masse augmenteront pour des faibles Lewis. Grossman explique que si bien les transferts de masse augmentent avec le nombre de Lewis, la force motrice augmente plus rapidement que l'absorption de masse, en réduisant le transfert de masse.

Les figures suivantes montrent les évolutions du Sherwood et du Nusselt locaux obtenus par Grossman le long du film pour des parois adiabatique et isotherme. Les courbes sont paramétrées en fonction du nombre de Lewis et de la chaleur d'absorption adimensionnelle λ .

Les transferts de chaleur décroissent avec l'épaississement de la couche limite pour devenir constant en présence du régime établi thermiquement. Le coefficient de transfert à la paroi est nul tant que la couche limite n'a pas atteint la paroi. Il augmente ensuite progressivement en présence d'une paroi isotherme pour atteindre une valeur constante lorsque le régime thermique est établi.

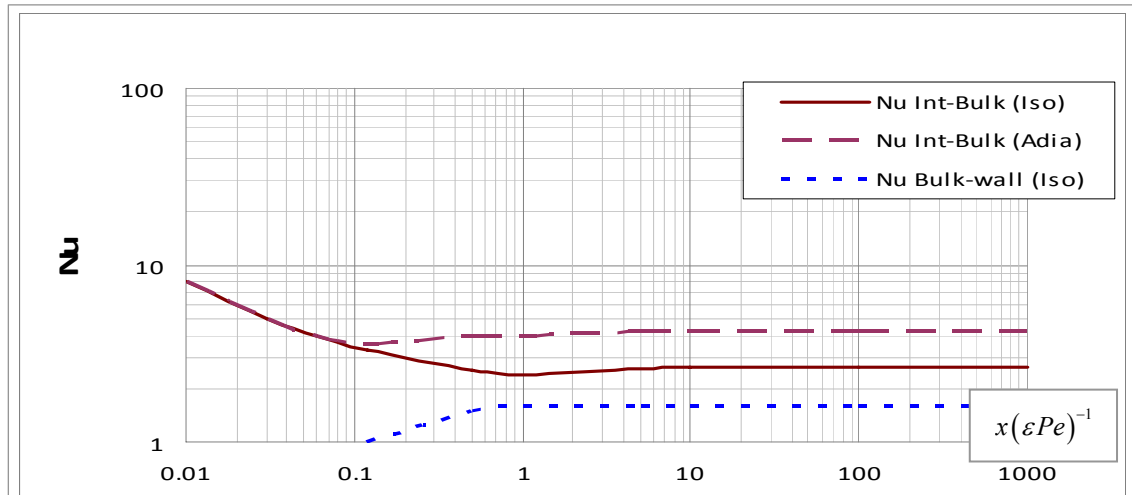


Figure 2.16. Nombre de Nusselt local en fonction de la variable adimensionnelle.

Le dégagement de chaleur à l'interface impacte le transfert de masse en modifiant les conditions de saturation. Aussi le régime établi de transfert de masse est-il retardé et réduit par rapport à celui obtenu par Tamir.

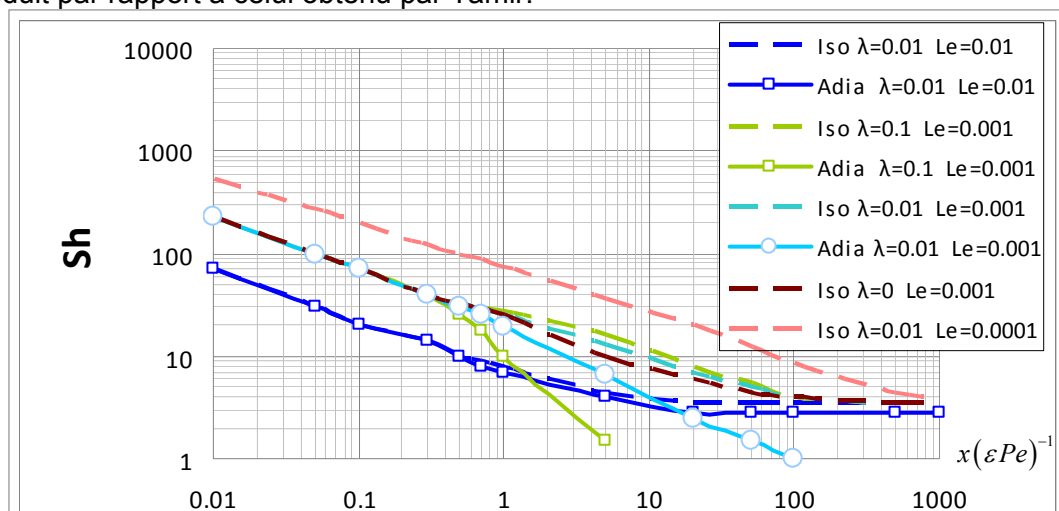


Figure 2.17. Nombre de Sherwood local en fonction de la variable adimensionnelle.

Dans les cas adiabatiques (Adia. $Le = 0.001$), les augmentations de la chaleur d'absorption λ diminuent fortement le nombre de Sherwood. En fait, des valeurs importantes de la chaleur les écartent de leurs valeurs asymptotiques correspondants trouvées pour les parois isothermes. Grossman conclut que ces valeurs asymptotiques diminuent avec l'augmentation de λ , augmenteront avec le nombre de Lewis (pour la même chaleur λ) dans la zone simili-établi et tendront vers zéro quand l'absorption de masse augment plus lentement que la force motrice.

b. Méthodes intégrales

La résolution du problème d'absorption à l'aide des méthodes intégrales a été réalisée par Tamir et Taitel (Tamir et Taitel 1971) ainsi que Brauner (Brauner 1991). Cette méthode est issue de la description des couches limites en mécanique des fluides. Elle met en œuvre des bilans (espèce, énergie) sur des tranches élémentaires d'écoulement d'épaisseur dx :

$$\frac{d}{dx} \int_0^\varepsilon \rho u h dz - \dot{m}_{abs} h_{vap} = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} \quad \text{éq. 2.27}$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^\varepsilon \rho u Y_A dz = \dot{m}_{abs} \quad \text{éq. 2.28}$$

Les profils de vitesse, température et concentrations sont décrits de manière adimensionnelle par des polynômes, dont les constantes sont déterminées par les conditions aux limites. Il est nécessaire de décomposer l'écoulement en différentes zones pour tenir compte du développement des couches limites.

A partir de la formulation intégrale, Tamir et Taitel retrouvent les mêmes résultats que ceux donnés par les séries de Fourier (Figure 2.13). La méthode intégrale lui permet d'établir les expressions analytiques de la longueur d'établissement du régime diffusif x_c , ainsi que du nombre de Sherwood le long du film.

Brauner couple les transferts de masse et de chaleur dans le cadre de l'absorption, et prend en compte l'apport de masse et l'épaississement du film via un bilan de masse sur le film :

$$\frac{1}{Pe} \frac{d}{d\zeta} \int_0^1 HU d\eta = -V \Big|_{\eta=1} \quad \text{éq. 2.29}$$

Avec les $V = \frac{v}{u(\varepsilon)}$ la vitesse transversale réduite, $U = \frac{u}{u(\varepsilon)}$ la vitesse longitudinale

réduite, $H = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ l'épaisseur réduite du film et $\zeta = \frac{x}{Pe}$

Brauner suppose les propriétés du fluide constantes au sein du film. L'évolution des températures est déduite de l'équation de bilan d'énergie

$$\frac{d}{d\zeta} \int_0^1 HU \theta d\eta - \frac{1}{Ja} (Ja\theta^* + 1) \frac{d}{d\zeta} \int_0^1 HU d\eta = -\frac{1}{H} \left. \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} \quad \text{éq. 2.30}$$

Avec $\theta = \frac{T - T_i}{T_{i,Eq} - T_i}$ la température réduite et $T_{i,Eq} = T_i(Y_{B0}, P_{VAP})$

L'évolution des concentrations est déduite de l'équation de bilan d'espèces, selon :

$$\frac{d}{d\zeta} \int_0^1 HU \phi d\eta = \frac{Le\beta}{H} \frac{1}{\chi\gamma + \beta} \left. \frac{\partial \gamma}{\partial \eta} \right|_{\eta=1} \quad \text{éq. 2.31}$$

Avec $\gamma = (Y_A - Y_{Ai})(Y_{A,Eq.} - Y_{Ai})^{-1}$ la fraction massique réduite et $Y_{A,Eq.} = Y_A(T_{SAT}, P_{VAP})$

L'auteur approxime les profils de température et de concentration avec des polynômes d'ordre 2 dont les constantes sont déterminés à l'aide des conditions aux limites. Elle propose des évolutions des nombres de Nusselt et de Sherwood le long du film en présence de parois adiabatiques et isothermes comme le montre la Figure 2.18.

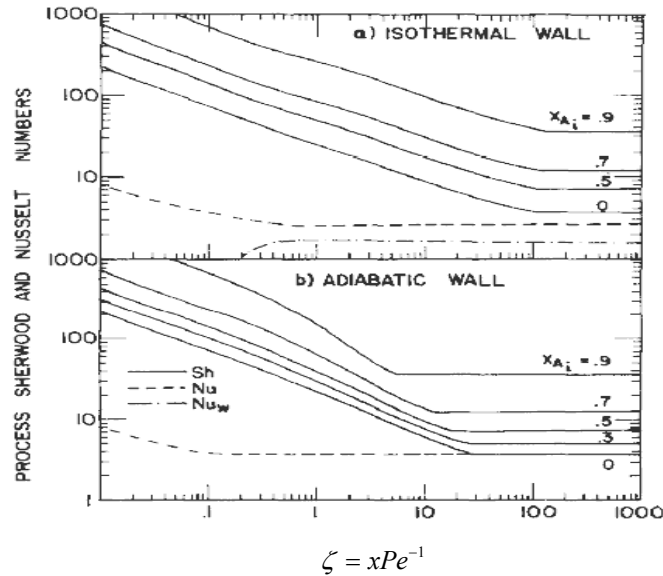


Figure 2.18. Evolution des nombres de Nusselt et de Sherwood locaux en fonction de la variable adimensionnelle $\zeta = xPe^{-1}$.

La technique d'approximation des profils de température et de concentration avec des polynômes d'ordre deux, où les constantes sont déterminées à l'aide des conditions aux limites, concède à ce modèle plus d'exactitude que les formulations précédentes. Cependant, cette technique couramment employée lorsque l'on se trouve en présence de problème à condition fixe imposée est moins robuste dès lors que l'on est en présence de conditions variables à l'interface, ce qui est le cas en présence d'absorption.

c. Méthodes numériques

Différents modèles numériques ont été développés ces dernières années pour décrire l'absorption en présence de films ruisselants en régime laminaire. Nous présenterons ici quelques méthodes mises en œuvre.

Grossman (1983) a développé une méthode numérique pour valider son approche analytique. La méthode utilisée met en œuvre la méthode des lignes. Le film est divisé en bandes minces parallèles à la plaque. La méthode permet d'exprimer les équations sous forme de différences finies sur la direction transverse η , et d'une équation différentielle selon la direction longitudinale.

Pour résoudre le point singulier à l'entrée, l'auteur utilise une solution analytique.

Grossman observe un très bon accord entre les résultats donnés par les séries de Fourier et le modèle numérique.

Yoon et al 2005, étudient l'absorption de vapeur au sein d'une solution saline de LiBr en présence d'un échangeur à plaque vertical en contre courant. Les auteurs supposent l'épaisseur de film constante, se placent à dilution infinie pour décrire

l'absorption à l'interface, et prennent en compte le phénomène d'inter diffusion des espèces.

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_1^2 \rho D_{AB} \frac{\partial C_i}{\partial z} H_i \right) \quad \text{éq. 2.32}$$

Ils résolvent les équations locales à l'aide de la méthode des différences finis. Ils analysent les variations du débit de fluide caloporteur, de la température à l'entrée de la solution, de sa concentration et du nombre de Reynolds.

Pour les plages de fonctionnement analysées, les auteurs trouvent que le débit massique de vapeur absorbé est très sensible au nombre de Reynolds. Ils étudient également l'effet du *potentiel d'absorption* (ΔP_{IN}) en agissant sur la pression de vapeur, la concentration et la température initiale du film. L'effet est d'autant marqué que l'on se trouve dans la zone amont de la plaque. L'effet du refroidissement de la plaque demande des longueurs minimum pour se faire sentir (Figure 2.19).

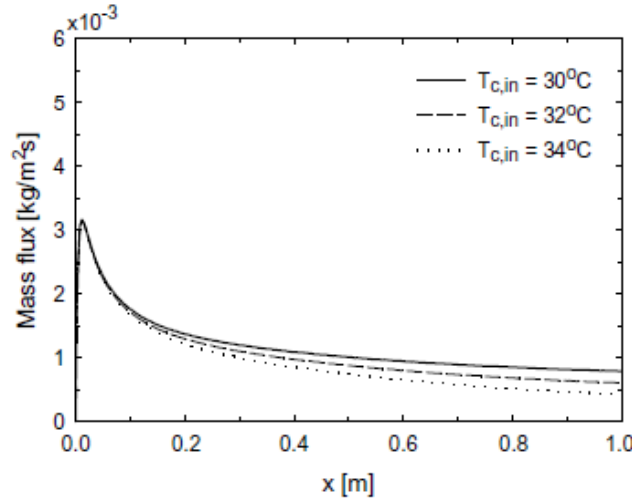


Figure 2.19. Effet du refroidissement sur le débit massique absorbé (Yoon *et al.* 2005).

Les auteurs ne proposent pas de description adimensionnelle des transferts de long du film et n'étudient pas l'influence de l'interdiffusion sur les transferts :

Karami et Farhanieh (Karami et Farhanieh 2009) étudient le cas d'une paroi à température imposée variant linéairement selon la hauteur. L'écoulement est supposé établi en tout point. La variation de l'épaisseur du film est prise en compte.

La vitesse axiale est déterminée en résolvant l'équation de Navier Stokes en négligeant la composante transversale de la vitesse. Cette dernière est ensuite estimée à l'aide de l'équation de conservation de la masse :

$$u = \frac{g\varepsilon^2}{2\nu} \left(\frac{2z}{\varepsilon} - \left(\frac{z}{\varepsilon} \right)^2 \right) \quad \text{éq. 2.33}$$

$$v = -\frac{gz^2}{2\nu} \frac{d\varepsilon}{dx}$$

Avec l'épaisseur du film égale à: $\varepsilon^3 = \frac{3Ml\nu}{\rho g}$

La composante transversale de la vitesse est prise en compte dans les équations locales de conservation de l'énergie et de diffusion des espèces:

$$\frac{\partial T}{\partial x^*} = \left(\frac{\eta}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x^*} - \frac{\nu L}{u\varepsilon} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} + \frac{\alpha L}{u\varepsilon^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} \quad \text{éq. 2.34}$$

Avec $x^* = x/L$

$$\frac{\partial Y_B}{\partial x^*} = \left(\frac{\eta}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x^*} - \frac{\nu L}{u \varepsilon} \right) \frac{\partial Y_B}{\partial \eta} + \frac{D_{AB} L}{u \varepsilon^2} \frac{\partial^2 Y_B}{\partial \eta^2} \quad \text{eq. 2.35}$$

Les auteurs se placent dans la configuration d'une dilution finie. Les conditions aux limites suivantes sont prises utilisées :

$$\left. \begin{array}{l} x^* \geq x_{IN}^* \\ T = T_p \\ \frac{\partial Y_B}{\partial \eta} = 0 \end{array} \right|_{\eta=0} \quad \left. \begin{array}{l} x^* = x_{IN}^* \\ T = T_i, Y_B = Y_{Bi} \end{array} \right|_{0 \leq \eta \leq 1} \quad \left. \begin{array}{l} x^* \geq x_{IN} \\ \dot{m}_{abs} = \frac{\rho D_{AB}}{\varepsilon Y_{B,surf}} \frac{\partial Y_B}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \\ \varphi_i = \dot{m}_{abs} h_{fg} = - \frac{\lambda}{\varepsilon} \frac{\partial T}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \end{array} \right|_{\eta=1} \quad \left. \begin{array}{l} x^* \geq x_{IN}^* \\ T = T_{surf}(Y_{B,surf}, P) \\ Y_B = Y_{B,surf} \end{array} \right|_{\eta=1}$$

La méthode des différences finies est mise en œuvre pour résoudre les équations locales de conservation de l'énergie et de diffusion des espèces c.

La prise en compte de la variation de l'épaisseur de film nécessite de mettre en œuvre un maillage adaptatif. Les auteurs proposent des évolutions des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens en fonction du Reynolds (Figure 2.20) pour une plaque d'un mètre de hauteur, dans des conditions thermodynamiques données.

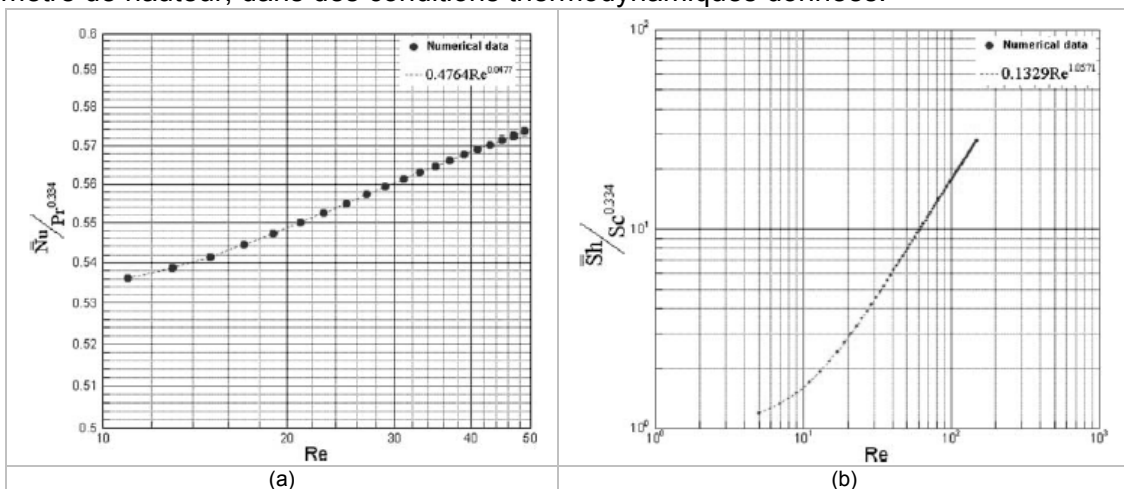


Figure 2.20. Evolution des nombres de (a) Nusselt et (b) Sherwood moyens en fonction du Reynolds, (Karami et Farhanieh 2009).

La masse absorbée moyenne est comparée aux résultats expérimentaux de Medrano (Medrano *et al.* 2003), Figure 2.21. Les auteurs (Karami et Farhanieh 2009) trouvent un bon accord pour des nombres de Reynolds inférieurs à 150. Le modèle ne prédit pas l'augmentation croissante de la masse absorbée moyenne avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Les résultats du modèle tendent à décroître lorsque le nombre de Reynolds devient supérieur à 100, la dégradation des transferts thermiques en étant vraisemblablement la cause.

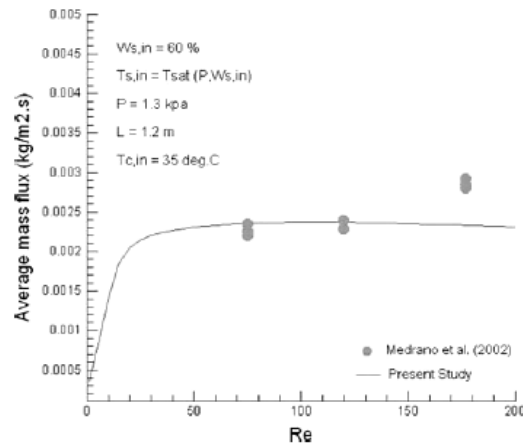


Figure 2.21. Évolution de la densité de masse absorbée en fonction de Reynolds, Karami et Farhanieh (2009).

Goulet (2011) a modélisé les transferts de masse et de chaleur au sein d'une solution aqueuse absorbante de bromure de lithium confiné entre grilles verticales à l'aide des différences finies. Il considère un profil de vitesse plat. Il met en œuvre une procédure itérative pour déterminer les conditions de saturation à l'interface permettant d'assurer la cohérence entre le débit absorbé et le flux de chaleur dégagé à l'interface. Une attention particulière est portée à la taille des mailles afin de limiter les problèmes de diffusion numériques. Ceci le conduit à mettre en œuvre des mailles de taille $0,02 \mu\text{m}$ à l'entrée du domaine. Il compare ses mesures à des résultats expérimentaux et retrouve les mêmes ordres de grandeur quant au débit massique absorbé (Figure 2.22).

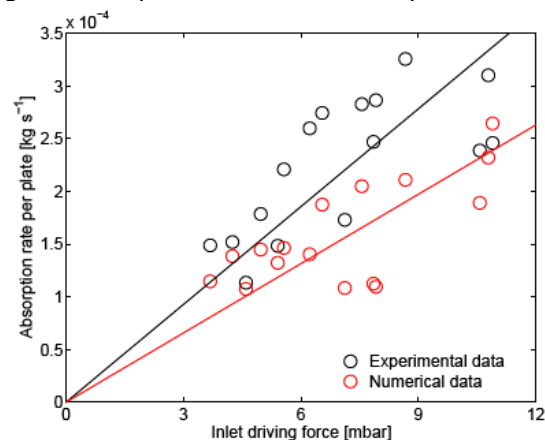


Figure 2.22. Evolution du débit absorbé en fonction de la force motrice d'absorption (Goulet (2011))

Récemment (Goulet *et al.* 2014) mettent en œuvre la méthode des volumes finis pour étudier l'impact des variations de propriétés physiques sur la modélisation de l'absorption d'eau par une solution statique de bromure de lithium. Un maillage adaptatif est utilisé pour suivre la prise de masse et permettant de rester conservatif. Ils prennent en considération le phénomène d'inter-diffusion ainsi que la dilution finie à l'interface. Les résultats montrent une sensibilité au coefficient de diffusion pour lequel les valeurs de la littérature ne s'accordent pas totalement. Il compare avec succès ses résultats numériques avec différentes expériences (Figure 2.23).

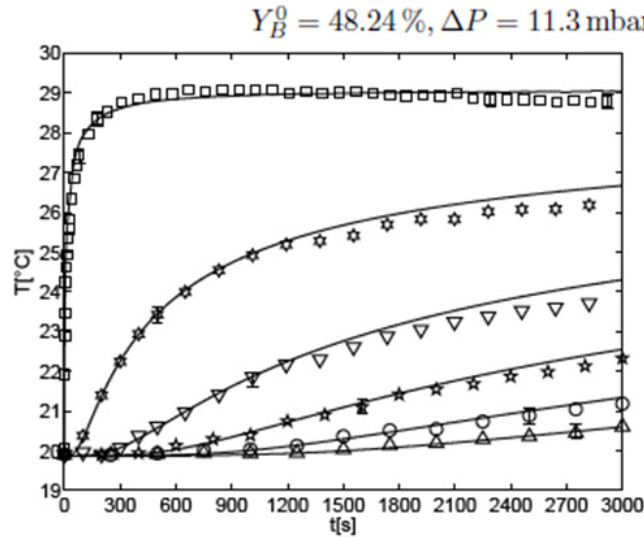


Figure 2.23. Evolution temporelle de la température au sein d'une solution statique de bromure de lithium absorbant de la vapeur d'eau pour différentes positions (Goulet (2014)).

L'interdiffusion ainsi que les variations des propriétés physiques avec la température et la concentration (excepté la masse volumique) n'ont pas d'impact sensible sur les transferts. Il en va différemment de la condition de dilution finie ou infinie à l'interface.

2.5.3 Les régimes à ondelettes

Les films ruisselants sur des plaques planes verticales ne sont jamais parfaitement laminaires. Ils sont toujours accompagnés d'ondes capillaires et inertielles. Le développement des instabilités de surface a fait l'objet de différentes études parmi lesquels on peut citer (Patek et Klomfar 2006; Patnaik et Perez-Blanco 1996; Yang 1992) et (Kalliadasis *et al.* 2012). Les ondes inertielles et capillaires (Brauner et Maron 1982) intensifient les transferts de masse et de chaleur. Cette intensification dépend du nombre de Reynolds, de la position le long de la plaque mais également de l'excitation. Quelques études numériques et expérimentales proposent des coefficients d'intensification des transferts induits par les instabilités (Wasden 1989 b; Yoshimura *et al.* 1996). La modélisation fine du phénomène reste encore très imparfaite et le problème ouvert.

L'intensification des transferts par le développement des ondes a été modélisé par Yuksel (Yuksel 1987b; Yuksel et Schlunder 1987a) à l'aide d'un modèle de turbulence d'ordre 1 dont le domaine d'application a été étendu à des Reynolds modérés (< 500). Les auteurs se placent en régime établi et prennent en considération la contrainte interfaciale induite par l'écoulement gazeux. Les équations locales en écoulement turbulent sont moyennées. L'impact des fluctuations est pris en compte au moyen de coefficients de viscosité, conductivité thermique et diffusion turbulente :

$$\nu_{ef} = \nu + \nu_t; \lambda_{ef} = \lambda + \lambda_t; D_{ef} = D_{AB} + D_t \tag{eq. 2.36}$$

Le système d'équations adimensionnel décrivant les transferts est donné par :

$$\frac{Re}{Fr} + \frac{\partial}{\partial y^+} \left[\left(1 + \frac{\nu_t}{\nu} \right) \frac{\partial u^+}{\partial y^+} \right] = 0 \tag{eq. 2.37}$$

$$u^+ \frac{\partial T^+}{\partial x^+} + v^+ \frac{\partial T^+}{\partial z^+} = \frac{1}{Re Pr} \frac{\partial}{\partial z^+} \left[\left(1 + \frac{Pr \nu_t}{Pr_t \nu} \right) \frac{\partial T^+}{\partial z^+} \right]$$

$$u^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} + v^+ \frac{\partial C^+}{\partial z^+} = \frac{1}{\text{Re} Sc} \frac{\partial}{\partial z^+} \left[\left(1 + \frac{Sc}{Sc_t} \frac{v_t}{\nu} \right) \frac{\partial C^+}{\partial z^+} \right]$$

Avec

$$x^+ = \frac{x}{\varepsilon}, \quad z^+ = \frac{z}{\varepsilon}, \quad C^+ = C, \quad T^+ = \frac{T - T_0}{\Delta T_{ref}}, \quad u^+ = \frac{u}{\bar{u}}, \quad v^+ = \frac{v}{\bar{v}}$$

$$\text{Re} = \frac{\bar{u} \varepsilon}{\nu}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}, \quad \text{Pr}_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t}, \quad \text{Fr} = \frac{\bar{u}^2}{g \varepsilon}, \quad \text{Sc} = \frac{\nu}{D}, \quad \text{Sc}_t = \frac{\nu_t}{D_t}$$

L'équation de conservation de la masse permet de décrire l'évolution de la vitesse transversale. Le profil de vitesse est déterminé en intégrant l'équation de quantité de mouvement en tenant compte de la contrainte de cisaillement à l'interface.

$$\frac{\text{Re}}{\text{Fr}} \int_1^{z^+} dz^+ + \left[\left(1 + \frac{\nu_t}{\nu} \right) \frac{\partial u^+}{\partial z^+} \right]_{y^+} - \left[\left(1 + \frac{\nu_t}{\nu} \right) \frac{\partial u^+}{\partial z^+} \right]_1 = 0 \tag{eq. 2.38}$$

$$\frac{\partial u^+}{\partial z^+} = \frac{\text{Re}}{\text{Fr}} \frac{1 - z^+}{1 + \nu_t \nu^{-1}} + \left(\frac{\text{Re}}{\text{Fr}^2} \right)^{1/3} \frac{\tau_d^+}{1 + \nu_t \nu^{-1}}$$

L'évolution de la viscosité turbulente en fonction du nombre de Reynolds et de la distance à la paroi est déduite des études de (Driest 1956; Seban et Faghri 1976). Les coefficients de diffusion turbulente (diffusion des espèces et diffusion de la chaleur) sont déduits de la viscosité turbulente en supposant des nombre de Prandtl et de Schmidt turbulents égaux à 0.9. Les auteurs utilisent les conditions aux limites à la paroi et à l'interface décrites sur le Tableau 2.3.

Variable	$z = 0$	$z = \varepsilon$
u^+	0	$\frac{\partial u^+}{\partial z^+} = \frac{\tau_d^+}{1 + \nu_t \nu^{-1}} \left(\frac{\text{Re}}{\text{Fr}^2} \right)^{1/3}$
v^+	0	$v^+ = \frac{1}{\text{Re} Sc} \left(1 + \frac{Sc}{Sc_t} \frac{v_t}{\nu} \right) \frac{1}{1 - C^+} \frac{dC^+}{dz}$
C^+ Fraction massique	$\frac{dC^+}{dz} = 0$	$C^+ = f(T^+, p)$
T^+	$T_p^+ = \frac{T_p - T_i}{\Delta T_{ref}} = \text{const.}$	$\frac{\partial T^+}{\partial z^+} = \frac{\text{Pr}}{Sc} \frac{1 + \frac{Sc}{Sc_t} \frac{v_t}{\nu}}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \frac{v_t}{\nu}} \frac{\Delta h_{abs}}{c_p \Delta T_{REF}} \frac{1}{1 - C^+} \frac{dC^+}{dz}$
	$\lambda \frac{\partial T^+}{\partial z^+} \Big _0 = \text{const.}$	
	$\lambda \frac{\partial T^+}{\partial z^+} \Big _0 = \alpha_{cW} \varepsilon (T^+ - T_{cW}^+)$	

Tableau 2.3. Conditions aux limites pour le modèle de Yuskel 1987b

Le coefficient local de transfert de masse est défini par :

$$\beta_L = \frac{-\dot{n}_{abs}}{\rho_L \ln \left((1 - C_i)(1 - C_{Bulk})^{-1} \right)} \tag{eq. 2.39}$$

Les auteurs comparent avec succès les résultats de leur modèle à différents résultats expérimentaux (Figure 2.24). L'intensification des transferts avec le développement de la turbulence est bien reproduite.

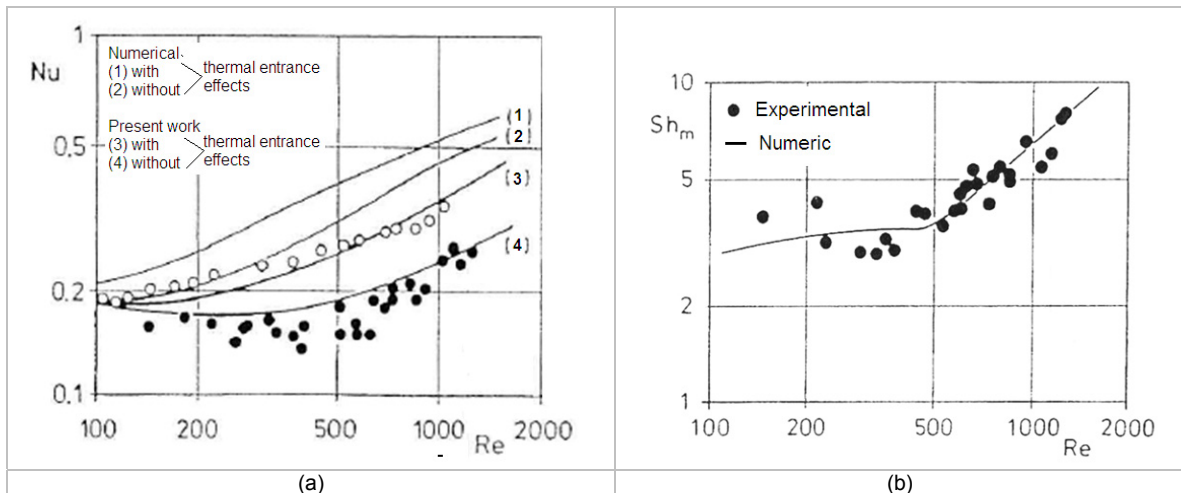


Figure 2.24. Comparaison des coefficients de transferts adimensionnels numériques et expérimentaux trouvés par Yuskel (Yuksel 1987b)(a) Nombre de Nusselt (b) Sherwood.

2.5.4 Conclusion de l'analyse des modèles analytiques et numériques

Les modèles analytiques et numériques présentent des limitations liées aux hypothèses simplificatrices utilisées, Figure 2.12. Les modèles disponibles se placent souvent dans la configuration de dilution infinie à l'interface. Ils considèrent généralement une épaisseur de film uniforme et traitent les problèmes de diffusion des espèces et de la chaleur de la même manière. Or l'intensité de l'absorption dépend sensiblement de la fraction massique à l'interface. Par ailleurs, l'évolution de la fraction de mélange au sein du fluide nécessite de considérer la conservation de la masse au sein du film, ce qui est fait dans un nombre limité de cas. Le modèle semi analytique le plus complet semble être sans doute le modèle de (Brauner 1991) qui prend en compte ces considérations: Les hypothèses prises quant au profil de concentration et de température posent néanmoins problème compte tenu des conditions variables à l'interface.

référence	Régime	Type de solution	Paroi	Hypothèses
Tamir 1971	Laminaire	Méthode intégrale Séries de Fourier	Isotherme	EFC ^{ix}
Grigor'eva et Nakoryakov 1977;		Séries de Fourier	Isotherme	EFC
Grossman 1983;		Séries de Fourier Méthode numérique (méthode des lignes)	Isotherme/ Adiabatique	AL ^x
Le Goff et al. 1985;		Méthode numérique	Adiabatique	Epaisseur du film quasi constant, PPC ^{xi} , AL.
van der Wekken 1988		Méthode numérique	Isotherme	EFC, PPC, AL
Brauner et al. 1991;		Méthode intégrale	Isotherme/ Adiabatique	$\varepsilon = \varepsilon(x)$, PPC, EI
Yang 1992		Méthode numérique	Isotherme/ Adiabatique	ID ^{xii} ,
Yoon et al 2005		Méthode numérique différences finies et TDMA méthode ^{xiii}	Isotherme	EFC, ID, PPC, IE ^{xiv}
Karami et Farhanieh 2009		Méthode numérique, différences finies	$T_p = T_0 + Cx$	$\varepsilon = \varepsilon(x)$, PPC

Tableau 2.4. Récapitulatif des principaux modèles utilisés pour décrire l'absorption en régime laminaire assortis des hypothèses de calcul

^{ix} EFC, épaisseur du film constant,^x AL, absorbeur linéal^{xi} PPC, propriétés physiques constantes^{xii} ID, interdiffusion^{xiii} TDMA, *Tri Diagonal Matrix Method*^{xiv} EI, Equilibre à l'interface

2.6. Études expérimentales : Performances et amélioration de l'absorption

2.6.1 Détermination des coefficients de transferts de masse et de chaleur.

De nombreuses études expérimentales ont été réalisées sur l'absorption de vapeur par des solutions ruisselantes sur des surfaces verticales de sorte à pouvoir établir des corrélations décrivant les transferts de masse et de chaleur ou valider les modèles analytiques ou numériques. Les travaux dédiés au couple H₂O/LiBr représentent une part importante de ces études. Ils sont caractérisés par des conditions de travail à basse pression (de l'ordre de 10 mbar) conduisant à une maîtrise difficile des gaz incondensables.

La quasi-totalité des études aborde les transferts de manière globale en exploitant les mesures de concentration et de température réalisées en entrée et sortie des échangeurs. Les calculs des coefficients de transferts globaux s'inspirent généralement des méthodes utilisées dans le cas des échangeurs de chaleur qui mettent en œuvre les moyennes logarithmiques des écarts de température :

$$\dot{Q} = US\Delta T_{\ln} \quad \text{éq. 2.40}$$

Avec U le coefficient d'échange global, S la surface d'échange de référence et

$$\Delta T_{\ln} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}} \quad \text{la moyenne logarithmique des écarts de température}$$

Dans le cas des échangeurs à plaques le coefficient d'échange global s'exprime en fonction des coefficients d'échanges moyens h_1 et h_2 de chacun des fluides :

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_1} + R_{te1} + \frac{e}{\lambda_p} + R_{te2} + \frac{1}{h_2} \quad \text{éq. 2.41}$$

Avec e et λ l'épaisseur et la conductivité de la paroi, l'épaisseur et la conductivité de la paroi, R_{te1} et R_{te2} les résistances thermiques d'encrassement.

Le coefficient d'échange moyen pour un fluide peut être déduit du coefficient d'échange global connaissant le coefficient d'échange du deuxième fluide, ou en se plaçant dans une condition telle que la résistance thermique du deuxième fluide puisse être considérée comme négligeable.

Un commun dans les transferts considère le coefficient de transfert de masse selon (Fujita et Hihara 2005):

$$\beta = \frac{\Delta M_{abs}}{H\Delta Y_{\ln}} \quad \text{éq. 2.42}$$

Avec ΔM_{abs} la masse de vapeur absorbée à l'interface, H, l'hauteur de l'absorbant et

$$\Delta Y_{\ln} = \frac{(Y_{Ai1} - Y_{Af1}) - (Y_{Ai2} - Y_{Af2})}{\ln \frac{Y_{Ai1} - Y_{Af1}}{Y_{Ai2} - Y_{Af2}}} \quad \text{la moyenne logarithmique des écarts de fraction}$$

massique.

Ces méthodes ne sont malheureusement pas adaptées au cas des échangeurs multifonctionnels tels que les absorbeurs mettant en œuvre trois fluides : le réfrigérant, l'absorbant et le fluide de refroidissement. En effet, l'absorption de vapeur d'eau à

l'interface se traduit par un dégagement de chaleur. Le couplage entre les transferts de masse et de chaleur à l'interface des films conduit à des variations sensibles de la température, de la concentration et des coefficients d'échange le long de l'interface.

Quelques approches sont proposées dans la littérature pour tenir compte de ces spécificités. Parmi elles, on retiendra celle proposées par Kim et Infante Ferreira (Kim et Infante-Ferreira 2009 a) qui prend en compte l'évolution des forces motrices le long des films en supposant les coefficients d'échange constants le long des interfaces, des propriétés physiques constantes et en se plaçant dans le cas d'un fluide absorbant non volatil.

$$U = \frac{\Gamma_s C p_s}{CL} \times \ln \left[\frac{(T^b - t)_{top} - \dot{n}_{avg} \Delta h / (UC)}{(T^b - t)_{bot} - \dot{n}_{avg} \Delta h / (UC)} \right]$$

$$\beta = \frac{\Gamma_s}{\rho BL} \times \ln \left[\frac{(x^b - x^i)_{bot} - c_1 \dot{q}_{avg}^w / (\rho \beta B C p_s)}{(x^b - x^i)_{top} - c_1 \dot{q}_{avg}^w / (\rho \beta B C p_s)} \right]$$

éq. 2.43

Avec L la longueur de l'échangeur, B et C des constantes, t la température du fluide de refroidissement, \dot{n} la densité de flux de masse.

La détermination des coefficients d'échange moyens nécessite de mettre en œuvre une procédure itérative. Cette approche apparaît intéressante en présence d'écoulements turbulents pour lesquels les coefficients de transferts varient peu le long des films. Il en va différemment en présence d'écoulements laminares pour lesquels les coefficients varient sensiblement le long des films.

Pour permettre la comparaison des performances globales des échangeurs multifonctionnels, certains auteurs (Goulet 2011) utilisent pour son étude un coefficient de transfert de masse moyen défini à partir du potentiel d'absorption, et de la masse absorbée par unité de largeur selon:

$$\beta_{AV} = \dot{M}_{abs} (\Delta P_{IN})^{-1}$$

éq. 2.44

Avec ΔP_{IN} , l'écart de pression motrice à l'entrée (écart entre la pression mesurée P_1 , et la pression d'équilibre P_0^{eq}) et \dot{M}_{abs} la masse absorbée par unité de largeur de plaque

$$\Delta P_{IN} = P_1 - P_0^{eq} (Y_{B0}, T_{in})$$

éq. 2.45

2.6.2 Principales configurations expérimentales étudiées.

Deux grands types de géométries de surfaces verticales sont mises en œuvre pour l'étude des films ruisselants sur des surfaces verticales : les plaques planes et les tubes verticaux, la solution absorbante circulant à l'extérieur ou l'intérieur du tube. Cette configuration permet de se défaire de l'impact des conditions de bord qui peuvent être contraignantes. Les effets de courbure peuvent raisonnablement être négligés dès lors que le diamètre du tube devient supérieur à 1cm compte tenu des épaisseurs sub-millimétriques des films ruisselants.

Les régimes d'écoulements étudiés sont pour la plupart laminares à ondelettes ($10 < Re < 500$). Les conditions de fonctionnement correspondent souvent aux configurations rencontrées dans des machines à absorption à simple effet dédiées au rafraîchissement solaire, à savoir des températures de solution voisines de 40°C, des températures de fluide frigoporteur voisines de 30°C et des concentrations de solution salines comprises entre 50 et 60% (Tableau 2.4)

référence	Surface d'écoulement	P (mbar)	Solution			Réfrigéran te	Commentaires
			T_{IN} (°C)	Re	$Y_B = \rho_B \rho_{sol}^{-1}$	T_P (°C)	
(Kim et Kang 1995)	ETV ^{xv} $\phi^* = 13.3mm$ $H = 800mm$	9.33 10.66 12.26	40-46	15-90	0.58	30-36	sans aditifs
(Medrano et al. 2002)	ETV_P ^{xvi} $\phi^* = 22.1mm$ $H = 1500mm$	13 (Tevap 11°C)	40	150	.579 (57.9-60)	35 (35-40)	wavy film* Sans aditifs Inhibiteur de corrosion (Li2MoO4 54.8&wt LiBr)
(Kim et Infante-Ferreira 2008)	EPV_C+G ^{xvii} $L = 95mm$ $H = 540mm$	10-30	10-40	40-110	0.49-0.503	9.7-10.3	Aditifs 100 ppm (2 ethyl-1-hexanol) Grillage (0.38mm cuivre fils 22 par pouce)
(Bourouis et al. 2005)	ETV_P $\phi^* = 22.1mm$ $H = 1500mm$	13 (10-22)	30-45	50-350	0.579 (LiBr) 0.61/ 0.64 (LiBr+LiI+LiNO3 +LiCl)	30-45	Mélange (LiBr+LiI+LiNO3 +LiCl) Simulation de refroidissement par air
(Matsuda et al. 1994)	ETV $\phi = 15.71mm$ $H = 580mm$ $e = 0.8mm$	13.3	4, 6, 10 $\Delta T = T_{SOL_IN} - T_C$	3-300	0.4/0.55/0.6	-	Sans additifs
(Takamatsu et al. 2003)	ETV_C $\phi^* = 16.05mm$ $\phi = 19.05mm$ $H = 1200mm$	13.3	34/39	50-550	0.53	22.7/ 27	Sans aditifs
(Yoon et al. 1999)	ETV $\phi^* = 13.88mm$; $\phi = 15.88mm$; $H = 400mm$	10-30	40	5-40	0.58	28	tubes : Lisse, rugueuse, cannelée et moletée

Tableau 2.5. Principaux paramètres expérimentaux pour étudier l'absorption de vapeur sur des films ruisselants Eau/LiBr sur des échangeurs verticaux.

Avec $Y_B = \frac{\rho_B}{\rho_{sol}} = \frac{c_B M_B}{\rho_{sol}} = \frac{n_B M_B}{V_{sol} \rho_{sol}} = \frac{m_B}{m_{sol}}$ (concentration molaire (c), nombre de moles (n), masse molaire (M)).

^{xv} ETV, tube vertical, le film s'écoule sur la surface intérieure de tube. Diamètre interne du tube ϕ^*

^{xvi} ETVP, tube vertical poli.

^{xvii} EPV_C+G, plaque de cuivre plus grillage/ $**=10mm$; $h**=900mm$; $e**=1mm$.

A titre illustratifs sur les études réalisées, on peut citer les travaux de (Kim et Kang 1995). Ces auteurs ont étudié l'absorption de vapeur par une solution de bromure de lithium ruisselant sur la surface interne de tubes verticaux lisse de diamètre 13 mm, de hauteur maximale 800 mm. Le débit de solution permet de balayer une gamme de Reynolds comprise entre 30 et 200, correspondant au régime laminaire à ondes. La concentration de la solution est fixée à 58 % et sa température entre 40 et 46 °C. La solution est refroidie par la circulation d'un fluide de refroidissement sur la surface externe du tube et dont l'écart de température par rapport à la solution ruisselant en entrée est fixée à 10°C. Les concentrations de la solution en entrée et en sortie sont mesurées par prélèvement et par des mesures de densimétrie en ligne. Des mesures de température sont réalisées en entrée et sortie de la solution ainsi que du fluide de refroidissement.

Les auteurs étudient l'impact de la pression et de la température initiale du film sur les transferts. La Figure 2.25 montre l'évolution du flux de chaleur transmis à la paroi en fonction du débit par unité de largeur de solution, ainsi que du débit massique absorbé en fonction de l'épaisseur du film. Le flux à la paroi augmente avec le débit de solution. Il atteint un maximum avant de décroître compte tenu de l'augmentation de la résistance aux transferts induit par l'épaississement du film. Le débit massique absorbé augmente quant à lui de manière monotone avec le débit de solution. Le débit absorbé est d'autant plus important que la force motrice d'absorption est élevée.

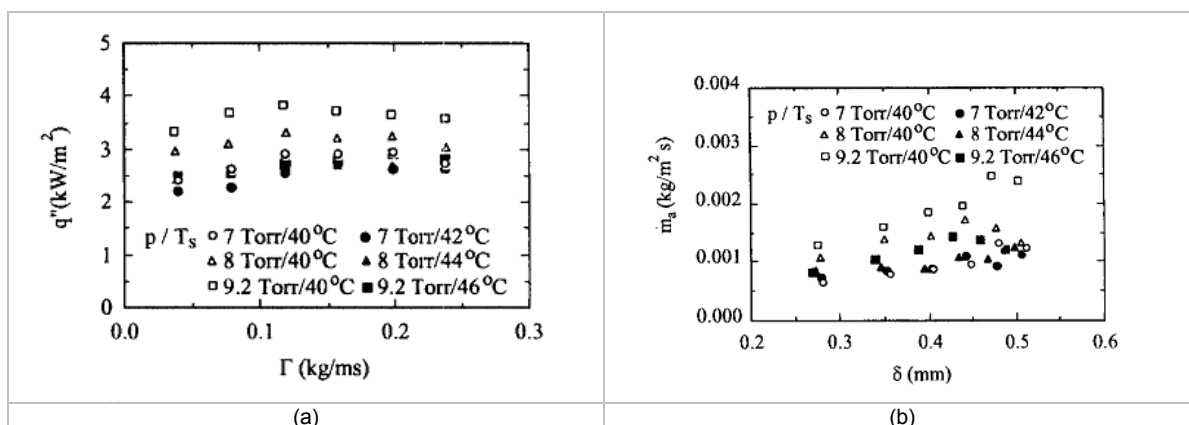


Figure 2.25. Influence du débit de solution sur le (a) flux de chaleur transmis à la paroi et (b) le débit massique absorbé pour différentes pressions et températures de solution en entrée

Les auteurs expriment les transferts sous forme adimensionnelle à l'aide des nombres de Sherwood et de Nusselt. Les coefficients d'échange moyens sont déterminés à l'aide des écarts logarithmiques moyen de température et de concentration. Les auteurs obtiennent un régime de transfert optimal pour un nombre de Reynolds voisin de 130, les comparaisons aux corrélations de la littérature ne sont pas satisfaisantes.

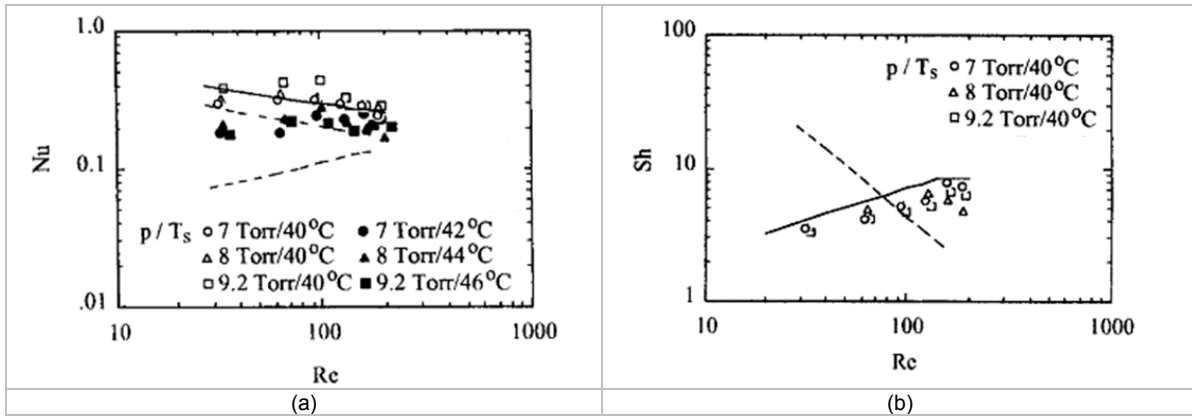


Figure 2.26. Evolution du Nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood en fonction du nombre Reynolds.

Les résultats de (Medrano *et al.* 2002) sur des écoulements dans des tubes verticaux en inox de diamètre 22 mm ont été comparés avec succès (Kim et Kang 1995) (Figure 2.27). La qualité et la reproductibilité de ces deux études leur permet d'être souvent prises en références pour valider les modèles.

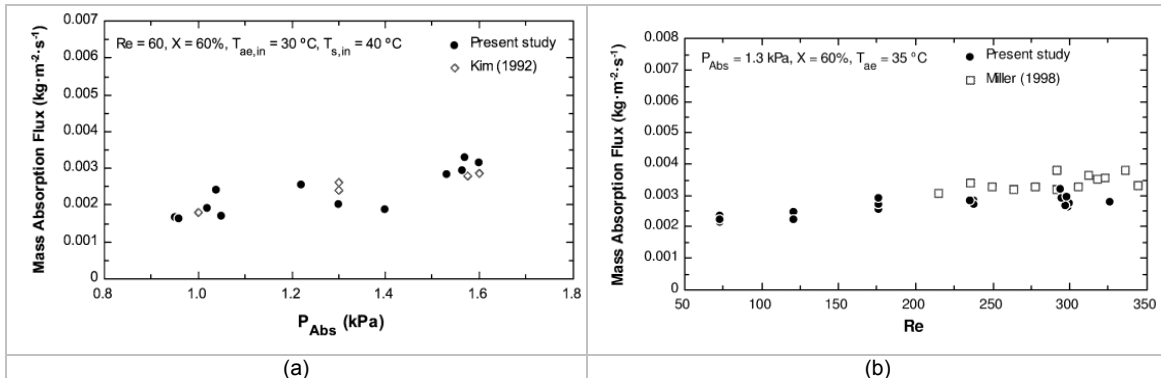
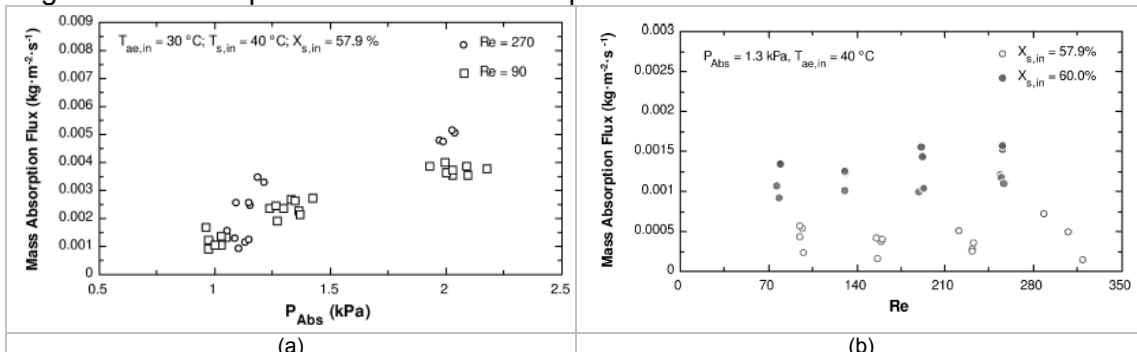


Figure 2.27. Comparaison des résultats de l'étude analysé (Medrano *et al.* 2002) et (Kim *et al.* 1994).

Dans leur étude, de (Medrano *et al.* 2002) font varier de manière indépendante les différentes conditions aux limites, à savoir, la pression d'absorption, la température du fluide frigoporteur, la température et le débit de solution (Figure 2.28). Le débit absorbé augmente avec la pression motrice d'absorption et le débit de solution.



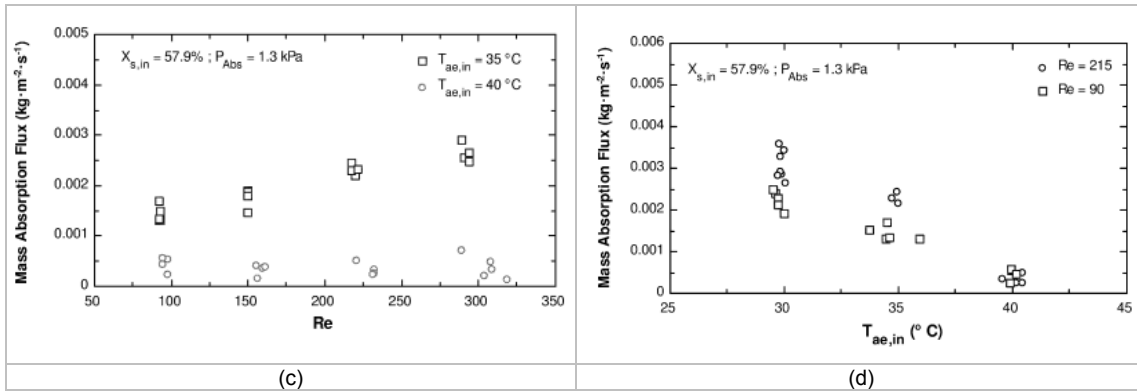


Figure 2.28. Evolution du débit massique absorbé avec les différents paramètres opératoire : Pression, concentration, température, débit.

Le débit spécifique augmente avec le nombre de Reynolds pour la variation de la pression dans l'absorbeur de 10 à 20 mbar, Figure 2.28 (a). Le refroidissement de la solution augmente le transfert de chaleur, mais à 40°C l'influence de Reynolds est négligeable au contraire du 35°C ou nous observons une augmentation du transfert avec la gamme de Reynolds analysé, Figure 2.28 (b).

Le débit spécifique absorbé est réduit à la moitié ($Re < 150$) et un tiers ($Re > 150$) avec l'augmentation de la température de la solution de 35 à 40°C . A 40°C l'absorption est constante pour les valeurs de Reynolds analysées sur la Figure 2.28 (c). L'influence de la température de la solution sur le transfert de masse s'analyse sur la Figure 2.28 (d), pour le deux Reynolds l'absorption diminue avec la température.

2.6.3 Distribution des films ruisselant sur les plaques planes verticales

Un des principaux problèmes rencontré en présence d'échangeur à plaques et films ruisselants concerne le maintien des films sur la totalité des surfaces d'échange à Reynolds modérés. Les problèmes de mouillabilité des surfaces conduisent à la formation de ruisselets et au développement de zones d'assèchement réduisant les surfaces d'échange effectives et dégradant sensiblement les transferts ((El-Genk et Saber 2001) (Figure 2.29).

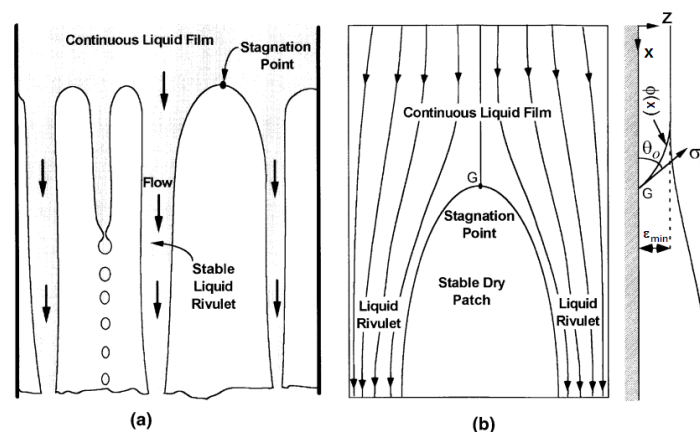


Figure 2.29. Formation de zones d'assèchements en présence de films ruisselants (El Genk et Saber 2001)..

De nombreuses études ont été réalisées pour déterminer le débit minimum de mouillage en fonction des propriétés de mouillabilité. La génération de films de liquide

stable à bas Reynolds nécessite des angles de contact très faibles, soit le développement de surfaces à mouillabilité exacerbées

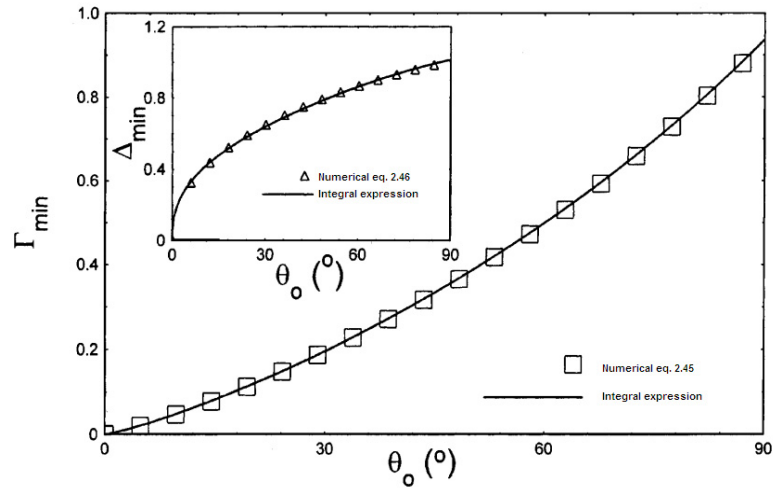


Figure 2.30. Évolution du débit minimum de mouillage Γ_{\min} en fonction de l'angle de contact (El Genk et Saber 2001)

Elles proposent des corrélations permettant d'estimer le débit minimum de mouillage en fonction de l'angle de contact statique (El Genk et Saber 2001)

$$\Gamma_{\min} = 0.67\Delta_{\min}^{2.83} + 0.26\Delta_{\min}^{9.51} \quad \text{éq. 2.46}$$

avec

$$\Delta_{\min} = (1 - \cos\theta_0)^{0.22} \quad \text{éq. 2.47}$$

Il est intéressant de mentionner les travaux de (Zhang *et al.* 2008) sur les films ruisselants sans absorption. Ils ont étudié l'impact du chauffage et du refroidissement sur la distribution du film sur des plaques verticales. La surface d'échange du film montre une sensibilité importante à la température de la plaque due aux gradients de concentration. Il a été constaté la contraction du film avec l'augmentation de la température due à l'effet Bénard-Marangoni.

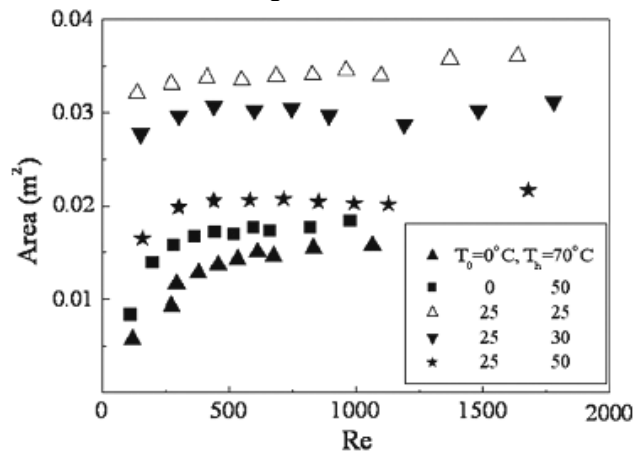


Figure 2.31. Variation de l'aire d'échange du film ruisselant en fonction du chauffage de la plaque.

Deux grandes orientations sont mises en œuvre pour palier à ces problèmes de mouillabilité : la première consiste à structurer les plaques. La deuxième consiste à agir sur les tensions de surface (liquide-solide et solide gaz à l'aide d'un revêtement de surface ou liquide-gaz à l'aide d'un tensio-actif)

Le principal effet des tensio-actifs reste cependant l'effet Marangoni, Figure 2.32. (Kim et Infante-Ferreira 2008; Kim et Infante-Ferreira 2009 a; Kim KJ *et al.* 1996 b; Kulankara et Herold 2002). Dans le cas du bromure de lithium, différents additifs ont été testés. (Park *et al.* 1997) ont étudié l'addition de propanediol Kim et Ferreira 2008 ont analysé l'impact du 2-ethyl-1-hexanol (Figure 2.32)). Dans le travaux de De Lucas *et al.* (De Lucas *et al.* 2008) se sont penchés sur l'effet du n-octanol sur le mélange LiBr-CHO₂Na.

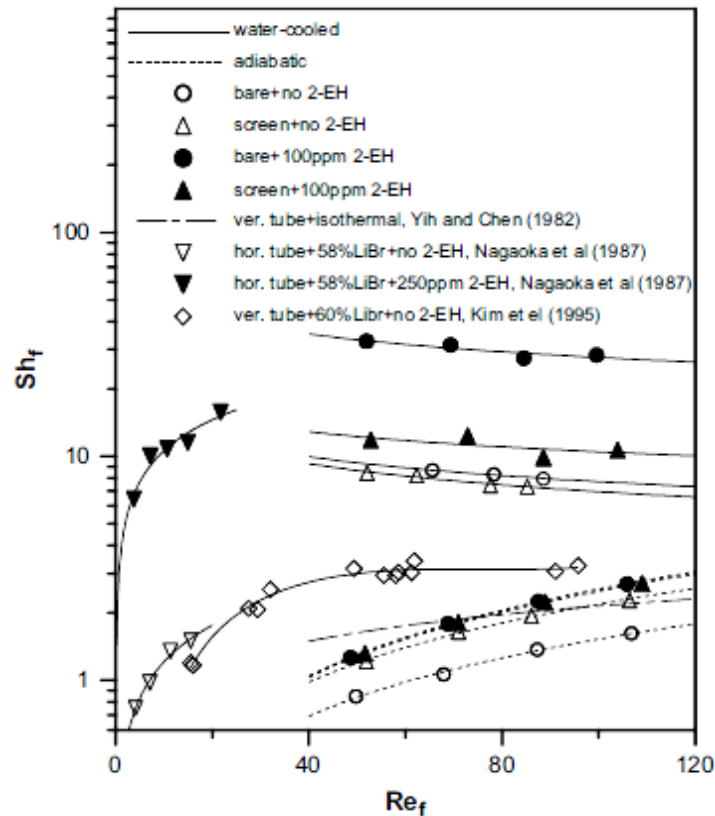


Figure 2.32. Impact des tensio-actif sur les transferts de masse en présence de films ruisselants (Kim et Ferreira 2008)

La structuration de surface peut être microscopique ou millimétrique. La structuration microscopique consiste à amplifier l'effet de mouillabilité en agissant sur la rugosité de surface r et par conséquent sur les énergies aux interfaces liquide- solide. L'angle de contact apparent θ_w entre le liquide et le solide peut être estimé en fonction de l'angle de contact statique θ_y à l'aide de la théorie de Wenzel (Wolansky et Marmur 1999) :

$$\cos \theta_w = r \cos \theta_y$$

Une autre technique de structuration consiste à réaliser des rainures ou des picots de sorte à stabiliser le film. Cette technique est utilisée de manière courante dans les caloducs. Elle est également mise en œuvre en génie des procédés dans les contacteurs. Dans les travaux de Monnier *et al.* (Monnier *et al.* 2005; Monnier *et al.* 2010 a) ont été développés des micro-contacteurs sur une plaque en inox qui permettent de maintenir les films liquides sur la surface du réacteur à faibles débits (Figure 2.33).

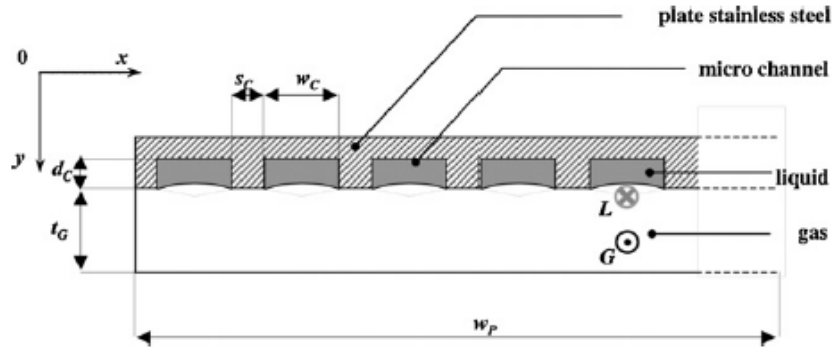


Figure 2.33. Contacteur gaz-liquide micro-rainuré d'épaisseur w_p , avec rainures d'épaisseur w_c , profondeur d_c et espacement s_c (Monnier *et al.* 2010 a)

Les auteurs arrivent ainsi à conserver des efficacités d'absorbeurs jusqu'à des débits très faibles. L'efficacité des rainures est d'autant plus forte que les rainures sont étroites (Figure 2.34).

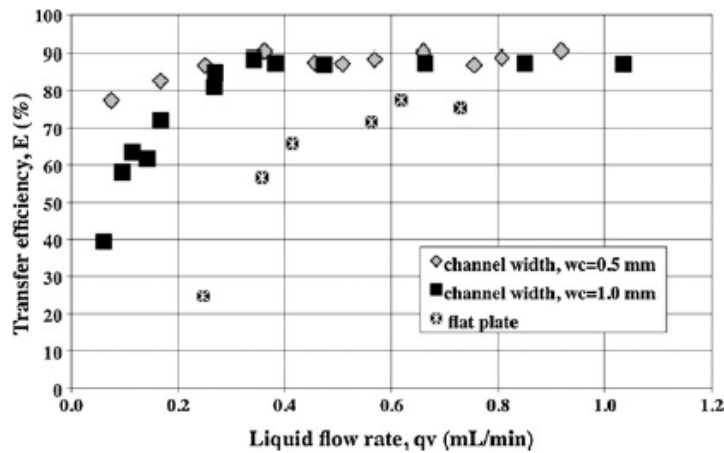


Figure 2.34. Évolution de l'efficacité d'un contacteur microrainuré (Monnier *et al.* 2010 a).

(Kim et Infante-Ferreira 2008) ont étudié l'effet d'un surfactant (2-ethyl-1-hexanol) ainsi que la mise en œuvre de grillages fins en contact avec les plaques verticales en présence d'absorption refroidie (ou non) de vapeur d'eau par des films ruisselants de bromure de lithium (Figure 2.35). La présence de grillage et/ou du surfactant permet d'intensifier sensiblement le mouillage des plaques et ainsi les transferts.

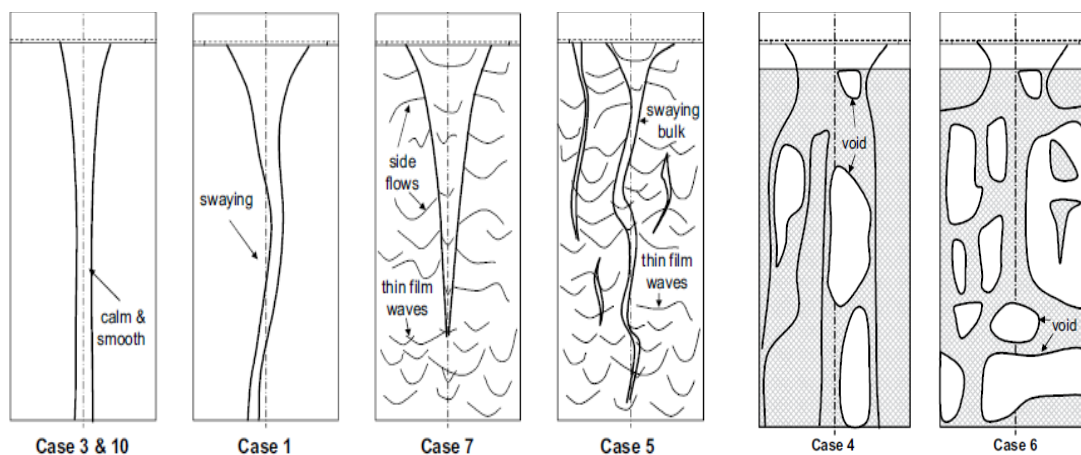


Figure 2.35. Régime d'écoulement en présence de plaques brutes (cas 1, 3, 5, 7 et 10) ou dotées d'un grillage (cas 4 et 6), avec surfactant (cas 5, 7 et 10) ou refroidis (cas 1, 6 et 7) (Kim et Infante-Ferreira 2008).

Si le grillage permet d'intensifier les échanges en répartissant mieux le film liquide, il limite le développement des instabilités de surface et les effets Marangoni qui intensifient sensiblement les transferts en présence du tensio-actif.

2.6.4 Impact des gaz non absorbables

La présence de fuites dans les machines à absorption LiBr/H₂O a des effets nocifs, parmi lesquels la corrosion et la présence de gaz non absorbables qui perturbent les performances des machines. L'absorbeur est le module le plus affecté par ces gaz qui tendent à s'accumuler à l'interface de la solution ruisselante à basse pression (Grossman et Gommed 1997; Herold *et al.* 1996; Medrano *et al.* 2003), et offrent une résistance forte aux transferts (Vliet et Cosenza 1997).

Outre leur impact sur les matériaux, la corrosion libère des molécules d'hydrogène, qui s'ajoute aux gaz non absorbables qui circulent dans la machine. Ce gaz à tendance à migrer depuis la haute pression vers la basse pression^{xviii}

Les travaux de (Burdukov *et al.* 1980), démontrent que 0.5 % de gaz non absorbable dans l'absorbeur peuvent réduire le transfert de masse de 50 %. (Kim *et al.* 1995) ont trouvé que 1% de gaz non absorbables mesuré au milieu du réservoir, correspond à 10 % de non absorbables mesurés à l'interface du film. (Vliet et Cosenza 1997) ont estimé qu'une concentration de gaz non absorbables inférieure à 0.1% peut être négligée sur les transferts.

Certaines solutions ont été proposées (Herold *et al.* 1996; Murray 1993) décrivant des systèmes de purges qui facilitent l'extraction des gaz non absorbables sans perte de masse de vapeur.

L'influence des gaz non absorbables sur les transferts à l'interface du film liquide a été étudié analytiquement par (Grossman et Gommed 1997). La solution liquide est environnée par un mélange de vapeur et d'air. Un schéma du problème est présenté sur la Figure 2.36.

^{xviii} La solubilité de l'hydrogène est plus importante à haute pression.

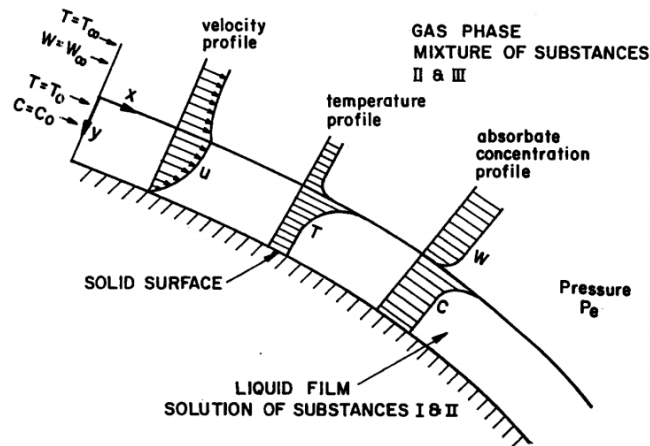


Figure 2.36. Schéma de profils de vitesse, températures et concentrations dans la phase liquide et gazeuse pour l'absorption de vapeur en présence de gaz non absorbables^{xix}.

Les auteurs considèrent la convection-diffusion dans la phase liquide en se plaçant dans une configuration de dilution infinie. Ils traitent également le problème de diffusion des incondensables au sein de la phase vapeur :

$$\begin{aligned}
 u_0 \frac{\partial W}{\partial x} + v_G \frac{\partial W}{\partial z} &= D_G \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \\
 u_0 \frac{\partial T}{\partial x} + v_G \frac{\partial T}{\partial z} &= \lambda_G \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}
 \end{aligned}
 \tag{eq. 2.48}$$

Les auteurs proposent une solution analytique de leur problème dans la zone d'entrée et étudient trois configurations distinctes : celle de l'absorption isotherme sans gaz incondensable, celle de l'absorption exothermique sans gaz incondensable et enfin celle de l'absorption exothermique avec gaz incondensable

La réaction exothermique d'absorption influence les transferts de masse en modifiant les conditions d'équilibre à l'interface. Les gaz incondensables affectent également les transferts en réduisant la pression partielle de vapeur à l'interface. Les deux effets combinés conduisent à une réduction drastique des transferts.

L'impact relatif des incondensables et du caractère exothermique de la réaction sur les transferts est montré sur la Figure 2.37: Plus la réaction est exothermique

($\Phi_L = \frac{\overline{H}_a D_L C_L}{\lambda_L (T_{Eq.} - T_0)}$ ^{xx} élevé), moins la fraction d'incondensable présente dans le gaz

(ω_{III}) a d'influence. Dans le cas de l'absorption de vapeur d'eau par une solution aqueuse de bromure de lithium, les auteurs trouvent une diminution potentielle notable de la quantité de réfrigérant absorbé pouvant atteindre 50 avec un taux faible d'incondensables (1%).

^{xix} Figure extraite de Grossman 1997.

^{xx} Avec Φ_L la chaleur d'absorption adimensionnelle et ω_{III} la fraction molaire des non absorbables au bulk.

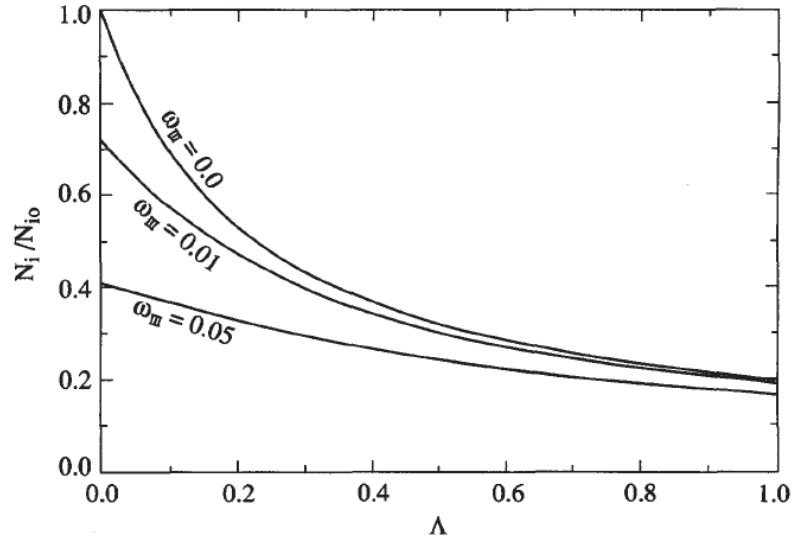


Figure 2.37. Réduction du flux molaire de réfrigérant absorbé en fonction du caractère exothermique de la réaction pour différentes fractions molaires de gaz non absorbables.

Dans le travaux de (Medrano *et al.* 2003), un modèle simple à été développé à fin d'évaluer l'influence des incondensables sur les transferts et leur évolution au cours des essais d'absorption. Les auteurs utilisent la méthode de Runge-Kutta-Verner de cinquième ordre pour résoudre le système des équations :

$$\begin{aligned} \frac{dT_{sol}}{dx} &= \frac{1}{m_{sol}c_{P,sol}} \left((H_{Vap} - c_{P,sol}T_{sol}) \frac{dm_{sol}}{dx} + h_{sol}(\pi D_i)(T_{P,i} - T_{sol}) \right) \\ \frac{dT_{ae}}{dx} &= \frac{h_{sol}(\pi D_i)(T_{P,i} - T_{sol})}{m_{ae}c_{P,ae}} \\ \frac{dm_{sol}}{dx} &= k_{sol}(\pi D_i)(C_A^{int} - C_A) \end{aligned} \quad \text{éq. 2.49}$$

Avec T_{ae} la température de l'eau de refroidissement et la variation du débit de vapeur absorbée égale à :

$$\Delta m_{sol} = k_{Vap}(\pi(D_i - 2\varepsilon)\Delta x)(Z_{Vap} - Z_{Vap}^{int})M_{H_2O} \quad \text{éq. 2.50}$$

L'utilisation des corrélations empiriques de la littérature permet de résoudre le système des équations établi pour les auteurs. Les coefficients de transfert de la vapeur et de l'eau dépendent du coefficient de diffusion de la solution D_{AB} .

Les auteurs évaluent l'influence de la vitesse de purge des incondensables les transferts (Figure 2.38), de la pression Figure 2.39 et de la température de l'eau de refroidissement (Figure 2.40).

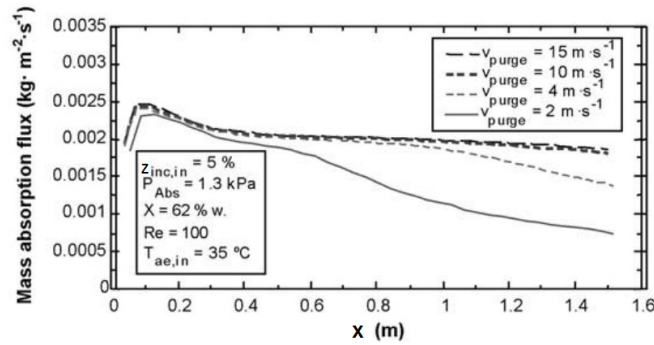


Figure 2.38. Influence de la vitesse des purge des incondensables sur le débit massique absorbé le long l'absorbeur vertical (Medrano *et al.* 2003)

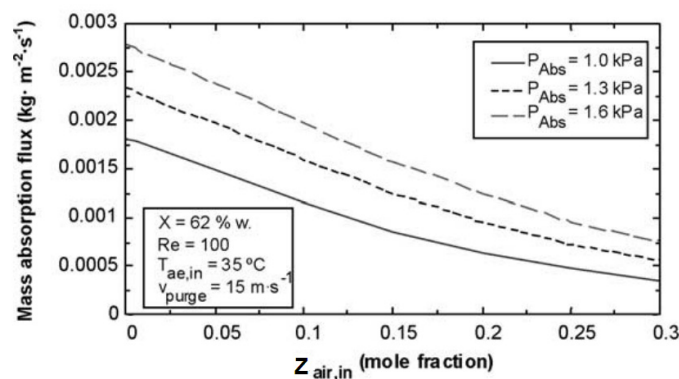


Figure 2.39. Influence de la vitesse de purge des incondensables sur le débit massique absorbé le long l'absorbeur vertical (Medrano *et al.* 2003).

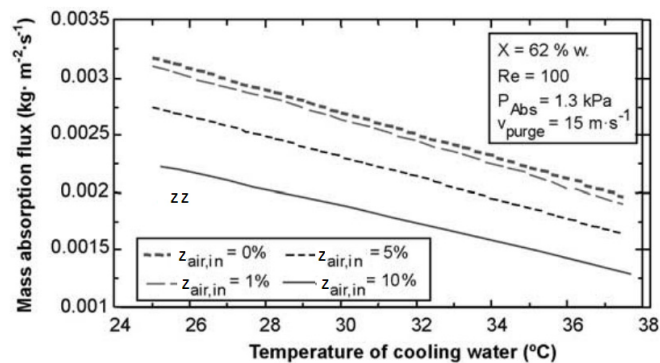


Figure 2.40. Influence de la température de l'eau de refroidissement sur le débit massique absorbé à l'interface (Medrano *et al.* 2003).

2.7. Propriétés thermo physiques des solution aqueuses de Bromure de Lithium

La modélisation de l'absorption de la vapeur nécessite d'une étude approfondie des propriétés thermophysiques de la solution. Une première approche consiste à décrire

ces évolutions au moyen de corrélations basées sur des données expérimentales. Les articles de (Chua *et al.* 2000) ou de (Patek et Klomfar 2006) décrivent l'évolution de l'enthalpie, entropie, chaleur latente, pression et masse volumique, avec des précisions qui varient entre 0.5-2% et sur des plages de concentration et température importantes (0-75% LiBr, 0-190°C)

Une autre approche consiste à mettre en œuvre une approche théorique basée sur l'énergie libre de Gibbs (Haar *et al.* 1984; Kim et Infante-Ferreira 2006; Yuan et Herold 2005a; Yuan et Herold 2005b). Ces travaux utilisent comme point de départ les travaux de (McNeely 1979), précurseur de la caractérisation thermodynamique des solutions LiBr/eau. Nous allons aborder ces deux approches pour définir lequel c'est le plus pertinent pour chaque propriété physique analysé.

2.7.1 Energie libre de Gibbs

Dans les récents travaux de Yuan 2005a, l'énergie libre de Gibbs est décrite en fonction de la température, la concentration et la pression de la solution. Elle met en œuvre 42 coefficients déterminés par la méthode de corrélation de multivariées^{xxi}.

$$g = f(p, T, Y_A) \quad \text{éq. 2.51}$$

Avec

$$\begin{aligned} f(p, T, Y_A) = & \sum_{i=0}^3 A_i Y_A^i + A_4 Y_A^{1.1} + T \left(\sum_{i=0}^3 B_i Y_A^i + B_4 Y_A^{1.1} \right) + T^2 \left(\sum_{i=0}^3 C_i Y_A^i + C_4 Y_A^{1.1} \right) \\ & + T^3 \left(\sum_{i=0}^2 D_i Y_A^i + D_4 Y_A^{1.1} \right) + T^4 \left(\sum_{i=0}^1 E_i Y_A^i \right) + \frac{F_0 + F_1 Y_A}{T - T_0} \\ & + p \left(\sum_{i=0}^2 V_i Y_A^i + T \sum_{i=3}^5 V_i Y_A^{i-3} + T^2 \sum_{i=6}^7 V_i Y_A^{i-6} \right) + \ln T \left(\sum_{i=0}^3 L_i Y_A^i + L_4 Y_A^{1.1} \right) \\ & + T \ln T \left(\sum_{i=0}^3 M_i Y_A^i + M_4 Y_A^{1.1} \right) \end{aligned}$$

L'ensemble des propriétés physiques de la solution fonction de l'énergie libre de Gibbs (Tableau 2.6), peut ainsi être exprimé à l'aide de cette fonction, garantissant la cohérence des propriétés.

Propriété	Définition
Entropie (J/g K)	$s = - \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{p, Y_A}$
Volume (m ³ /kg)	$v = \left(\frac{\partial g}{\partial p} \right)_{T, Y_A}$
Chaleur spécifique (J/g K)	$c_p = -T \left(\frac{\partial^2 g}{\partial T^2} \right)_{p, Y_A}$
Potentiel chimique (J/mol)	$\mu_{LiBr} - \mu_{H_2O} = \left(\frac{\partial g}{\partial x} \right)_{p, T}$
Enthalpie	$h = g - T \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p$

Tableau 2.6. Définitions des propriétés thermodynamiques fonctions de l'énergie libre de Gibbs.

^{xxi} *Multiproperty correlation*. Avec les coefficients listés sur le tableau en annexe B.1.

a. Enthalpie

À partir de la formulation de l'énergie libre de Gibbs, et en considérant les équations de Maxwell, l'enthalpie se définit selon :

$$h = g - T \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p \quad \text{éq. 2.52}$$

Soit :

$$h = f_2(P, T, Y_A) \quad \text{éq. 2.53}$$

Avec :

$$\begin{aligned} f_2(p, T, Y_A) = & 1000 \left(\sum_{i=0}^3 A_i Y_A^i + A_4 Y_A^{1.1} \right) - T^2 \left(\sum_{i=0}^3 C_i Y_A^i + C_4 Y_A^{1.1} \right) \\ & - 2T^3 \left(\sum_{i=0}^3 D_i Y_A^i + D_4 Y_A^{1.1} \right) - 3T^4 \left(\sum_{i=0}^1 E_i Y_A^i \right) + (F_0 + F_1 Y_A) \left(\frac{1}{T - T_0} + \frac{T}{(T - T_0)^2} \right) \\ & + (\ln T - 1) \left(\sum_{i=0}^3 L_i Y_A^i + L_4 Y_A^{1.1} \right) + T \left(\sum_{i=0}^3 M_i Y_A^i + M_4 Y_A^{1.1} \right) \end{aligned}$$

Avec les coefficients listés dans l'annexe B.1.

Sur la Figure 2.41 on observe les courbes d'enthalpie en fonction de la variation de la concentration en sel pour différentes températures, obtenues à partir des corrélations de Yuan 2005a.

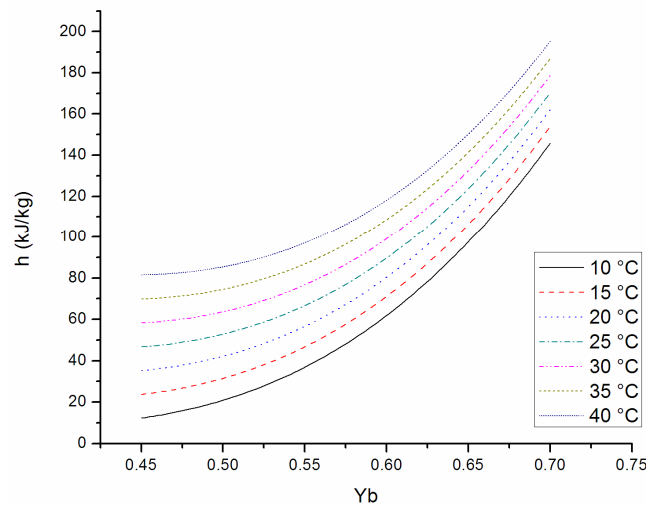


Figure 2.41. Enthalpie prédite par Yuan 2005a pour différentes températures avec la variation de la concentration en sel de la solution.

La variation de l'enthalpie avec la fraction massique en sel pour une température constante est nécessaire pour évaluer les effets de l'inter diffusion des espèces. La corrélation de Yuan a été comparée avec les travaux de McNeely, dans les travaux de Goulet (2011), en trouvant des différences inférieures à 10 % sur la plage de fractions massiques 50-60%, les différences augmentant hors de cette limite.

b. Capacité calorifique

De la même manière, la capacité calorifique trouvée par Yuan a été comparée aux résultats de McNeely, dans les travaux de Goulet 2011. Pour des fractions massiques qui varient entre 0.45 et 0.7, les différences sont inférieures à 7%.

c. Enthalpie d'absorption

La méthode proposée par McNeely a été utilisée par différents auteurs pour définir les propriétés thermo physiques de la solution LiBr/eau. La définition de la condition d'équilibre liquide vapeur décrite par l'équation de Clausius Clapeyron (Van Wylen *et al.* 1992) pour la vapeur s'écrit:

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{SAT} = \frac{\Delta h_{H_2O}}{v_{vap_{H_2O}} T_{H_2O}} \quad \text{éq. 2.54}$$

Et pour la solution :

$$\frac{dP_{SOL}}{dT_{SOL}} = \frac{\Delta h_{SOL}}{v_{vap_{SOL}} T_{SOL}} \quad \text{éq. 2.55}$$

Si les pressions et leurs variations sont égales, $dP_{SOL} = dP_{H_2O}$, on obtient ::

$$\frac{dT_{SOL}}{dT_{H_2O}} = \frac{\Delta h_{H_2O} v_{vap_{SOL}} T_{SOL}}{\Delta h_{SOL} v_{vap_{H_2O}} T_{H_2O}} = A \quad \text{éq. 2.56}$$

L'enthalpie de changement d'état de la solution s'écrit alors sous la forme :

$$\Delta h_{SOL} = \frac{\Delta h_{H_2O} v_{vap_{SOL}} T_{SOL}}{v_{vap_{H_2O}} T_{H_2O} A} \quad \text{éq. 2.57}$$

L'enthalpie de changement de phase peut également s'exprimer en fonction de l'enthalpie de la vapeur d'eau à l'interface de la solution et l'enthalpie partielle de l'eau dans la solution :

$$\Delta h_{SOL} = h_{vap}(T_{SOL}) - \bar{h}_A \quad \text{éq. 2.58}$$

Si la vapeur est surchauffée, l'enthalpie de changement d'état sera donnée par

$$\Delta h_{H_2O} = \Delta h_{SOL} - C_{p_{H_2O}}(T_{SOL} - T_{H_2O}) \quad \text{éq. 2.59}$$

2.7.2 Corrélations expérimentales

a. Propriétés d'équilibre

Il a été observé expérimentalement que pour des mélanges à deux composants, à concentration donnée, la température de saturation de la solution varie linéairement avec la température de saturation du solvant à la même pression. Le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine de la droite dépendent de la concentration de la solution. Cette loi est appelée couramment la *loi de températures correspondantes* de Dühring.

$$T_{SOL} = AT_{H_2O} + B \quad \text{éq. 2.60}$$

Avec les polynômes A et B fonctions du pourcentage en sel dans la solution X_B^{xxii} ,

^{xxii} Les corrélations considèrent X_B (%), T(°C) et P(mbar). Les coefficients (annexe B.2) ont été recalculés à partir des corrélations données par le diagramme d'Oldham extraite du ASHRAE (2001). 2001 ASHRAE Handbook Fundamentals: SI Edition, American Society of Heating.

$$A = 0.556(A_0 + A_1 X_B + A_2 X_B^2 + A_3 X_B^3)$$

$$B = 0.556(B_0 + B_1 X_B + B_2 X_B^2 + B_3 X_B^3)$$

Dans le cas des solutions eau/bromure de lithium, la température de saturation du solvant (l'eau) est décrite par la relation :

$$T_{H_2O} = 2G \left(D + \sqrt{D^2 + 4E(C - \log_{10}(0.0145P))} \right)^{-1} + F \quad \text{éq. 2.61}$$

b. Coefficient de diffusion

Parmi les propriétés physiques déterminantes du processus d'absorption, le coefficient de diffusion des espèces est l'un des plus importants, (éq. 2.62). Ce coefficient présente une plage de variation importante en fonction de la concentration (Goulet *et al.* 2013). Les résultats de la littérature montrent des différences sensibles sur la zone d'intérêt de notre travail (45-65% LiBr). A titre d'exemple, la Figure 2.42 compare les résultats expérimentaux de (Potnis SV *et al.* 1995) à la corrélation de (Gierow et Jernqvist 1993), des écarts importants apparaissent entre les sources.

$$D_{AB} = D(C_B, T_{REF}) \frac{\mu^{REF} T}{\mu T_{REF}} \quad \text{éq. 2.62}$$

Avec

$D(C_B, T_{REF}) = \sum_{i=1}^4 G_i C_B^{i-1} + \exp(-Z) \sum_{i=6}^{10} G_i C_B^{i-6}$, les coefficients de la corrélation sont listés dans l'annexe B.3.

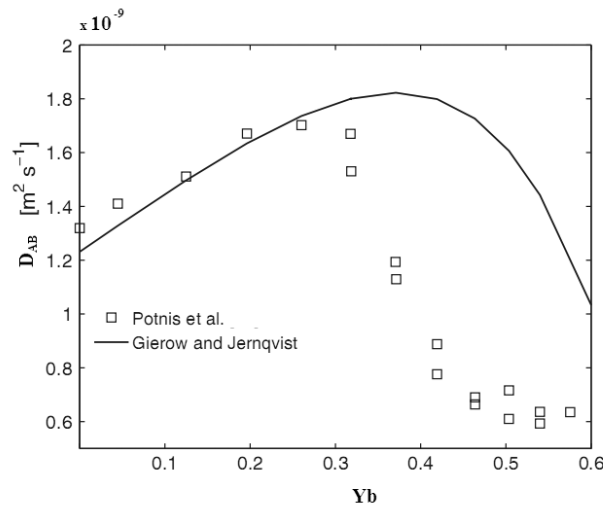


Figure 2.42. Comparaison des coefficients de diffusion donnés par la corrélation de Gierow et Jernqvist (1993) et les résultats expérimentaux de Potnis (1995).

2.7.3 Cristallisation de la solution

Une des limitations de l'utilisation des solutions salines eau/bromure de lithium sur les cycles de production de froid concerne la cristallisation du sel quand la concentration dépasse les conditions de saturation de la solution. Le seuil d'apparition de la nucléation doit être estimé afin d'éviter l'apparition de ces états saturés qui

^{xxiii} Avec C_B la concentration molaire de bromure de lithium ($\text{mol}_B \text{ dm}^{-3}$)

apparaissent préférentiellement aux températures basse comme le montre le diagramme d'Oldham (annexe A.1).

La Figure 2.43 montre le diagramme température/concentration de la solution de bromure de lithium. Le diagramme a été construit à partir de mesures faites à pression ambiante. La solubilité des solutions étant peu sensibles à la pression, et très sensibles à la température et à la concentration, l'analyse du diagramme de phases à pression ambiante est un bon moyen d'étudier son comportement.

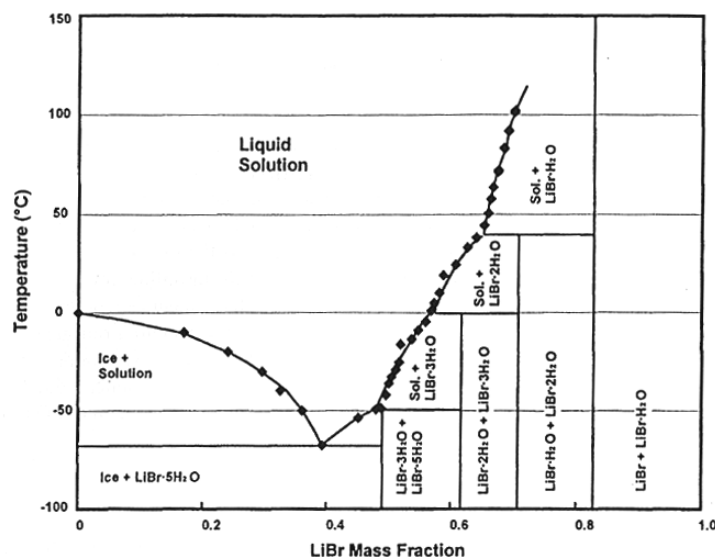


Figure 2.43. Diagramme de changement de phase pour LiBr-H₂O^{xxiv}.

Dès que la nucléation apparaît dans le cycle, il est impératif de mettre en œuvre des procédures permettant de dissoudre les cristaux afin d'éviter tout risque d'obstruction dans les échangeurs. Les fluctuations des concentrations gêne la détection de ces conditions seuil. Dans le travail de (Wang *et al.* 2011) sont listées différentes difficultés trouvées dans les systèmes d'absorption LiBr/H₂O (cristallisations, corrosion et autres) en inventorie différentes méthodes qui permettent de surmonter ces difficultés techniques.

2.8. Conclusion

Dans ce chapitre ont été introduits de manière générale le cycle simple effet de production de froid par absorption, ainsi que les différentes technologies d'échangeur. L'absorbant constitue l'élément critique des machines.

Les transferts de masse et de chaleur en présence d'échangeurs multifonctionnels à plaque et films ruisselants sont décrits. Deux grandes familles de modèles sont développées pour permettre de les estimer : les modèles analytiques et les modèles numériques. La plupart des modèles analytiques, se placent dans une configuration de dilution infinie à l'interface ce qui peut conduire à des solutions erronées sur l'estimation des coefficients d'échange. Le modèle de Brauner répond à cette contrainte mais de par sa formulation ne peut prédire correctement les champs de

^{xxiv} Image extraite de Herold, K., Radermacher, R. et Klein, S. (1996). *Absorption chillers and heat pumps*. Florida, CRC Press, Inc. (p.104)

concentration et de température au sein des films avec les conditions aux limites variables à l'interface.

Les modèles numériques prennent en compte de manière plus complète les phénomènes mais conduisent à des temps de calculs sensiblement plus importants. Le modèle analytique qui sera proposé dans le cadre de cette thèse vise à prendre en compte la dilution fini à l'interface et aura pour objectifs de compléter l'approche de (Brauner 1991) en décrivant de manière plus exacte le développement des couches limites au sein du film liquide.

La plupart des études recensées dans la littérature sur les transferts de masse et de chaleur en présence de solutions aqueuses de bromure de lithium ruisselant sur des surfaces verticales traitent le cas de films ruisselants à l'intérieur de tubes. Les coefficients d'échanges moyens sont déterminés bien souvent à l'aide de moyennes logarithmiques dont les conditions d'utilisation ne sont pas valables dans le cadre de l'absorption. Les études montrent que la présence de gaz incondensables et la mouillabilité des surfaces d'échanges sont deux paramètres clés de l'efficacité des transferts de masse et de chaleur au sein des absorbeurs. Le dispositif expérimental qui sera développé dans le cadre de cette thèse devra permettre l'étude d'échangeurs à plaques et films ruisselant pour lesquels peu de résultats expérimentaux sont disponibles.

Le chapitre se termine par un recensement des principales propriétés physiques des solutions de bromures de lithium qui seront utilisées au cours de travail de doctorat.

2.9. Références Chapitre 2

- Arzoz, D., Rodriguez, P. et Izquierdo, M. (2005). "Experimental study on the adiabatic absorption of water vapor into LiBr/H₂O solutions." Applied Thermal Engineering **25**: 797-811.
- ASHRAE (2001). 2001 ASHRAE Handbook Fundamentals: SI Edition, American Society of Heating.
- Babadi, F. et Farhanieh, B. (2005). "Characteristics of heat and mass transfer in vapor absorption of falling film flow on a horizontal tube." International Communications in Heat and Mass Transfer **32**(9): 1253-1265.
- Bo, S., Ma, X., Lan, Z., Chen, J. et Chen, H. (2010). "Numerical simulation on the falling film absorption process in a counter-flow absorber." Chemical Engineering Journal **156**(3): 607-612.
- Borgnakke, C. et Sonntag, R. (2009). Fundamentals of Thermodynamics. Asia, John Wiley and Sons.
- Boumaraf, L. et Lallemand, A. (2005). Comportement d'un éjecteur dans des conditions de fonctionnement nominales et non nominales. 12èmes Journées Internationales de Thermique. Tanger - Maroc: 279-282.
- Bourouis, M., Valles, M., Medrano, M. et Coronas, A. (2005). "Absorption of water vapour in the falling film of water -(LiBr+LiI+LiNO₃+LiCl) in a vertical tube at air-cooling thermal conditions." International Journal of Thermal Sciences **44**(5): 491-498.
- Brauner, N. (1991). "Non-isothermal vapour absorption into falling film." International Journal of Heat and Mass Transfer **34**(3): 767-784.
- Brauner, N., Maron, D. et Meyerson, H. (1989). "Coupled heat condensation and mass absorption with comparable concentrations of absorbate and absorbent." International Journal of Heat and Mass Transfer **32**(10): 1897-1906.
- Brauner, N. et Maron, D. M. (1982). "Characteristics of inclined thin films, waviness and the associated mass transfer." International Journal of Heat and Mass Transfer **25**(1): 99-110.
- Burdukov, A., Bufetov, N., Deriy, N., Dorokhov, A. et Kazakov, V. I. (1980). "Experimental Study of the Absorption of Water Vapor by Thin Films of Aqueous Lithium Bromide." Heat Transfer-Soviet Rev **12**(3): 11-23.
- Cosenza, F. et Vliet, G. (1990). "Absorption in Falling Water/LiBr Films on Horizontal Tubes." ASHRAE Transactions **96**(1).
- Chen, Y. et Sun, C. (1997). "Experimental study on the heat and mass transfer of a combined absorber-evaporator exchanger." International Journal of Heat and Mass Transfer **40**(4): 961-971.
- Chua, H., Toh, H., Malek, A., Ng, K. et Srinivasan, K. (2000). "Improved thermodynamic property fields of LiBr/H₂O solution." International Journal of Refrigeration **23**(6): 412-429.
- De Lucas, A., Donate, M. et Rodriguez, J. F. (2008). "Applying surfactants to improve the absorption capacity of mixtures of lithium bromide and formates in absorption refrigeration coolers." International Journal of Refrigeration **31**(6): 1073-1080.
- Driest, E. R. (1956). "On turbulent flow near a wall." Aeronautical Science **23**(11): 1007-1011.
- El-Genk, M. et Saber, H. (2001). "An Investigation of the Breakup of an Evaporating Liquid Film, Falling Down a Vertical, Uniformly Heated Wall." J. Heat Transfer **124**(1): 39-50.
- Elakdhar, M., Nehdi, E. et Kairouani, L. (2007). Développement d'un cycle hybride de réfrigération à compression/éjection. . Congrès Français de Thermique. S. F. d. thermique. Ile des Embiez, France, SFT.
- Feldman, K., Jensen, C., Kim, K. et Razani, A. (1998). "A new absorption heat pump." ASHRAE Transactions **104**(1B): 427-1433.

- Fujita, I. et Hihara, E. (2005). "Heat and mass transfer coefficients of falling-film absorption process." International Journal of Heat and Mass Transfer **48**(13): 2779-2786.
- Fujita, T. (1993). "Falling liquid films in absorption machines." International Journal of Refrigeration **16**(4): 282-294.
- Gierow, M. et Jernqvist, A. (1993). Measurement of mass diffusivity with holographic interferometry for H₂O/NaOH and H₂O/LiBr working pairs. International heat pump absorption conference., New Orleans, Louisiana.
- Goel, N. et Goswami, Y. (2005). "A Compact Falling Film Absorber." Journal of Heat Transfer **127**: 957-965.
- Goulet, R. (2011). Development and analysis of an innovative evaporator/absorber for automotive absorption based air conditioning systems: investigation of the simultaneous heat and mass transfer. L'Institut National des sciences appliquées. Lyon, Université de Lyon. **PhD**: 242.
- Goulet, R., Knikker, R., Boudard, E., Stutz, B. et Bonjour, J. (2013). "A numerical and experimental analysis of the process of water vapour absorption by a static lithium bromide solution." Heat Mass Transfer DOI **10.1007/s00231-013-1248-2**(remi.goulet2@gmail.com).
- Goulet, R., Knikker, R., Boudard, E., Stutz, B. et Bonjour, J. (2014). "A numerical and experimental analysis of the process of water vapour absorption by a static lithium bromide solution." Heat Mass Transfer **50**: 285–300.
- Grigor'eva, N. et Nakoryakov, V. (1977). "Exact solution of combined heat- and mass-transfer problem during film absorption." Journal of engineering physics **33**(5): 1349-1353.
- Grossman, G. (1983). "Simultaneous heat and mass transfer in film absorption under laminar flow." International Journal of Heat and Mass Transfer **26**(3): 357-371.
- Grossman, G. (1987). "Analysis of interdiffusion in film absorption." International Journal of Heat and Mass Transfer **30**(1): 205-208.
- Grossman, G. et Gommed, K. (1997). "Heat and mass transfer in film absorption in the presence of non-absorbable gases." International Journal of Heat and Mass Transfer **40**(15): 3595-3606.
- Haar, L., Gallagher, J. et Kell, G. (1984). SSC Aqueous Lithium Bromide and Steam Properties. S. N. routines, Sorption System Consortium: The Steam NBS routines are based on the 1984 National Bureau of Standards formulation and calculate the properties of water in both liquid and vapor states.
- Herold, K., Radermacher, R. et Klein, S. (1996). Absorption chillers and heat pumps. Florida, CRC Press, Inc.
- Hoffmann, L., Greiter, I., Wagner, A., Weiss, V. et Alefeld, G. (1996). "Experimental investigation of heat transfer in a horizontal tube falling film absorber with aqueous solutions of LiBr with and without surfactants." International Journal of Refrigeration **19**(5): 331-341.
- Jeong, S. et Garimella, S. (2002). "Falling-film and droplet mode heat and mass transfer in a horizontal tube LiBr/water absorber." International Journal of Heat and Mass Transfer **45**(7): 1445-1458.
- Kalliadasis, S., RuyerQuil, C., Scheid, B. et Velarde, M. (2012). Falling liquid films. New York, Springer.
- Karami, S. et Farhanieh, B. (2009). "A numerical study on the absorption of water vapor into a film of aqueous LiBr falling along a vertical plate." Heat and Mass Transfer **46**(2): 197-207.
- Killion, J. et Garimella, S. (2001). "A critical review of models of coupled heat and mass transfer in falling-film absorption." International Journal of Refrigeration **24**(8): 755-797.
- Killion, J. et Garimella, S. (2003 a). "A Review of Experimental Investigations of Absorption of Water Vapor in Liquid Films Falling Over Horizontal Tubes." HVAC&R RESEARCH **9**(2): 26.

- Kim, B. et Kang, I. (1995). "Absorption of water vapor into wavy-laminar falling film of aqueous lithium-bromide." KSME Journal **9**(1): 115-122.
- Kim, D. et Infante-Ferreira, C. (2006). "A Gibbs energy equation for LiBr aqueous solutions." International Journal of Refrigeration **29**(1): 36-46.
- Kim, D. et Infante-Ferreira, C. (2008). "Flow patterns and heat and mass transfer coefficients of low Reynolds number falling film flows on vertical plates: Effects of a wire screen and an additive." International Journal of Refrigeration **32**(1): 138-149.
- Kim, D. et Infante-Ferreira, C. (2009 a). "Analytic modelling of a falling film absorber and experimental determination of transfer coefficients." International Journal of Heat and Mass Transfer **52**: 4757-4765.
- Kim, D. et Infante-Ferreira, C. (2009 b). "Air-cooled LiBr/water absorption chillers for solar air conditioning in extremely hot weathers." Energy Conversion and Management **50**(4): 1018-1025.
- Kim, J. K., Berman, N. et Wood, B. (1994). Experimental Investigation of Enhanced Heat and Mass Transfer Mechanisms Using Additives for Vertical Falling Film Absorbers. Int. Absorption Heat Pump Conference, New Orleans.
- Kim, J. K., Berman, N. S., Chau, D. S. C. et Wood, B. D. (1995). "Absorption of water vapour into falling films of aqueous lithium bromide." International Journal of Refrigeration **18**(7): 486-494.
- Kim, J. K., Park, C. W. et Kang, Y. T. (2003). "The effect of micro-scale surface treatment on heat and mass transfer performance for a falling film H₂O/LiBr absorber." International Journal of Refrigeration **26**(5): 575-585.
- Kim KJ, Berman NS et BD, W. (1996 b). "Absorption of water vapor into LiBr solutions with 2-ethyl-1-hexanol." AIChE Journal. **42**(3): 884-8.
- Kulankara, S. et Herold, K. (2002). "Surface tension of aqueous lithium bromide with heat/mass transfer enhancement additives: the effect of additive vapor transport." International Journal of Refrigeration **25**(3): 383-389.
- Kyung, I., Herold, K. E. et Kang, Y. T. (2007 b). "Experimental verification of H₂O/LiBr absorber bundle performance with smooth horizontal tubes." International Journal of Refrigeration **30**(4): 582-590.
- Le Goff, H., Ramadane, A. et Le Goff, P. (1985). "Modélisations des transferts couples de matière et de chaleur dans l'absorption gaz-liquide en film ruisselant laminaire." International Journal of Heat and Mass Transfer **28**(11): 2005-2017.
- Le Pierres, N. (2007). "Experimental results of a solar powered cooling system at low temperature. ." International Journal of Refrigeration **30**(6): 1050-8.
- Li, C. H., Wang, R. Z. et Lu, Y. Z. (2002). "Investigation of a novel combined cycle of solar powered adsorption-ejection refrigeration system." Renewable Energy **26**(4): 611-622.
- Lienhard, J. (2003). Heat transfer textbook. Cambridge Massachusetts Phlogiston Press. .
- Liu, H., N'Tsoukpoe, E., Le Pierres, N. et Luo, L. (2011). "Evaluation of a seasonal storage system of solar energy for house heating using different absorption couples." Energy Conversion and Management **52**(6): 2427-2436.
- Lockshin, J. L. et Zakharov, M. K. (2001). "Exact solutions for heat and mass transfer in a falling laminar film." International Journal of Heat and Mass Transfer **44**(23): 4541-4552.
- Matsuda, A., Choi, K. H., Hada, K. et Kawamura, T. (1994). "Effect of pressure and concentration on performance of a vertical falling-film type of absorber and generator using lithium bromide aqueous solutions." International Journal of Refrigeration **17**(8): 538-542.
- McNeely, L. (1979). "Thermodynamic properties of aqueous solutions of lithium bromide." ASHRAE Trans. **85**: 413-434.

- Medrano, M., Bourouis, M. et Coronas, A. (2002). "Absorption of water vapour in the falling film of water lithium bromide inside a vertical tube at air-cooling thermal conditions." International Journal of Thermal Sciences **41**(9): 891-898.
- Medrano, M., Bourouis, M., Perez-Blanco, H. et Coronas, A. (2003). "A simple model for falling film absorption on vertical tubes in the presence of non-absorbables." International Journal of Refrigeration **26**(1): 108-116.
- Monnier, H., Barriol, A. et Falk, L. (2005). Dimensionnement d'un micro-contacteur à film tombant pour le traitement des COV Chlorés. Récents Progrès en Génie des Procédés. Paris, France, Ed. SFGP. **92**.
- Monnier, H., Mhiri, N. I. et Falk, L. (2010 a). "Falling liquid film stability in microgas/liquid absorption." Chemical Engineering and Processing: Process Intensification **49**(9): 953-957.
- Moran, M. et Shapiro, H. (2008). Fundamentals Of Engineering Thermodynamics. Hoboken, John Wiley & sons, Inc.
- Murray, J. G. (1993). Purge Systems for absorption chillers.
- Nakoryakov V. E., E. S. L. (2009 a). "Simple Estimates of Heat and Mass Transfer at Nonisothermal Absorption." Journal of Engineering Thermophysics **18**(1): 8-12.
- Nakoryakov, V. E. et Grigoryeva, N. I. (2010). "Nonisothermal absorption in thermotransformers." Journal of Engineering Thermophysics **19**(4): 196-271.
- Nosoko, T., Yoshimura, P. N., Nagata, T. et Oyakawa, K. (1996). "Characteristics of two-dimensional waves on a falling liquid film." Chemical Engineering Science **51**(5): 725-732.
- Park, Y., Kim, J.-S. et Lee, H. (1997). "Physical properties of the lithium bromide + 1,3-propanediol + water system." International Journal of Refrigeration **20**(5): 319-325.
- Patek, J. et Klomfar, J. (2006). "A computationally effective formulation of the thermodynamic properties of LiBr/H₂O solutions from 273 to 500K over full composition range." International Journal of Refrigeration **29**(4): 566-578.
- Patnaik, V. et Perez-Blanco, H. (1996). "A study of absorption enhancement by wavy film flows." International Journal of Heat and Fluid Flow **17**(1): 71-77.
- Pérez Reisler, R. A. (2007). Heat and mass transfer effects in air-cooled vertical tube absorbers. Mechanical Mayaguez, Puerto rico, University of Puerto Rico. **Master of Science in Mechanical engineering: 121**.
- Pons, M., Anies, G., Boudehenn, F., Bourdoukan, P., Castaing-Lasvignottes, J., Evola, G., Le Denn, A., Le Pieres, N., Marc, O., Mazet, N., Stitou, D. et Lucas, F. (2012). "Performance comparison of six solar-powered air-conditioners operated in five places." Energy **46**(1): 471-483.
- Potnis SV, Lenz TG et EH, D. (1995). "Measurement of water diffusivity in aqueous lithium bromide and lithium chloride solutions." Chem Eng Commun **139**(1): 41-49.
- Raisul Islam, M., Wijesundera, N. E. et Ho, J. C. (2004). "Simplified models for coupled heat and mass transfer in falling-film absorbers." International Journal of Heat and Mass Transfer **47**(2): 395-406.
- Schlichting, H. et Gersten, K. (2000). Boundary-Layer Theory, Springer-Verlag.
- Seban, R. A. et Faghri, A. (1976). "Evaporation and heating with turbulent falling liquid films." J. Heat Transfer **98**: 315-318.
- Steu, S., Salavera, D., Bruno, J. C. et Coronas, A. (2009). "A basis for the development of new ammonia/water/sodium hydroxide absorption chillers." International Journal of Refrigeration **32**(4): 577-587.
- Sun, J., Fu, L., Zhang, S. et Hou, W. (2010). "A mathematical model with experiments of single effect absorption heat pump using LiBr/H₂O." Applied Thermal Engineering **30**: 2753-2762.
- Takamatsu, H., Yamashiro, H., Takata, N. et Honda, H. (2003). "Vapor absorption by LiBr aqueous solution in vertical smooth tubes." International Journal of Refrigeration **26**(6): 659-666.

- Tamir, A. et Taitel, Y. (1971). "Diffusion to flow down an incline with surface resistance." Chemical Engineering Science **26**(6): 799-808.
- Van der Wekken, B. J. C., Wassenaar, R. H. (1988). "Simultaneous heat and mass transfer accompanying absorption in laminar flow over a cooled wall." International Journal of Refrigeration **11**(2): 70-77.
- Van Wylen, V., Sonntag, R. et Desrochers, P. (1992). Thermodynamique appliquée. Ottawa, Canada., John Wiley & sons Inc.
- Vliet, G. et Cosenza, F. (1997). "Effect of an Inert Gas on Heat and Mass Transfer in a Vertical Channel with Falling Films." Journal of Solar Energy Engineering **119**(1): 24.
- Wang, K., Abdelaziz, O., Kisari, P. et Vineyard, E. A. (2011). "State-of-the-art review on crystallization control technologies for water/LiBr absorption heat pumps." International Journal of Refrigeration **34**(6): 1325-1337.
- Wasden, F. K., Dukler, A. E. (1989 b). "Numerical investigation of large wave interactions on free falling films." International Journal of Multiphase Flow **15**(3): 357-370.
- Wolansky, G. et Marmur, A. (1999). "Apparent contact angles on rough surfaces: the Wenzel equation revisited." Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects **156**: 381-388.
- Wu S. et Eames, I. (2000). "Innovations in vapour-absorption cycles." Applied Energy **66**(3): 251-266.
- Xie, G., Sheng, G., Bansal, P. K. et Li, G. (2008). "Absorber performance of a water/lithium-bromide absorption chiller." Applied Thermal Engineering **28**(13): 1557-1562.
- Yang, R. (1992). "A numerical modeling of an absorption process on a liquid falling film." Solar energy **48**(3): pp 195-198.
- Yang, R. et Jou, D. (1995). "Heat and mass transfer of absorption process for the falling film flow inside a porous medium." International Journal of Heat and Mass Transfer **38**(6): 1121-1126.
- Yoon, J.-I., Kwon, O.-K. et Moon, C.-G. (1999). "Experimental Investigation of Heat and Mass Transfer in Absorber with Enhanced Tubes." KSME International Journal **13**(9): 640-649.
- Yoon, J. I., Phan, T. T., Moon, C. G. et Bansal, P. (2005). "Numerical study on heat and mass transfer characteristic of plate absorber." Applied Thermal Engineering **25**(1): 2219-2235.
- Yoshimura, P. N., Nosoko, T. et Nagata, T. (1996). "Enhancement of mass transfer into a falling laminar liquid film by two-dimensional surface waves: Some experimental observations and modeling." Chemical Engineering Science **51**(8): 1231-1240.
- Yuan, Y. et Herold, K. (2005a). "Thermodynamic Properties of Aqueous Lithium Bromide Using a Multiproperty Free Energy Correlation." HVAC&R Research **11**(3): 377-393.
- Yuan, Z. et Herold, K. (2005b). "Specific Heat Measurements on Aqueous Lithium Bromide." HVAC&R RESEARCH **11**(3): 15.
- Yuksel, M. L. et Schlunder, E. U. (1987a). "Heat and mass transfer in non-isothermal absorption of gases in falling liquid films: Part I: Experimental determination of heat and mass transfer coefficients." Chemical Engineering and Processing: Process Intensification **22**(4): 193-202.
- Yuksel, M. L., Schlunder, E. U. (1987b). "Heat and mass transfer in non-isothermal absorption of gases in falling liquid films Part II: Theoretical description and numerical calculation of turbulent falling film heat and mass transfer." Chemical Engineering and Processing: Process Intensification **22**(4): 203-213.
- Zhang, F., Tang, D.-L., Geng, J., Wang, Z.-X. et Zhang, Z.-B. (2008). "Study on the temperature distribution of heated falling liquid films." Physica D: Nonlinear Phenomena **237**(7): 867-872.

Chapitre 3. *Étude expérimentale du procédé*

3.1. Introduction

Les modèles décrivant l'absorption de vapeur d'eau au sein des solutions aqueuses qui ruissellent sur des plaques verticales nécessitent d'être validés par des expériences contrôlées. Un banc d'essais a été développé à cette fin. Sa conception a été guidée par le souci de pouvoir fixer les conditions d'entrée (débit, concentration, température) et aux limites (pression, présence/absence du flux à la paroi) du film, et ce pour des Reynolds modérés ($30 < Re < 400$).

Dans le cadre de ce travail, différents types d'échangeurs en inox y seront testés : des échangeurs à surface brut, des échangeurs à surface améliorées vis-à-vis de la mouillabilité, et des échangeurs à surface rainurées. Deux types de conditions aux limites seront étudiées : la condition adiabatique et la condition isotherme.

3.2. Description du banc expérimental

Le Banc expérimental est constitué des éléments courants d'une machine à absorption H₂O-LiBr simple effet: Il comprend un absorbeur, un évaporateur, un générateur, un condenseur, une pompe de circulation (Pc) et deux échangeurs entre l'absorbeur et le générateur. Le schéma du prototype expérimental est montré sur la Figure 3.1.

La concentration de la solution pauvre en entrée de l'absorbeur est fixée par le module générateur condenseur. La pression dans l'absorbeur est fixée par l'intermédiaire du module évaporateur. Le débit de solution circulant dans l'installation est régulé par la vanne VF1.

Le banc fonctionne comme une machine à absorption à taux de recirculation nul : La vapeur produite dans l'évaporateur est absorbée par la *solution pauvre* (S_p , *solution concentrée* en sel) (2) dans l'absorbeur. La *solution riche* (S_r , *solution diluée* et riche en réfrigérant) issue de l'absorbeur (3) est transférée au générateur (4) via une pompe à entraînement magnétique (Pc) en passant par l'échangeur E2. Le réfrigérant est désorbé à plus haute température dans le générateur, sous l'action d'un apport de chaleur via la résistance chauffante, R2. La solution pauvre issue du générateur (1) est pré-refroidie par l'échangeur E2 puis amené à la température désirée à l'aide de l'échangeur E1

La vapeur produite au générateur est condensée par le condenseur. Les condensats sont ensuite détendus et à nouveau vaporisée à basse pression au niveau de l'évaporateur via un apport de chaleur par la résistance chauffante R1.

Le récipient de stockage RSS permet de réguler et d'encaisser les variations de masse volumique de la solution dans l'enceinte.

Dans le Tableau 3.1, sont listés les fonctions et les principales caractéristiques techniques des composants du banc expérimental.

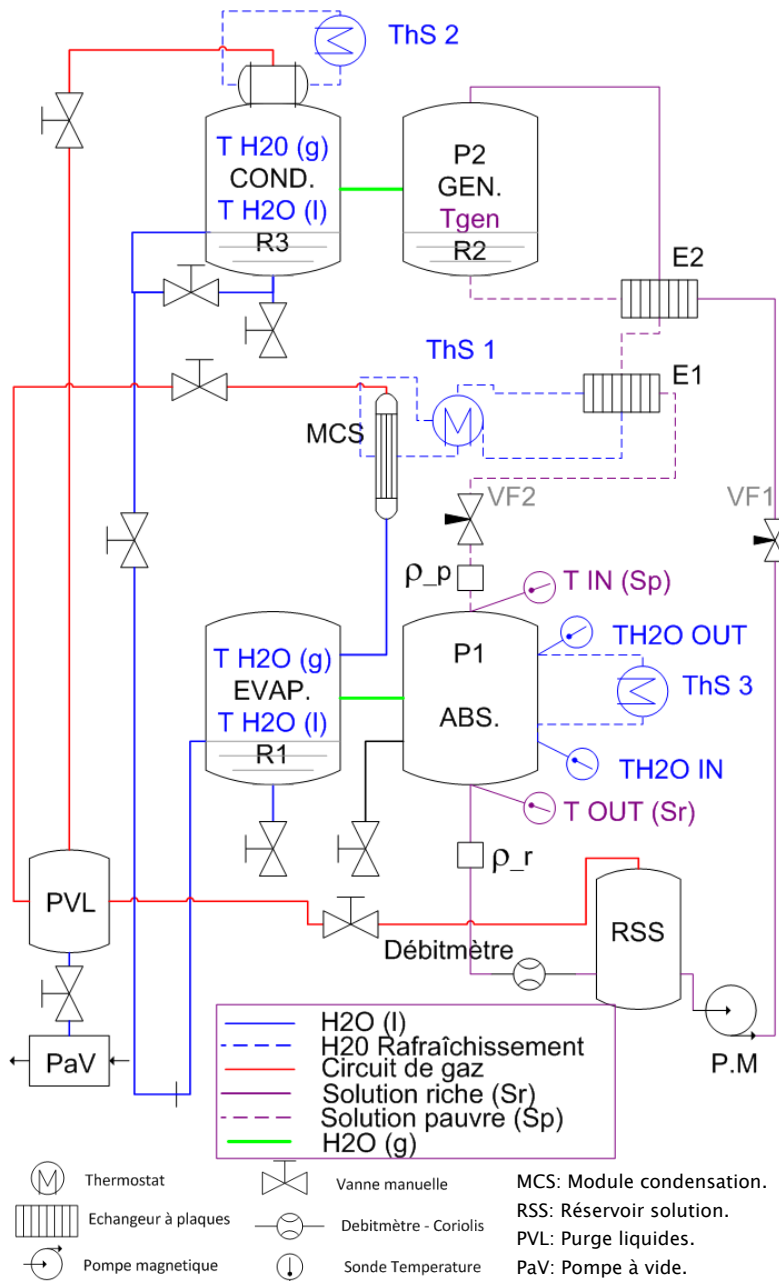


Figure 3.1. Schema du banc expérimental pour l'étude de l'absorption.

Elément	Fonction	caractéristiques
Résistances (R1, R2, R3)	R1. Control de la température d'évaporation. R2. Régulation de la concentration de la solution pauvre. R3. Control de la pression dans le désorbeur.	Puissance 2kW Diamètre 180 mm H = 60 mm
Pompe à vide (VP)	Tirage des gaz non absorbables et/ou non condensables.	$\dot{V}_{MAX} = 1000 \text{ gr/h}$ (100mBar, 30°C) $P_{asp.Max} = 1013\text{mBar}; P_{Limit} = 5 \times 10^{-2} \text{ mBar}$
Pompe Magnétique (MP)	Pompe à entraînement magnétique IWAKI (MD100 RM)	$\dot{V}_{MAX} = 120 \text{ l/min}$ H = 8.6 m; $H\dot{V} = 6.5-60$ P = 260/245 W
Piège vapeur et liquides (PVL)	Système de sécurité pompe à vide	Volume = 30 l
Stockage solution (RSS)	Réguler et d'encaisser les variations de masse volumique	Volume = 15 l Diamètre = 150 mm ; H = 450mm
Thermostats (ThS1, ThS2)	ThS 1 : Control température entrée solution (Tin) ThS 2 : Control température de condensation (TH20)	$P_{cooling} (0^\circ\text{C}) = 1.8\text{kW}; P_{cooling} (20^\circ\text{C}) = 2.2\text{kW};$ $\dot{V}_{MAX} = 57 \text{ l/min}$ (0.5Bar) 230V/50Hz
Thermostat (ThS 3)	Contrôle de la température à la paroi de l'échangeur entrée solution (Tin)	$P_{cooling} (0^\circ\text{C}) = 3\text{kW}; P_{cooling} (15^\circ\text{C}) = 5.5\text{kW};$ $\dot{V}_{MAX} = 40 \text{ l/min}$
Modules de condensation Secondaire (MCS)	Condensation de vapeur à basse température.	ThS 1 (Evap) < 10°C; ThS 2 (Conden) < 24°C
Echangeurs (E1, E2)	E1 : contrôle de la température de la solution pauvre en entrée de l'absorbeur E2 : préchauffage de la solution riche (SR) en entrée du désorbeur et pré refroidissement de la solution pauvre (SP) en sortie du désorbeur.	Echangeurs à plaque ALPHA-LAVAL en Inox 3016L efficacité 90%

Tableau 3.1. Fonctions et principales caractéristiques des composants du prototype expérimental.

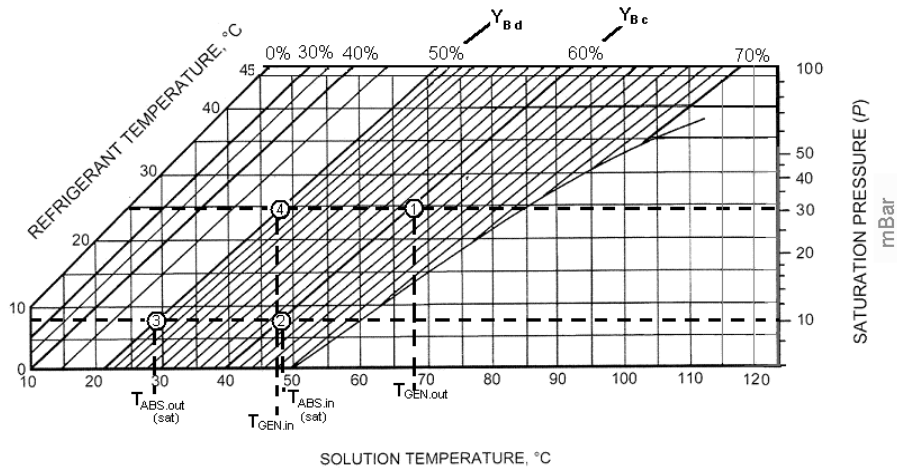


Figure 3.2. Représentation du cycle thermodynamique subit par le fluide dans le diagramme d'Oldham.

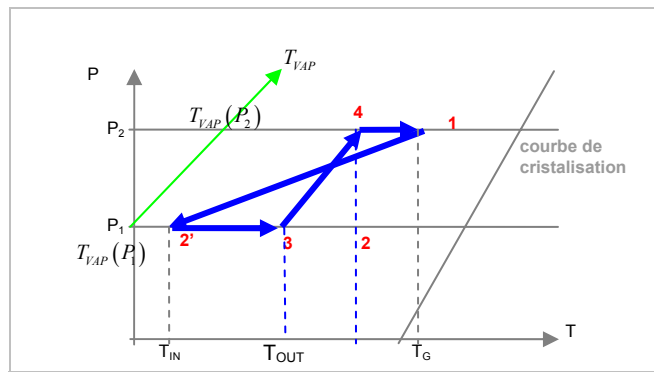


Figure 3.3. Représentation du cycle thermodynamique subit par le fluide dans le diagramme pression – température réduit.

Le cycle d'absorption réalisé au niveau du banc expérimental est reporté sur la Figure 3.2 et la Figure 3.3 (Il est à noter que le diagramme d'Oldham ne peut que représenter des états saturé qui ne correspondent pas à nos conditions de fonctionnement. Les informations en température reportées sur ce diagramme ne sont pas conséquent pas correcte en ce qui concerne la solution).

Sur la figure sont représentées les points d'équilibre au cours d'un cycle d'absorption, le diagramme de la Figure 3.3 montre les conditions opératoires réelles du banc d'étude.

La solution pauvre en réfrigérant [S_p ; T_G ; P_2] issue du générateur Figure 3.3(1) subit une détente et un refroidissement en traversant les échangeurs E2 et E1 avant d'être injectée au niveau de l'absorbeur [Y_{B0} ; T_{IN} ; P_1] (2'). L'absorption de vapeur d'eau s'accompagne d'un enrichissement de la solution en eau et d'une élévation de sa température (3).

La solution riche issue de l'absorbeur [Y_{B1} ; T_{OUT} ; P_1] est portée à la pression du générateur par l'intermédiaire de la pompe (PC) puis réchauffée par l'intermédiaire de l'échangeur E2 (4) avant d'être injectée au niveau du générateur.

3.2.1. Module d'absorption/évaporation

Le module de basse pression (absorbeur/évaporateur), Figure 3.4(a) est constitué de deux colonnes en verre connectées en leur milieu par une fermeture étanche. Un disque anti-éclaboussure est inséré entre l'évaporateur et l'absorbeur pour éviter que des projections d'eau n'atteignent l'absorbeur.

Chaque module possède deux couvercles. L'absorbeur est muni de deux piquages latéraux de diamètre 100 mm (Figure 3.4-c) qui peuvent être équipés de hublots pour la visualisation des écoulements ou la mise en œuvre de la thermographie infrarouge. La Figure 3.4(c) montre la position de ces hublots sur la colonne en verre. Le système de fermeture étanche des couvercles et hublots est constitué d'un collier serrage inox avec un joint torique en silicone.

Chaque colonne est fixée à la structure par deux colliers de fixation. Les efforts sont repris au niveau du couvercle inférieur par un système de câbles. Les arrivées et départs de fluides sont intégrés aux couvercles inférieurs et supérieurs des colonnes.

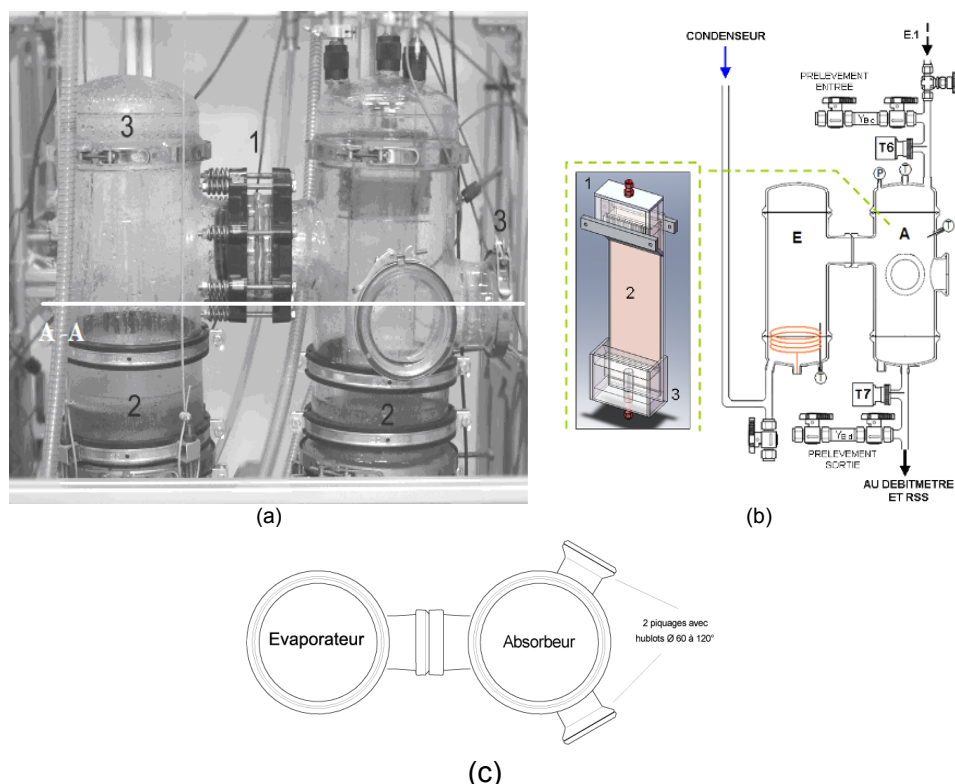


Figure 3.4. : Module basse pression (a) Photo : Absorbeur (2), évaporateur (3), passage vapeur (1). (b) Schéma des éléments dans l'absorbeur : distributeur(1), échangeur (2) et collecteur(3). Module d'absorption/évaporation coupe transversal A-A.

3.2.2. Module de désorption/condensation

Le module générateur/condenseur est similaire au module d'absorption/évaporation comporte un condenseur cylindrique en cuivre refroidi par un bain thermostat ThS2 (Figure 3.5). Le condenseur est fixé sur la partie haute du module de condensation. Un système anti-projection est inséré entre l'absorbeur et le condenseur pour éviter que la solution n'atteigne le condenseur. La disposition des éléments est détaillée sur la Figure 3.5 (b). Les modules en verre sont fixés à la structure par des colliers de fixation et des tiges inox. Les efforts au niveau des couvercles inférieurs sont repris par des câbles d'acier.

La structure support est construite en profilés d'aluminium. Autour de la structure des plaques de plexiglas protègent les usagers en cas d'implosion.

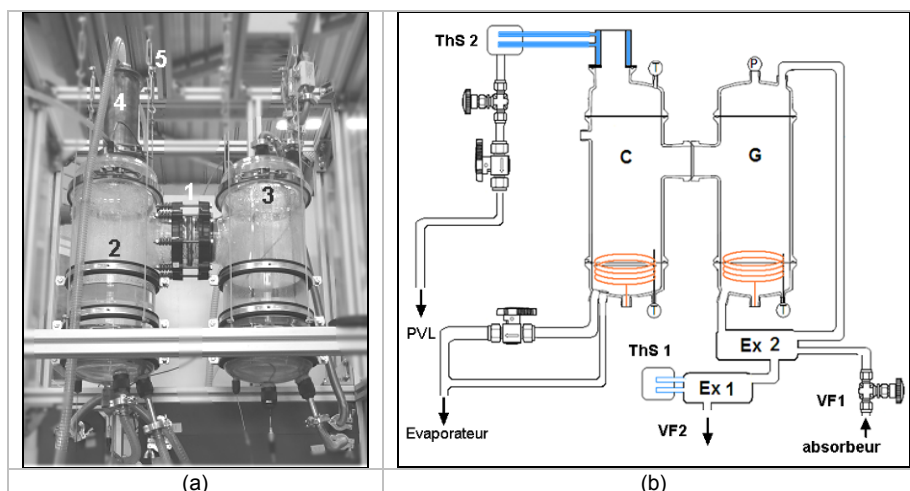


Figure 3.5. Module haute pression (a) Module de haute pression ou désorbueur (3), condenseur (4), réceptacle à condensats (2), passage vapeur (1); (b) Schéma .

3.2.3. Etanchéité et canalisations

L'ensemble des connexions a été faite avec des brides ISOKF (*ISO Klein Flange*) Les passages étanches entre les modules en verre et les canalisations se font à travers de raccords ISOGL vissés sur le verre et comportant des bagues en téflon et PTFE, Figure 3.6.

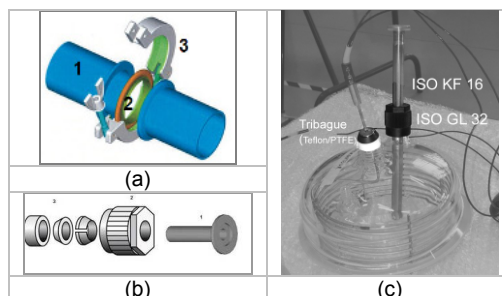


Figure 3.6. (a) Système d'étanchéité au vide ISOKF. 1 Bride ISO KF, 2.anneau centrage et 3.collier de serrage*. (b) Système d'étanchéité verre GL- ISOKF, 1. Tube poli miroir, 2.raccords GL male, et 3.tribague téflon/PTFE. (c) Photo de système étanche ISOKF – ISO GL.

3.3. Instrumentation, acquisition et régulation

3.3.1. Implantation des mesures

Le dispositif expérimental est équipé de 10 mesures de température (T), deux mesures de pression (P), une mesure de débit massique (\dot{M}) et de masse volumique (ρ) en

* Image modifiée à partir de l'image extraite du : <http://www.pfeiffer-vacuum.com/products/components/iso-k-iso-f/container.action> le 01/08/2013.

sortie de l'absorbeur, auxquelles s'ajoutent deux prélèvements d'échantillon (Pr) (Figure 3.7).

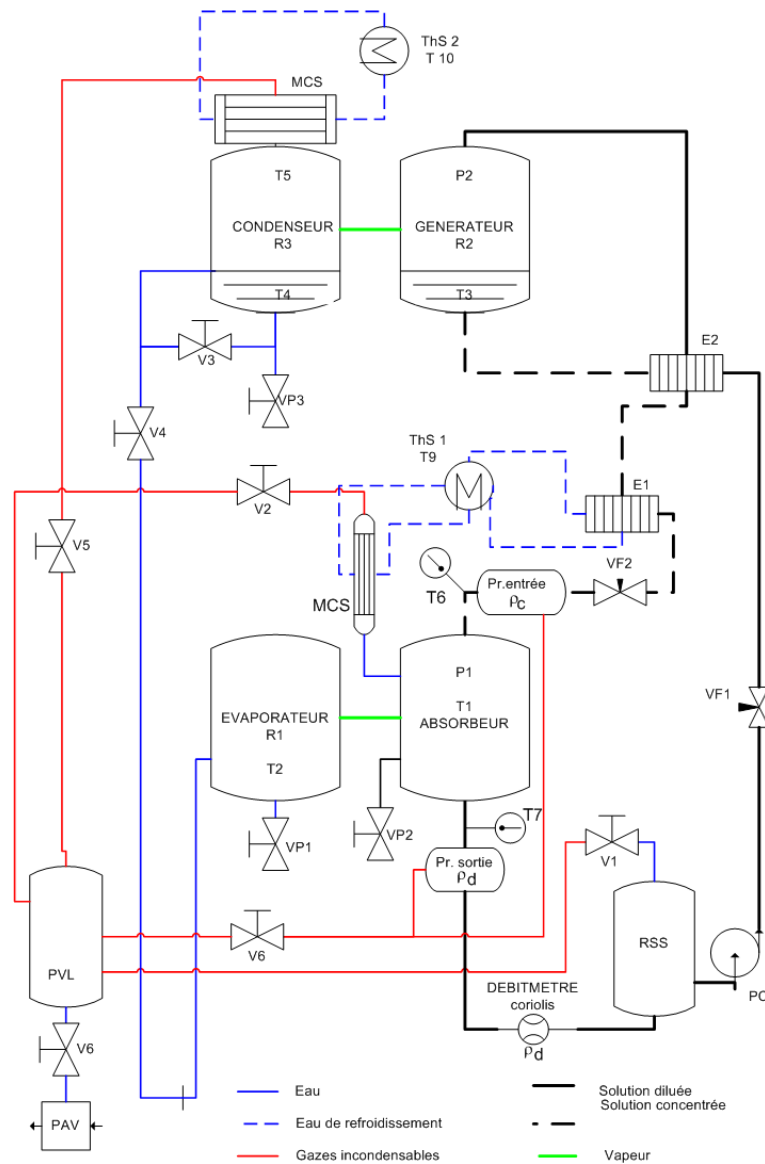


Figure 3.7. Schéma du banc d'essai avec éléments des mesures.

Les capteurs de pressions et de températures sont placés à l'intérieur des différents modules (évaporation, condensation et désorption), pour déterminer les conditions de travail (P2, T1, T2, T3, T4, T5). La concentration de la solution en entrée de l'absorbeur (Y_{b0}) est mesurée par prélèvement (Pr entrée) ou estimée à partir des conditions de travail (pression – température) du désorbeur (en supposant la solution à l'équilibre thermodynamique). La concentration de la solution en sortie de l'absorbeur ($Y_{b_{sortie}}$) est déterminée à partir d'une mesure de masse volumique. La température de la solution en entrée et sortie de l'absorbeur (T6, T7) est également réalisée au même titre que la température au niveau de la mesure de masse volumique.

3.3.2. Capteurs

a. Mesures de Température

Les sondes de températures sont des thermocouples de type K, chemisés par une gaine en acier inoxydable ANSI 310, et connectés à la centrale d'acquisition via un boîtier isotherme.

Les paramètres d'étalonnage des sondes de température utilisés dans l'interface d'acquisition LabView®, sont listés sur le Tableau 3.2.

Mesure (°C)		T = a V ² + b V + c		
		A	b	c
T1	H ₂ O (g)	-3,15E-01	2,62E+01	-1,32E+00
T2	H ₂ O (l)	-3,20E-01	2,61E+01	-1,23E+00
T3	LiBr (l)	-2,86E-01	2,61E+01	-1,21E+00
T4	H ₂ O (l)	-2,90E-01	2,61E+01	-1,23E+00
T5	H ₂ O (g)	-3,18E-01	2,61E+01	-1,25E+00
T6	LiBr (l)	-3,10E-01	2,62E+01	-1,29E+00
T7	LiBr (l)	-6,37E-01	2,69E+01	-1,88E+00

Tableau 3.2. Paramètres d'étalonnages des thermocouples.

b. Mesures de pression

Les modules haute et basse pression sont équipés de capteurs de pression capacitifs Keller (série 41X). Les mesures ont été doublées à l'aide de capteurs Adixen (série ASD2000) lors de la phase de réception du banc pour valider les mesures. Figure 3.8.

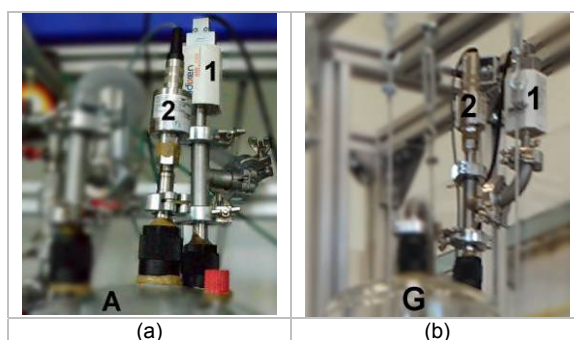


Figure 3.8. Emplacement des capteurs de pression (a) couvercle supérieure de l'absorbeur (b) couvercle supérieure du générateur. (1) capteurs Adixen, (2) capteurs Keller.

Capteurs capacitifs Keller série 41X. Deux capteurs de gamme respective 0 - 100 mbar et 0 - 300 mbar ont été mis en œuvre. Leur précision est de 0.1% de la pleine échelle Figure 3.8 (a). Les capteurs de pression délivrent un signal de courant 4-20 mA. Les paramètres d'étalonnage des capteurs sont listés sur le Tableau 3.3 et sont utilisés dans le programme d'acquisition sur l'interface LabView.

Capteur	Rang de mesure (mbar)	P (mbar) = a * I (A) + b	
		a	b
P1	0 - 100	6,24E+03	-2,49E+01
P2	0 - 300	1,86E+04	-7,30E+01

Tableau 3.3. Paramètres d'étalonnage des capteurs Keller série 41X, pour des mesures en courant (A).

Capteurs capacitifs Adixen série ASD. Les gammes de mesure des capteurs sont de 10^{-1} - 1333 mbar (ASD 2001) et 10^{-2} et 133 mbar (ASD 2002). Les capteurs délivrent des signaux en tension. Les courbes d'étalonnage données pour le constructeur et seront listés sur le Tableau 3.4.

Capteur		P (mbar) = a ^ (b*V + c)			
		Rang de mesure (mbar)	a	b	c
P1	ASD 2002	10^{-2} - 133	10	2	-12
P2	ASD 2001	10^{-1} - 1333	10	2	-12

Tableau 3.4. Paramètres d'étalonnage des capteurs Adixen série ASD, pour des mesures en tension (V).

c. Mesures de débit et de masse volumique

Nous utilisons pour ces mesures un débitmètre à effet Coriolis Micro Motion (F025S série F). La mesure du débit massique et de la masse volumique se fait par l'intermédiaire d'un tube en U soumis à un mouvement oscillant périodique (Figure 3.9). Le dispositif fonctionne sur la plage de débit de 0.2 -2 l/min et une plage de masse volumique de 1500-1800 kg/m³. La précision sur la mesure de débit est comprise entre 0,8 et 0,2% en fonction du débit circulant. La précision sur la mesure de la masse volumique est de 0.1% sur la valeur de la masse volumique.

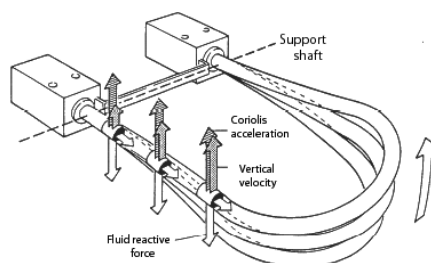


Figure 3.9. Schéma de principe de fonctionnement du débitmètre à effet coriolis.

d. Mesure de la température de l'interface des films

Nous disposons d'une caméra infrarouge (FLIR-SC7000) pour caractériser l'évolution de la température à l'interface du film au cours des essais d'absorption adiabatique et isotherme. Un hublot de fluorure de calcium CaF a été implanté sur le banc afin de permettre les mesures par thermographie. Les dimensions du hublot ne permettent pas de visualiser l'ensemble du film. La zone de mesure dépend de la focale utilisée, des dimensions du hublot et de la distance entre les éléments. En l'état, seule la zone centrale du film peut être analysée.

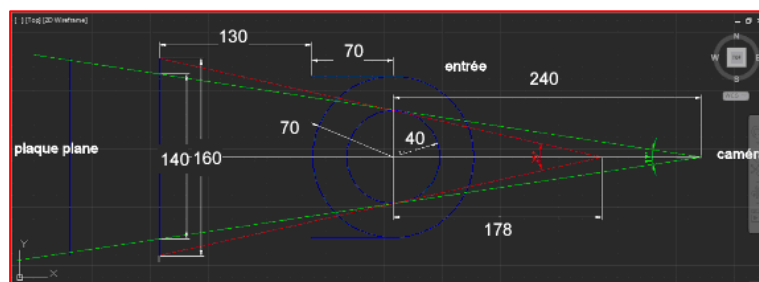


Figure 3.10. Surface de mesure et emplacement optimal de la camera IR.

L'acquisition des mesures et l'analyse des données sont réalisées à l'aide du logiciel d'acquisition et traitement des données *FLIR ResearchIR Max*, Figure 3.11.

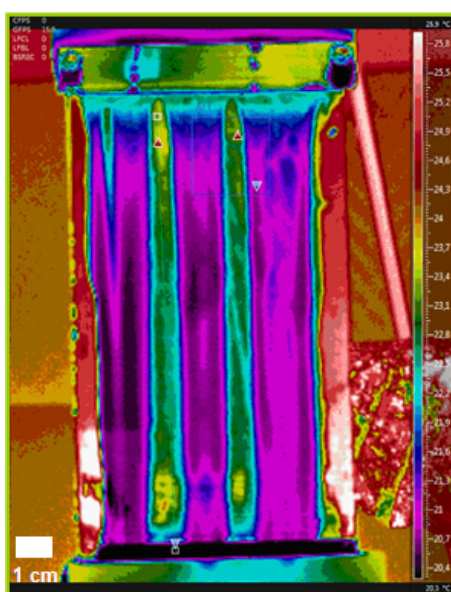


Figure 3.11. Visualisation de champ de températures, pour un échangeur lisse adiabatique avec un fluide refroidi à 10°C qui ruisselle à $0,2\text{ l/min}$ à pression atmosphérique.

3.3.3. Acquisition

L'acquisition des mesures se fait à l'aide d'une centrale d'acquisition Agilent 34970A, pilotée à partir d'une application LabView®. La centrale Agilent 34970A a 120 voies d'entrée analogique, réparties sur trois *slots*.

9 entrées tension (sept pour les thermocouples, deux pour les capteurs capacitifs Adixen) quatre entrée courant (deux pour le débitmètre et deux pour les capteurs capacitifs Keller) et 2 voies pour la sonde PT100 de référence implantée dans le boîtier de soudure froide.

3.3.4. Régulation

Les conditions thermodynamique au niveau des modules haute et basse pression sont réglée par l'intermédiaire de régulateurs WEST (Model 6100, 1/16 DIN) pilotant la chauffe de résistances plongeantes sur la base de consigne de pression ou de température (annexe E). La température de la solution au niveau du générateur (désorbteur de vapeur) est réglée via la résistance chauffante R2. Les pressions P1 et

P2 dans les modules d'absorption et de désorption sont régulées en contrôlant les puissances de chauffe des résistances R1 (évaporateur), R3 (condenseur), si la pression descend de la consigne, et par la température de l'eau qui circule sur le MCS situé sur le module de condensation, Figure 3.5(a4).

3.4. Détermination de la fraction massique en entrée et sortie de l'absorbeur

3.4.1. Mesure de la fraction massique de la solution

Trois méthodes de mesures différentes sont mises en œuvre pour déterminer la concentration de la solution. La première consiste :

1. Estimation à partir des mesures de pression et température en supposant le liquide à l'équilibre thermodynamique : $Y_A = Y_{sat}(T, P)$. Cette estimation est réalisée au niveau du désorbeur ou la température du liquide et la pression de fonctionnement sont mesurés en continue.
2. Mesure par titration au bromure d'argent à partir de prélèvement. Deux prélèvements de solution sont effectués régulièrement en entrée et sortie de l'absorbeur. Les échantillons, préalablement tirés au vide, sont connectés aux canalisations d'entrée et de sortie de l'absorbeur par l'intermédiaire de piquages. Les prélèvements en ligne s'effectuent en ouvrant les vannes d'isolement entre la canalisation et le volume de prélèvement (Figure 3.7). Le protocole de titration est décrit dans l'annexe F.
3. Mesure par densimétrie à partir d'échantillon : $Y_A = f(T, \rho)$. Une seconde mesure de concentration des prélèvements effectués aux bornes de l'absorbeur est systématiquement réalisée par densimétrie à l'aide d'un pycnomètre. Le protocole de mesure est décrit dans l'annexe F.
La masse volumique de la solution est donnée par la corrélation de (Castaing-Lasvignottes 2001), annexe F1. :
4. Mesure en ligne par densimétrie : $Y_A = f(T, \rho)$. Les mesures de densités de la solution et de température de la solution réalisées par le débitmètre à effet Coriolis installé en sortie de l'absorbeur permettent de remonter au titre de la solution en sortie de l'absorbeur.

L'incertitude de mesure de la fraction massique de bromure de lithium est estimée à $\Delta Y_B = 0,05 \%$. Elle est essentiellement due à l'incertitude sur la mesure de la masse volumique du liquide. L'impact de l'erreur sur la mesure de température est négligeable sur l'estimation de la fraction massique de bromure de lithium

Les différentes mesures du titre en bromure de lithium pour un même état du fluide (en entrée ou en sortie de l'absorbeur) peuvent être comparée entre elles afin de pouvoir les valider. Il est également possible de vérifier la cohérence des mesures entre l'entrée et la sortie de l'absorbeur lorsque celui-ci n'est pas refroidi à partir d'un bilan d'enthalpie :

3.4.2. Comparaison des mesures de fraction massique par bilan d'enthalpie

Réalisons un bilan d'enthalpie sur la solution aux bornes de l'absorbeur:

$$\dot{M}_e h_{Y_{B-e}, T_e} + \dot{M}_{abs} h_{vap} = \dot{M}_s h_{Y_{B-s}, T_s} \quad \text{éq. 3.1}$$

Avec e, entrée et s, sortie.

Le débit massique, la fraction massique et l'enthalpie n'étant pas connues en entrée, il est nécessaire de les exprimer en fonction de grandeurs mesurées. D'après le bilan de masse :

$$\dot{M}_e = \dot{M}_s - \dot{M}_{abs} \quad \text{éq. 3.2}$$

Le débit massique de sel à la sortie étant identique au débit de sel en entrée, on a :

$$Y_{B-e} = \frac{\dot{M}_s}{\dot{M}_e} Y_{B-s} \quad \text{éq. 3.3}$$

Soit

$$Y_{B-e} - Y_{B-s} = \left(\frac{\dot{M}_s}{\dot{M}_e} - 1 \right) Y_{B-s} = \frac{\dot{M}_{abs}}{\dot{M}_e} Y_{B-s} \quad \text{éq. 3.4}$$

Deux approches sont possibles pour déterminer la masse absorbée et par conséquent le titre de bromure de lithium en entrée à partir du titre de bromure de lithium en sortie et des mesures de température :

1. Soit en réalisant un calcul itératif à l'aide des propriétés thermodynamiques permettant de vérifier l'équation 3.2. On utilisera pour cela les corrélations données par (Castaing-Lasvignottes 2001). Cette détermination sera nommée ci-après « numeric solution »
2. Soit en faisant un développement limité au voisinage du point considéré :

L'enthalpie en entrée peut être estimée à l'aide d'un développement limité de premier ordre:

$$h_{Y_{B-e}, T_e} = h_{Y_{B-s}, T_e} + \left. \frac{\partial h}{\partial Y_B} \right|_{Y_{B-s}, T_e} (Y_{B-e} - Y_{B-s})$$

Considérant le flux des espèces, on aura:

$$h_{Y_{B-e}, T_e} = h_{Y_{B-s}, T_e} + \left. \frac{\partial h}{\partial Y_b} \right|_{Y_{B-s}, T_e} \frac{\dot{M}_{abs}}{\dot{M}_e} Y_{B-s}$$

Le flux d'enthalpie sera:

$$\dot{M}_e \left[h_{Y_{B-s}, T_e} + \left. \frac{\partial h}{\partial Y_B} \right|_{Y_{B-s}, T_e} \frac{\dot{M}_{abs}}{\dot{M}_e} Y_{B-s} \right] + \dot{M}_{abs} h_{vap} = \dot{M}_s h_{Y_{B-s}, T_s} \quad \text{éq. 3.5}$$

$$\dot{M}_e h_{Y_{B-s}, T_e} + \left. \frac{\partial h}{\partial Y_B} \right|_{Y_{B-s}, T_e} \dot{M}_{abs} Y_{B-s} + \dot{M}_{abs} h_{vap} = \dot{M}_s h_{Y_{B-s}, T_s}$$

$$(\dot{M}_s - \dot{M}_{abs}) h_{Y_{B-s}, T_e} + \left. \frac{\partial h}{\partial Y_B} \right|_{Y_{B-s}, T_e} \dot{M}_{abs} Y_{B-s} + \dot{M}_{abs} h_{vap} = \dot{M}_s h_{Y_{B-s}, T_s}$$

On en tire l'expression de la masse absorbée:

$$\dot{M}_{abs} = \dot{M}_s \left(h_{Y_{B-s}, T_s} - h_{Y_{B-s}, T_e} \right) \left(h_{vap} - h_{Y_{B-s}, T_e} + \left. \frac{\partial h}{\partial Y_B} \right|_{Y_{B-s}, T_e} Y_{B-s} \right)^{-1} \quad \text{éq. 3.6}$$

Ou,

$$\dot{M}_{abs} = \dot{M}_s \frac{h_{Y_{A-s}, T_s} - h_{Y_{A-s}, T_e}}{h_{vap} - h_{Y_{A-s}, T_e} - \left. \frac{\partial h}{\partial Y_A} \right|_{Y_{A-s}, T_e} (1 - Y_{A-s})} \quad \text{éq. 3.7}$$

3.4.3. Comparaison des différentes techniques de mesure de la fraction massique de bromure de lithium

La Figure 3.12 (a) compare les mesures de fractions massiques de bromure de lithium pour différents essais indépendants en sortie de l'absorbeur.

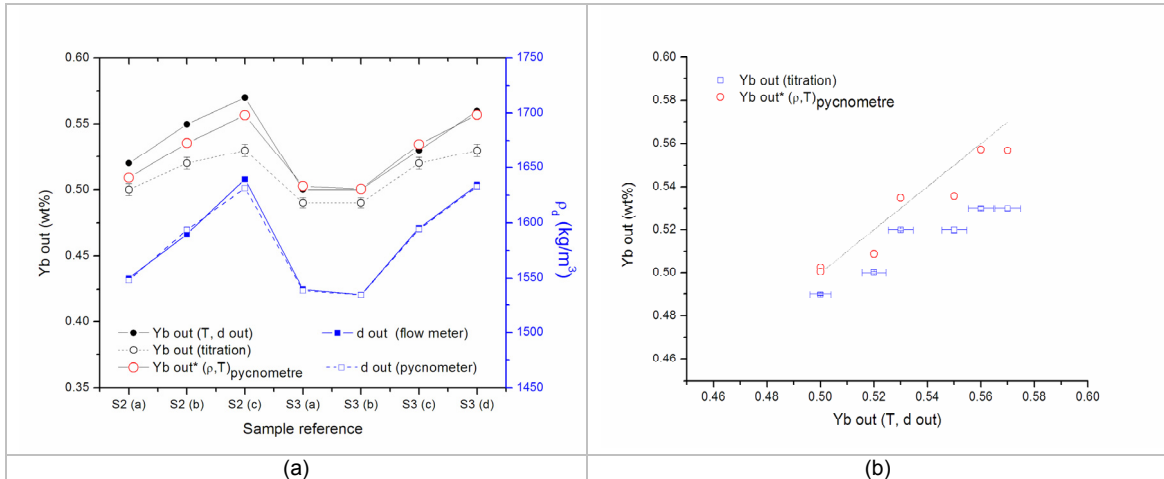


Figure 3.12. Comparaison des valeurs expérimentales et théoriques des masses volumiques ρ_{out} , et fractions massiques en sel à la sortie de l'absorbeur Y_{B-out} . Comparaison des valeurs de fractions massiques en sel réalisée à la sortie de l'absorbeur Y_{B-OUT} (a). Comparaison des mesures de fraction massique de sel par titration et masse volumique sur les prélèvements d'échantillon (b).

Les mesures de masse volumique réalisées à l'aide du pycnomètre ($Yb\ out_{\text{pycnometre}}$) sont en très bon accord avec les mesures réalisées par densimétrie à l'aide du débitmètre à effet Coriolis ($Yb\ out\ (T, d\ out)$). Les fractions massiques expérimentales obtenues par titration ($Yb\ out\ (titration)$) à la sortie de l'absorbeur sont cohérentes par rapport aux fractions massiques déduites des mesures de masse volumique tout en restant systématiquement inférieures.

Les différentes estimations de la fraction massique de bromure de lithium en entrée de l'absorbeur sont comparées entre elles sur la Figure 3.13(a) pour différents essais indépendants en entrée de l'absorbeur.

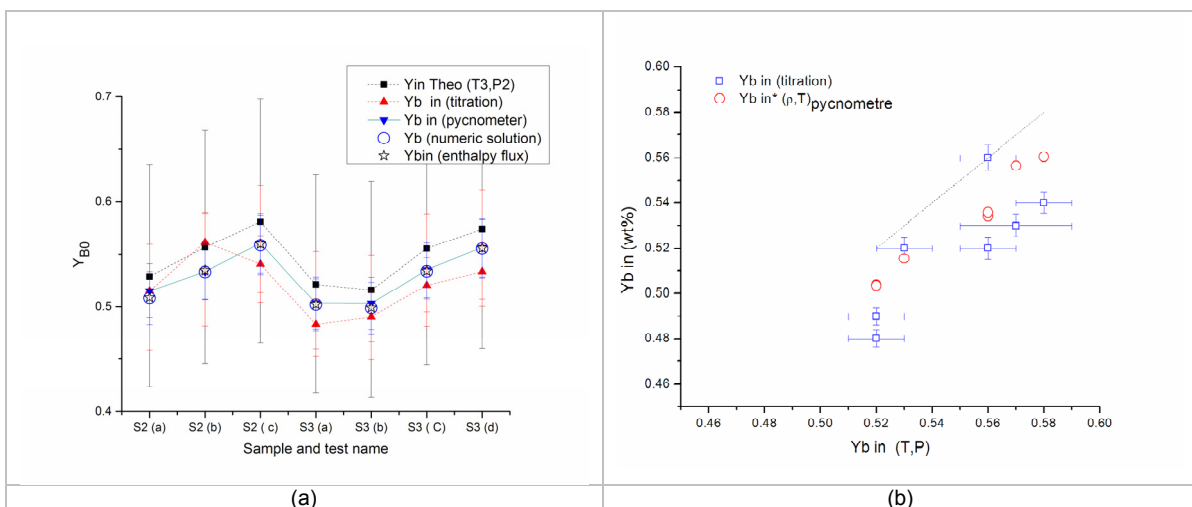


Figure 3.13. Comparaison des valeurs de fractions massiques en sel à l'entrée de l'absorbeur Y_{B-IN} (a). Comparaison des mesures de fraction massique de sel par titration et masse volumique sur les prélèvements d'échantillon (b).

Cette comparaison montre que :

- Les mesures de fraction massiques sur la base de l'équation d'état et des mesures de pression et température au niveau du désorbeur sont systématiquement supérieures aux autres mesures.
- Les mesures de fraction massiques par titration sur les échantillons présentes des évolutions peu cohérentes vis-à-vis des autres mesures
- Les fractions massiques déduites des mesures de la masse volumique ($Y_{b \text{ in pycnomètre}}$) présentent une bonne cohérence avec les fractions massiques déduites des mesures de températures et de pression ($Y_{b \text{ in (T,P)}}$).
- Les fractions massiques obtenues par titration ($Y_{b \text{ in(titration)}}$) et par le pycnomètre ($Y_{b \text{ in pycnomètre}}$ sur les prélèvements d'échantillons) montrent des tendances contradictoires sur certaines mesures.
- L'estimation de la fraction massique en entrée à l'aide de la fraction massique en sortie et des mesures de température obtenue numériquement ou à l'aide d'un développement limité au 1^{er} ordre sont superposables

Ces différentes estimations de la fraction massique tendent à discréditer les mesures mettant en œuvre la titration. Les mesures mettant en œuvre densimétrie sont superposables entre elles. Elles sont en bon accord avec les mesures mettant en œuvre des mesures thermodynamique réalisées au niveau du désorbeur, bien que présentant un écart sensiblement constant et voisin de 1,8% par rapport à ces dernières. Il est probable que cet écart provienne des corrélations décrivant l'évolution des propriétés physiques et/ou de l'écart à la condition d'équilibre dans le générateur due à la présence des gaz non condensables sur l'enceinte. Ces dernières mesures n'étant pas fiable, il est décidé de ne pas s'en servir pour étudier l'absorption en présence de films ruisselants.

En l'absence de mesure de concentration fiable à l'entrée de l'absorbeur, le débit de vapeur absorbé par la solution ruisselante ne peut être estimé qu'en présence de plaque non refroidies pour lesquelles le bilan d'enthalpie est valable. Une telle approche serait possible en présence de plaques refroidies à condition de pouvoir déterminer avec précision le flux de chaleur extrait à la solution ce qui n'est malheureusement pas possible avec le dispositif actuel.

Le banc d'essais a ainsi dû être modifié pour incorporer un débitmètre à effet Coriolis en entrée de l'absorbeur (Figure 3.15).

3.4.4. Estimation de la masse de vapeur absorbée.

a. Mesures basées sur le bilan de masse

Le débit massique de vapeur absorbée par la solution ruisselante peut être déduit de la mesure du débit massique de solution en sortie et des mesures de la fraction massique en sortie de l'absorbeur :

$$\dot{M}_{ABS} = M_{SOL-OUT} \left(1 - \frac{Y_{B-OUT}}{Y_{B-IN}} \right) \quad \text{éq. 3.8}$$

Cette méthode n'a pas pu être mise en œuvre sur la première campagne d'essais pour laquelle nous ne disposons pas de mesure de la concentration en entrée de l'absorbeur. La précision de la mesure de la masse absorbée est donnée par :

$$\frac{\Delta \dot{M}_{ABS}}{\dot{M}_{ABS}} = \frac{\Delta M_{SOL-OUT}}{M_{SOL-OUT}} + \frac{\Delta Y_{B-IN}}{Y_{B-IN}} + \frac{\sqrt{\Delta Y_{B-OUT}^2 + \Delta Y_{B-IN}^2}}{(Y_{B-IN} - Y_{B-OUT})} \quad \text{éq. 3.9}$$

L'écart de concentration en entrée et sortie de l'absorbeur étant faible et les précisions des mesures de fraction massique équivalentes pour les deux débitmètres, la précision de la mesure de la masse absorbée se réduit à

$$\frac{\Delta \dot{M}_{ABS}}{\dot{M}_{ABS}} \approx \frac{\sqrt{\Delta Y_{B-OUT}^2 + \Delta Y_{B-IN}^2}}{(Y_{B-IN} - Y_{B-OUT})} \approx \frac{0,005}{(Y_{B-IN} - Y_{B-OUT})} \quad \text{éq. 3.10}$$

En présence d'un écart de concentration de 1% entre l'entrée et la sortie, l'incertitude de mesure sur le débit massique absorbé est estimée à 50%

b. Mesures basées sur le bilan d'enthalpie

La mesure du débit de vapeur absorbé à partir du bilan d'enthalpie est donnée par l'équation 3.7. Comme ; il a été dit précédemment, cette mesure ne peut être mise en œuvre que dans le cas de l'absorption en présence d'une plaque non refroidie. Cette méthode a été mise en œuvre au cours des deux campagnes d'essais.

3.5. Evolution du banc expérimental

Les résultats obtenus à l'issue de la première campagne d'essais ont mis en évidence la présence d'un taux d'incondensables élevé et l'impossibilité à pouvoir se servir des mesures de pression au niveau du désorbeur pour déterminer la concentration de la solution en entrée de l'absorbeur. Il a donc été décidé de modifier le banc expérimental de sorte à réduire de manière drastique le taux de fuites et d'incorporer un deuxième débitmètre à effet Coriolis à l'entrée de l'absorbeur, permettant la détermination du débit massique absorbé en présence de plaque refroidies.

Les principales sources de fuites au niveau du banc d'essais étaient localisées au niveau des connexions verre-métal dans le module basse pression. Les couvercles en verre ont été remplacés par des couvercles en inox intégrant des connectiques ISOKF, Figure 3.14..

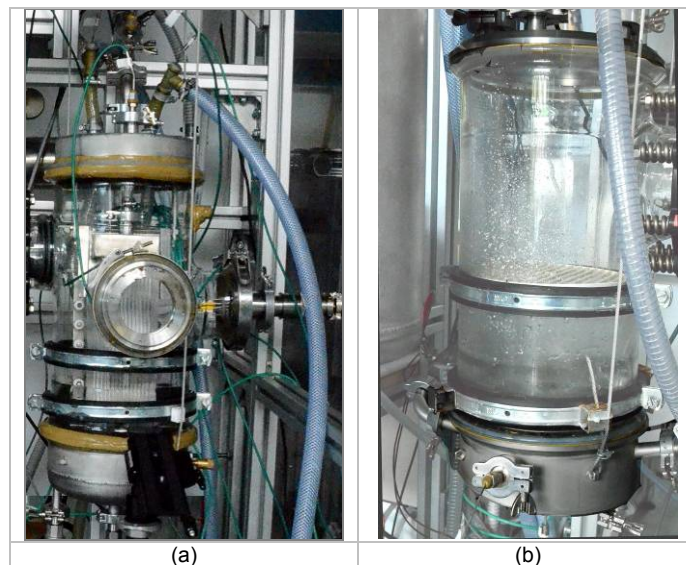


Figure 3.14. Couvercles inox avec brides ISOKF incorporés. (a) Absorbeur et (b) évaporateur.

A l'occasion de la modification du banc ont été également introduites des mesures de températures le long du film. Ces mesures consistent en des sondes thermocouple gainées inox de diamètre 0,5mm dont d'extrémité est plongée dans le film ruisselant. La mesure de température obtenue donne une image de la température de mélange au point considéré. La Figure 3.15 détaille les nouveaux éléments de mesure incorporés au banc d'essais et sur le Tableau 3.7 sont listées les fonctions des sondes de températures.

Sonde	Mesure	Placement
T1	H2O (g)	Evaporateur
T2	H2O (l)	
T3	LiBr+H2O (l)	Générateur
T4	H2O (l)	Condenseur
T5	H2O (g)	
T6	LiBr+H2O (l)	Débitmètre 1 (entrée)
T8	LiBr+H2O (l)	Absorbeur (distributeur)
T9	LiBr+H2O (l)	Absorbeur (température film)
T10		
T11		
T12		
T13		
T14	LiBr+H2O (l)	Absorbeur (collecteur)
T15	LiBr+H2O (l)	Débitmètre 2 (sortie)
T16	H2O (l)	Caloporteur (entrée)
T17	H2O (l)	Caloporteur (sortie)
T18	H2O (g)	Evaporateur
T19	LiBr+H2O (l)	absorbeur (entrée)
T20	LiBr+H2O (l)	Absorbeur (sortie)

Tableau 3.5. Récapitulatif de nomenclature des sondes de température pour la deuxième campagne d'essais.

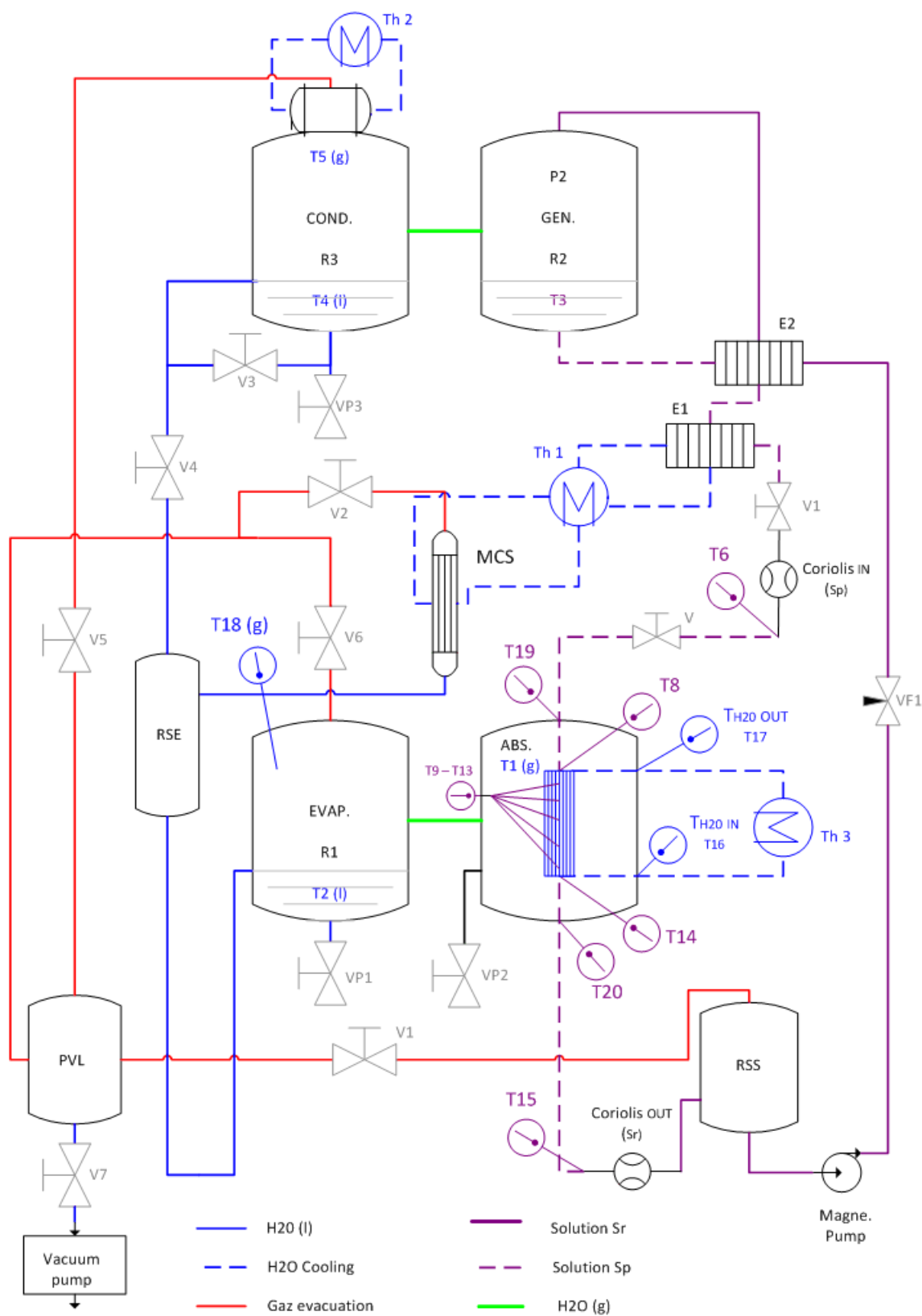


Figure 3.15. Schéma du banc d'essais avec incorporation des nouveaux éléments, avril-mai 2014.

3.6. Echangeurs à plaques à films ruisselants

3.6.1. Configuration d'absorbeur étudiées en condition adiabatique

Les performances de trois différentes configurations d'absorbeur à plaque (Figure 3.16) ont été étudiées en condition adiabatique, leur principaux caractéristiques sont listées sur le Tableau 3.6.

Plaque	Caractéristique	Matériel	Traitement de surface	Dimensions (L x H)mm	Rugosité moyenne μm
Brut	plaque plane	acier inoxydable (316L)	non	110x300	$0.8 < R_a^0 \leq 1.3$
Rainurée	largeur 2 mm, profondeur 1 mm. épaulement 2mm				
Rainurée	largeur 4 mm, profondeur 1 mm. épaulement 2mm		électropolie et anodisé	110x350	$R_a^0 \leq R$
Structurée	Micro structuration				

Tableau 3.6. Principales caractéristiques des plaques utilisées.

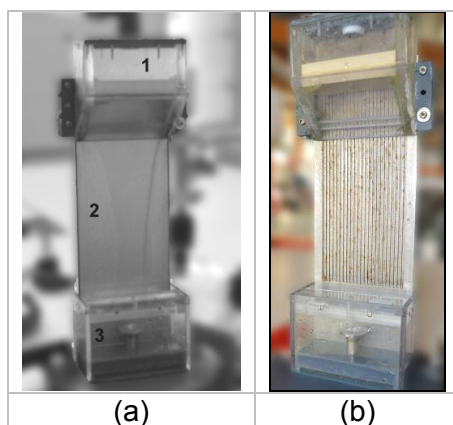


Figure 3.16. Absorbeurs adiabatiques à plaques verticales (a) Ensemble 1. Distributeur, 2. Plaque brut et 3. Récepteur. (b) plaque rainurée, largeur rainure 2mm.

La micro structuration des plaques vise à les rendre mouillantes. Elle est réalisée en deux étapes : un électro-polissage suivit d'une anodisation.

L'électro-polissage permet de réduire la rugosité des plaques. Pour ce faire, la plaque est immergées dans une solution électrolytique (50V (H₂SO₄ (96%)) plus 50V (H₃PO₄ (85%))) et placée face à une électrode de même dimension (espacement de 13 mm). Le thermostat maintient la température de la solution contrôlée voisine de 25°C. Une tension ~5V est imposée entre les deux électrodes pendant une heure.

L'anodisation a pour objectif de rendre les plaques microporeuses en surface (épaisseur micrométrique de la couche microporeuse). Les plaques sont immergées avec leur électrode dans la solution acide (H₃PO₄ (85%) et 5% de glycérine) pendant deux heures et vingt minutes à température contrôlée, voisine de 25°C. Les plaques sont alimentées en mode courant avec une densité de courant de 680 A/m².

Dans le Tableau 3.7 sont listées les temps et caractéristiques des procédures de polissage et anodisation.

La mouillabilité de l'inox a été testée par la mesure de l'angle de contact entre une goutte de solution aqueuse bromure de lithium ($Y_B = 0.55$) sur une surface d'acier inox non traité. Après la micro structuration de la surface, l'angle de contact originalement 68° est complètement aplati donnant une condition de mouillage exacerbée à la surface.

Procédure	Solution	T (°C)	t (min)	d (mm)	Courant (A)	Tension (V)
Polissage électrolytique	50 :50 V H2SO4 (96% wt)	25	0	13	20.5	3.6
	H3PO4 (85% wt)		60			4.0
Anodisation	H3PO4 (85% wt)		0			5.1
	5 % glycérine		140			5.4

Tableau 3.7. Caractéristiques des solutions et conditions opératoires des procédures de polissage et d'anodisation des plaques d'acier inox.

3.6.1. Configuration d'absorbeur étudiées en condition isotherme

Seule la configuration d'absorbeur à plaque rainurée avec des largeurs de canaux de 4mm a pu être étudiée en condition isotherme. Le refroidissement est assuré par des canaux de section carrée de 4 mm de côté, espacés de 2 mm, Figure 3.17(a). Ils sont alimentés par un débit massique de d'eau à la température désirée de 14 l/min permettant de rendre l'écart de température entrée/sortie du liquide inférieur à 1K.

La géométrie des canaux a été dimensionnée de sorte à garantir une bonne homogénéité thermique le long de la surface d'échange et pouvoir se rapprocher autant que possible d'une condition de température imposée (Figure 3.17 (b) et (c))

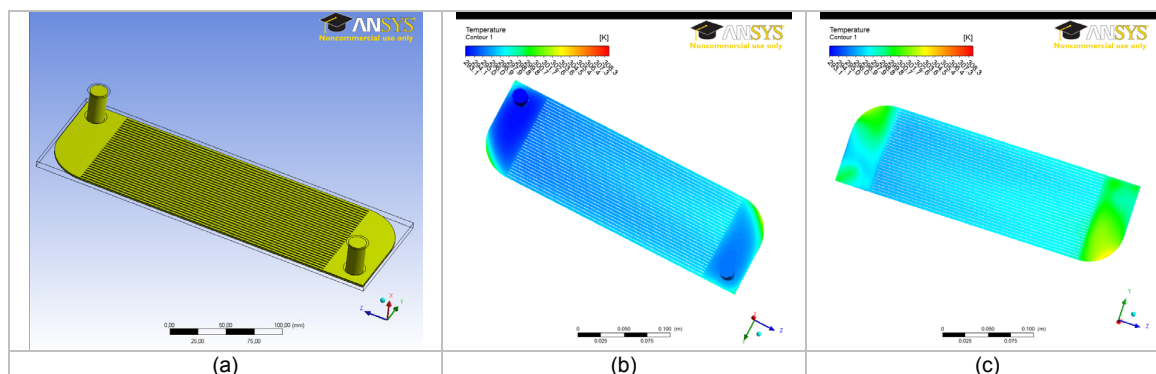


Figure 3.17. Conception de l'échangeur en acier inox. (a) Détail des rainures internes. (b) Simulation du flux de chaleur pour $Q=14\text{l/min}; T_0=15^\circ\text{C}$. (c) Simulation du flux de chaleur pour $Q=14\text{l/min}; T_0=25^\circ\text{C}$.

Dans les annexes G1 et G2, sont détaillées les plans des échangeurs à plaques verticales lisse et rainurée.

3.6.2. Distributeur / collecteur

Les absorbeurs sont équipés d'un distributeur et d'un collecteur (Figure 3.16, Figure 3.18). Le distributeur a été dimensionné pour assurer une répartition uniforme de la

solution pauvre en entrée de la plaque verticale. Au bout de la plaque, le récepteur collecte la solution riche en évitant l'absorption statique sur le réservoir.

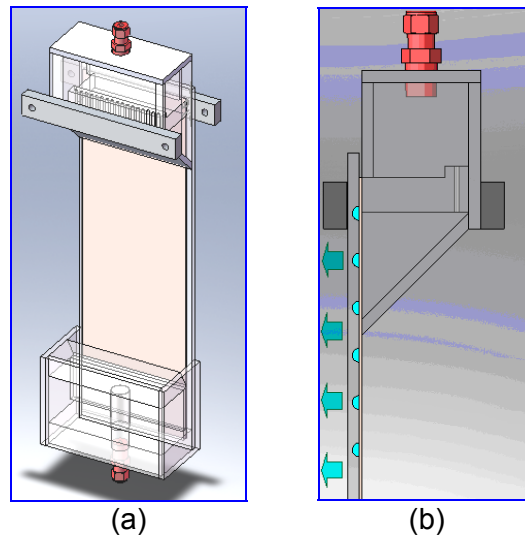


Figure 3.18. (a) plaque adiabatique équipée de son distributeur et de son collecteur. (b) Vue de côté du distributeur de solution sur un échangeur à plaque lisse.

Une première version du distributeur a été construite en polycarbonate collées à la résine époxy (Figure 3.19 (a)). Le dessin du distributeur se trouve dans l'annexe G3. Une deuxième version du distributeur a été réalisée en PVC soudé qui présente une tenue chimique supérieure aux résines époxydes, le dessin détaillé du distributeur se trouve dans l'annexe G4.

La conception du récepteur a été faite pour limiter les problèmes d'absorption statique parasite au fond du réservoir. L'entrée du fluide dans le réservoir a été rétrécie progressivement afin d'obtenir un passage étroit et profond d'épaisseur 5 mm et de profondeur de 40 mm, Figure 3.19 (b)(c). Le plan de récepteur est détaillé sur l'annexe G4.

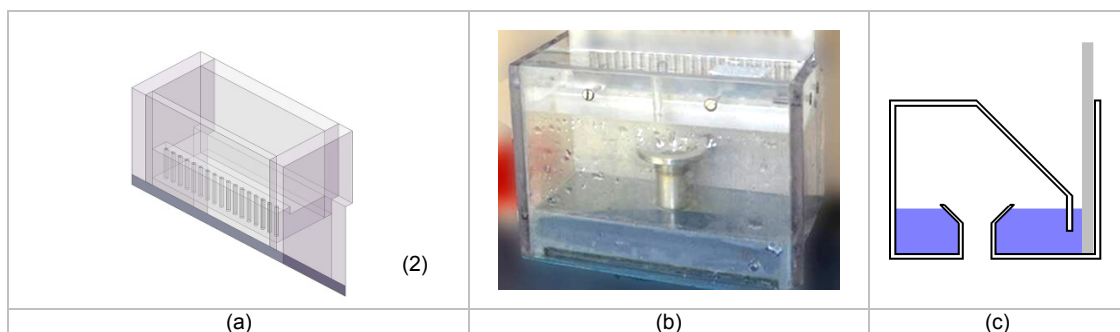


Figure 3.19. (a) Distributeur de solution : (b) et (c) Récepteur du fluide.

3.7. Procédures, Stabilité et répétabilité des points de mesure

3.7.1. Évacuation des incondensables et détection des fuites

La première étape après chaque changement de configuration d'échangeur consiste à retrouver des conditions opératoires correctes, à savoir évacuer les incondensables, détecter et supprimer les fuites potentielles induites au moment de l'ouverture des modules. L'établissement de l'étanchéité prend une à deux journées, en fonction du taux de fuite sur les modules.

3.7.2. Établissement des conditions opératoires

Le protocole de mis en route de la machine est décrit en annexe C. Au début de la journée des essais nous fixons les conditions d'équilibre souhaitées au niveau du générateur. Les concentrations et température correspondante seront gardées constantes tout au long de la journée, permettant l'étude de l'influence du débit et de la température de la solution. Les mesures commencent dès lors que les conditions d'équilibre sont instaurées au niveau du générateur

L'influence du refroidissement de la paroi verticale sur le processus d'absorption est étudiée avec la variation du débit et de la température du caloporteur à l'intérieur des échangeurs à contre-courant.

a. Stabilité et répétabilité des points de mesure

Les conditions d'équilibre étant atteintes au niveau du désorbeur $Y_{B-IN} = f(P_{SAT}, T_{SAT})$, on procède à la variation du débit de solution où de la température initiale T_{IN} selon les conditions désirées pour le test. A titre d'exemple sont représentées sur la Figure 3.20 les variations de l'écart de température entrée-sortie aux bornes de l'absorbeur en fonction de la variation de la température d'entrée T_{IN} (°C) et du débit volumique (l/min) du film aux cours de deux essais d'absorption adiabatique.

Comme attendu, les variations de la température initiale de la solution et du débit volumique affectent l'écart de température entre l'entrée et la sortie de l'absorbeur $\Delta T_{Abs} = T_{OUT} - T_{IN}$.

- Une augmentation de la température initiale diminue l'écart de température dans l'absorbeur.
- La diminution du débit augmente la température à la sortie de l'absorbeur, augmentant l'écart ΔT_{Abs} .

Le régime stationnaire est atteint assez rapidement après le changement de condition expérimentale lié aux faibles inerties thermiques des plaques étudiées.

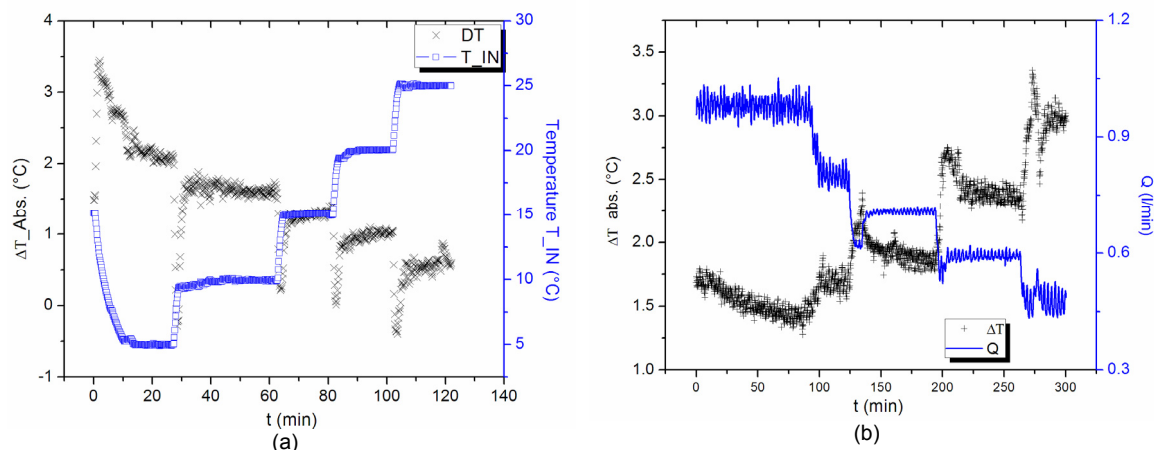


Figure 3.20. Évolution des écarts de température ΔT_{ABS} (entrée-sortie absorbeur) au cours de deux tests d'absorption adiabatique pour la plaque anodisée. (a) Variation de la température initiale du film $Y_B = 0.52$, $P_{GEN} = 31.5 \text{ mbar}$, $P_{ABS} = 10.5 \text{ mbar}$, $Q = 1 \text{ (l/min)}$ et (b) Variation du débit volumique de solution $Y_B = 0.56$ et $T_{IN} = 15^\circ\text{C}$.

L'acquisition des températures, pressions, masse volumique et débit pour chaque point de mesure sont faites pour une période de temps prolongée, permettant de s'assurer de la stabilité des conditions de fonctionnement et de pouvoir avoir des précision importantes quant au calcul des grandeurs moyennes.

Les fluctuations des mesures varient en fonction des conditions d'entrée comme l'indique la Figure 3.21. Sur cette figure sont représentés les histogrammes de température et de débit pour deux tests d'absorption.

La Figure 3.21 (a) représente l'histogramme de température en entrée d'absorbeur pour 5 consignes successives de température. La Figure 3.21 (b), montre l'histogramme de débit, pour 5 conditions de fermeture de vanne. A débit faible, les mesures présentent un écart type élevé, en comparaison avec les mesures à débit élevé. Ces fluctuations à faible débit s'expliquent par des problèmes de stabilité au niveau du distributeur.

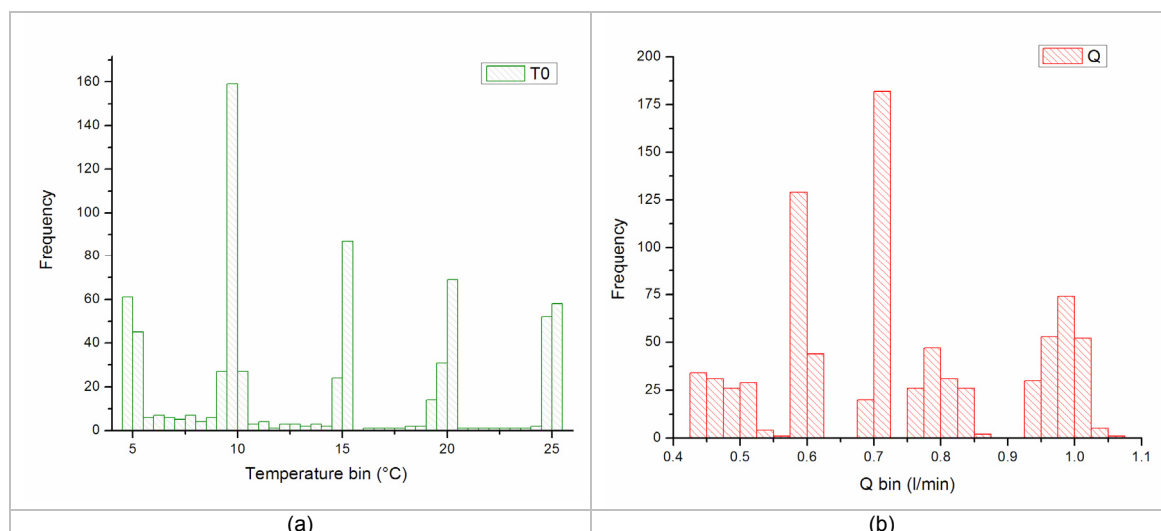


Figure 3.21. Histogramme des températures et des débits au cours de deux séries d'essais d'absorption adiabatique. (a) Variation de la température à l'entrée. (b) Variation du débit.

Seuls les résultats qui présentent une forte stabilité ont été traités (Figure 3.22). Les résultats présentant une instabilité marquée des conditions opératoire sont écartés.

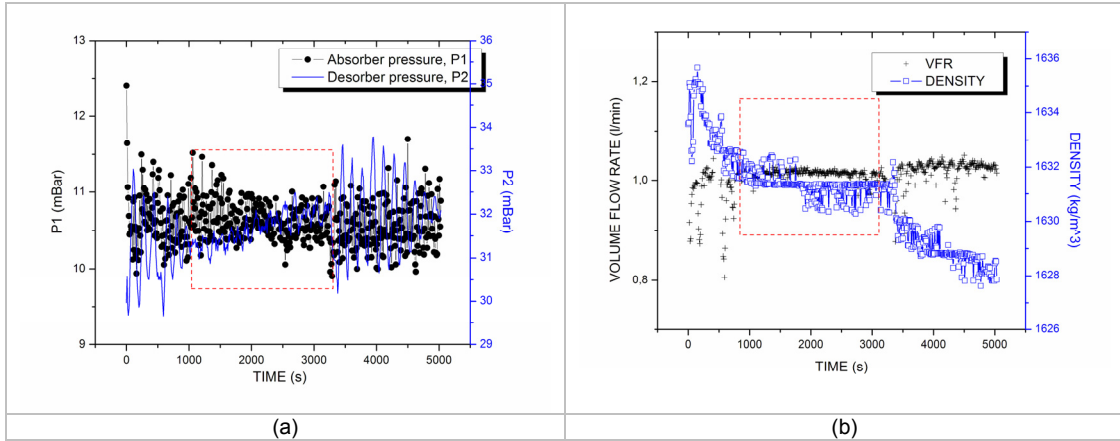
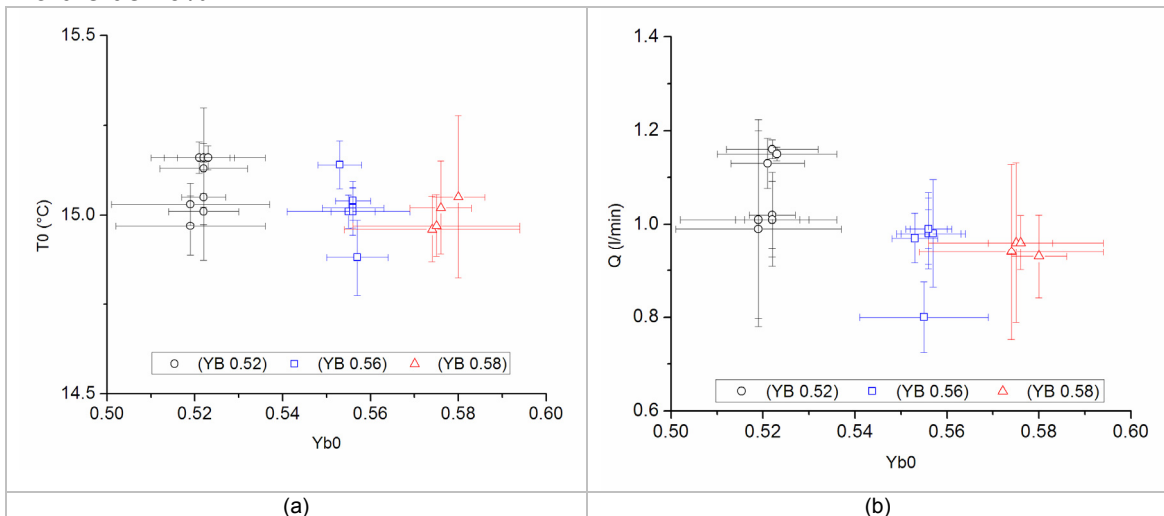


Figure 3.22. (a) Évolution des pressions à l'intérieur du module d'absorption P1 et à l'intérieur du module de désorption, P2. (b) Débit volumique et masse volumique de la solution riche en sortie de l'absorbeur au cours d'un essai d'absorption adiabatique. Les valeurs moyennes sont analysés dans la zone limitée par le carré rouge.

La Figure 3.23 montre la répétabilité des conditions de fonctionnement pour 3 essais types régulièrement répétés ($T_{IN} = 15^{\circ}C$, $Q_{out} = 1$ l/min et $Y_{B-IN} = (0.52; 0.56; 0.58)$) tout au long de la campagne d'essais.

Les valeurs moyennes (\bar{T}_0, \bar{Q}) sont assorties d'intervalles de fluctuations englobant 99% des mesures ($3\sigma^{\dagger}$ en présence d'une loi normale). Les valeurs moyennes et les intervalles de fluctuation ($\bar{x}, \Delta x = 3\sigma$) sont récapitulées dans le Tableau 3.8 La mesure la plus fluctuante apparaît être le débit volumique avec une fluctuation moyenne de l'ordre de 20%.



$\dagger \sigma$, écart type.

Figure 3.23. Fluctuation des sur la variable en entrée de l'absorbeur. (a) température (b) débit volumique, pour les trois conditions expérimentales.

Y_{B-OUT}	$\pm \Delta Y_{B-OUT}$	ΔY_{B-OUT} (%)	T_{IN} (°C)	$\pm \Delta T_{IN}$	Q_{OUT} (l/min)	$\pm \Delta Q_{OUT}$	ΔQ_{OUT} (%)
0.52	0.02	3.4	15.1	0.23	1.1	0.22	21
0.56	0.02	2.7	15.0	0.23	1.0	0.20	21
0.58	0.02	2.6	15.0	0.23	0.9	0.20	21

Tableau 3.8. Valeurs moyennes et intervalles de fluctuation type correspondant aux trois conditions expérimentales de la figure 3.21.

3.8. Sélection du plan d'expérience

Les conditions opératoires de la machine à absorption à simple effet ont été choisies en fonction des températures disponibles pour un système intégré de chauffage /refroidissement saisonnier. Considérons l'étape de charge du système de stockage d'énergie intersaisonnier par absorption décrit par (N'Tsoukpoe 2012). Les panneaux solaires thermiques peuvent fournir la température de la source chaude ($T_c \leq 60^\circ\text{C}$) et des corbeilles géothermiques peuvent fournir la température de la source intermédiaire $T_m \leq 30^\circ\text{C}$.

En considérant une température de la source chaude inférieure à 60°C , les concentrations initiales de la solution aqueuse de bromure de lithium (YB0) intéressantes à étudier à 30 mbar, varient entre (45-60 %) pour l'absorption sans cristallisation. La source intermédiaire fixera les températures initiales de la solution entre $15 - 30^\circ\text{C}$.

Sur les Tableau 3.9 et Tableau 3.10 sont listés les paramètres étudiés au cours des premières campagnes d'essais adiabatiques et isothermes respectivement, réalisées entre juin et juillet 2013.

Microstructure ou rugosité	Masse volumique entrée (g/cm^3)	Concentration initiale	Débit volumique (l/min)	Température à l'entrée ($^\circ\text{C}$)
S1 (Référence)	ρ_{C1}	$Y_{B\ C1}$	0.25 0.5 0.75 1.0	10
				15
				20
				25
S2 (Rainuré 2mm)	ρ_{C2}	$Y_{B\ C2}$	0.25 0.5 0.75 1.0	10
				15
				20
				25
S2 (Rainuré 4mm)	ρ_{C2}	$Y_{B\ C2}$	0.25 0.5 0.75 1.0	10
				15
				20
				25
S3 (Anodisé)	ρ_{C3}	$Y_{B\ C3}$	0.25 0.5 0.75 1.0	10
				15
				20
				25

Tableau 3.9. Plan d'expérience pour les essais d'absorption adiabatiques

Microstructure ou rugosité	Masse volumique entrée (g/cm^3)	Concentration initiale	Débit volumique (l/min)	Température à l'entrée ($^\circ\text{C}$)
C3 (échangeur rainuré)	ρ_{C3}	$Y_{B\ C3}$	0.25 0.5 0.75 1.0	15
				20
				25
				30

Tableau 3.10. Plan d'expérience pour les essais d'absorption Isotherme.

3.9. Références Chapitre 3

- Castaing-Lasvignottes, J. (2001). Aspects thermodynamiques et technico-économiques des systèmes à absorption liquide. CNAM, Institut Français du froid industriel: 51.
- N'Tsoukpoe, E. (2012). Étude du stockage à long terme de l'énergie solaire thermique par procédé d'absorption LiBr-H₂O pour le chauffage de l'habitat Énergétique et génie des procédés, Université de Grenoble. **PhD thesis**.

Chapitre 5. *Analyse des résultats*

5.1. Introduction

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus sur le banc d'essais et leurs comparaisons au modèle théorique. L'influence de différents paramètres d'entrée (température, concentration, débit) et des conditions aux limites (pression, flux à la paroi) et leur influence sur l'absorption sont analysés.

Deux campagnes d'essais ont été réalisées. La première, caractérisée par une présence importante d'incondensables et l'absence de mesures de fraction massique directe en entrée, n'a pas permis l'étude de l'absorption avec des plaques refroidies. La seconde, a été réalisée sur un échangeur rainuré en condition isotherme et adiabatique.

Les résultats seront présentés de manière brut ou au moyen d'un coefficient d'échange moyen (Goulet 2011) défini à partir du potentiel d'absorption, et de la masse absorbée par unité de largeur (éq.2.44):

$$\beta_{av} = \dot{M}_{abs} (\Delta P_{IN})^{-1}$$

Avec ΔP_{IN} , l'écart de pression motrice à l'entrée (écart entre la pression mesurée P_1 , et la pression d'équilibre P_0^{eq}) et \dot{M}_{abs} la masse absorbée par unité de largeur de plaque

$$\Delta P_{IN} = P_1 - P_0^{eq}(Y_{B0}, T_{in}) \quad \text{éq. 5.1}$$

5.2. Mouillage des échangeurs

L'absorption de la vapeur d'eau par un film ruisselant de bromure de lithium a été étudiée en présence de trois types des surfaces d'échange différentes en acier inox en condition adiabatique (S) ou refroidie (E) : surface brut de faible mouillabilité (S1) ; surfaces rainurées (S2 et E2) et surfaces micro-structurée à mouillabilité exacerbée (S3 et E1). Les caractéristiques de chacune de ces surfaces (hauteur 20 cm, largeur 10 cm) sont listées dans le Tableau 5.1.

Nom	Matériau	Surface	Traitement de surface	Mouillabilité
S1 Plaque brut	Acier inox 316L	plane	Non	Faible
S2 Plaque rainurée		rainurée 2 mm	Non	Faible
S3 Plaque anodisée		plane	Electro- polissage + anodisation	Forte
E1 Échangeur	Acier inox 304	plane	Electro- polissage + anodisation	Forte
E2 Échangeur	Acier inox 316L	rainurée 4 mm	Non	Faible

Tableau 5.1. Synthèse des différentes géométries testées au banc d'essais.

Trois paramètres influencent la distribution du fluide le long des échangeurs : la géométrie de la surface d'échange, la mouillabilité de la paroi et le débit par unité de largeur. L'impact de ces paramètres sera étudié à l'aide de l'aire effective d'échange A_{eff} (%), rapport entre l'aire mouillée et la surface total de l'échangeur,

La Figure 5.1, compare l'aire effective d'échange pour les différents types de surfaces en présence de films ruisselants de bromure de lithium de concentration 50% et un débit de 1 l/min (soit un Reynolds $Re=210$).

L'aire effective d'échange a été estimée à partir du traitement des images obtenues au cours des différents tests d'absorption. Une vision partielle des échangeurs sur le module d'absorption nécessite l'établissement des valeurs statistiques de l'aire mouillée. Sur la figure sont également montrées les distributions du fluide le long des plaques : les zones mouillées accentuées en blanc (ou gris) et les zones sèches en noir.

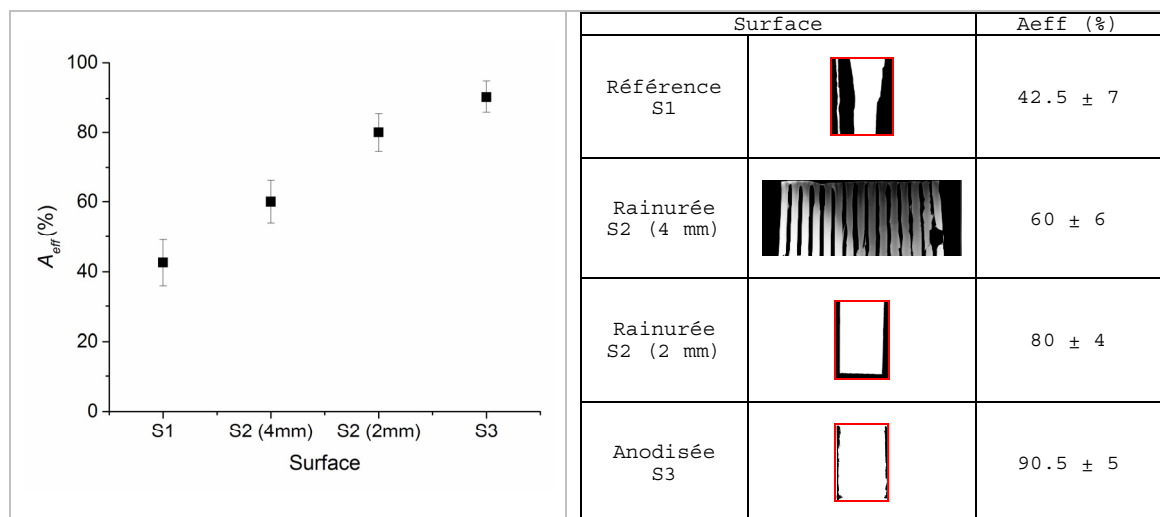
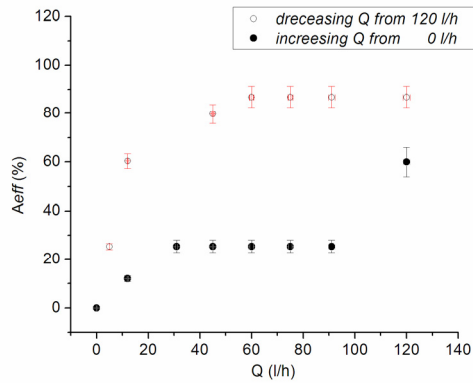


Figure 5.1. Aire effective d'échange pour les plaques de référence (S1- brut), rainurée (S2- rainurée (2 et 4 mm)) et anodisée (S3- anodisée). Débit volumique constante 1 l/min (10 l/min.m) et fraction massique en sel YB0 = 0.5.

Si les surfaces rainurées permettent de conserver un mouillage des rainures pour des débits très faibles par effet capillaire, il n'en va pas de même en ce qui concerne les surfaces planes. L'étude du mouillage des plaques a été réalisée à débit croissant et décroissant sur les plaques brutes et anodisées afin d'étudier l'effet d'hystérésis sur le mouillage.

À faible nombre de Reynolds (bas débit), en présence de surfaces brutes (S1), le fluide forme très rapidement un rivulet unique au comportement instable. L'aire effective d'échange augmente ensuite avec l'accroissement du débit. Le mouillage de la surface lisse S1 a été étudié à pression atmosphérique pour différents débits d'eau à température ambiante. Des zones non mouillées subsistent à des débits très élevés (60 l/min, (600 l/min.m)) Lorsque l'on réduit le débit, l'aire effective d'échange diminue. L'effet d'hystérésis est observable mais peu marqué. Il est possible d'augmenter l'aire effective de mouillage sur la surface en contraignant le fluide à suivre une ligne au moyen d'un épaulement millimétrique ou de la mise en place d'un milieu poreux en bordure de plaque (fil de laine). Il sera alors possible d'obtenir une distribution quasiment uniforme du liquide sur la totalité de la plaque pour un débit de 2,5 l/mn (25 l/min.m). La surface d'échange gardera un mouillage élevé (80%) jusqu'à des débits proches de 0,66 l/min (6,6 l/min.m), Figure 5.2.



Surface S1	Q (l/h)	Aeff (%)
	• 15	• 60 ± 5
	15 - 45	• 80 ±
	45 - 120	> 86

Figure 5.2. Aire effective d'échange en fonction du débit volumique pour l'échangeur brut en présence d'une alimentation en eau (P = 1 Bar, T = 25°C, $\mu = 1.002e^{-3} Pa s$).

Le banc d'étude de l'absorption ne permet pas d'obtenir des débits de solution supérieurs à $Q_{MAX} = 1$ l/min. Ainsi il n'est pas possible d'obtenir une aire effective de mouillage supérieure à $A_{eff_{MAX}} = 25 \pm 2\%$ en présence de surfaces brutes.

Les surfaces micro-structurées en inox 316L permettent d'atteindre des taux de mouillage plus élevés. Le mouillage complet de la surface d'échange nécessite des débits voisins de 1 l/min (10 l/min.m). Le banc d'étude de l'absorption permet d'atteindre une surface effective de mouillage de 85 % pour un débit de 0,7 l/min (7 l/min.m). A_{eff} reste quasiment inchangée si l'on diminue le débit jusqu'à des valeurs de 0,2 l/min (2 l/min.m), limite de débit inférieur du banc.

Les surfaces en inox 304L sont moins propices au traitement de surface électrochimique utilisé. Le taux de mouillage maximal atteint 75 % pour un débit de 1 l/min (10 l/min.m), et diminue linéairement jusqu'à atteindre 50 % lorsque ce dernier est voisin de 0,2 l/min (2 l/min.m).

Le coefficient de transfert de masse moyen sera calculé à l'aide de ce débit linéique basé sur la largeur moyenne du film. Les densités de flux absorbés seront également exprimées par unité de surface mouillée à savoir

$$\dot{m}_{abs} = \frac{\dot{M}_{abs}}{A_{eff}} \tag{eq. 5.2}$$

5.3. Validation du dispositif expérimental et premier campagne d'essais

L'absorption en présence de films ruisselants sur des plaques planes verticales a été évaluée en fonction de différents paramètres : La géométrie de l'absorbeur qui affecte les écoulements et l'aire effective d'échange, le potentiel initial d'absorption.

5.3.1. Plaques planes adiabatiques

L'ensemble des essais a été fait à une pression de vapeur voisine de 10 ± 1 mbar correspondant à une température d'eau de 7°C au niveau de l'évaporateur.

a. Influence de la fraction massique en entrée

La Figure 5.3 montre l'évolution du débit massique absorbé \dot{M}_{abs} en fonction de la fraction massique en entrée pour un débit volumique $\dot{Q} = 1\text{ l/min}$ et une température en entrée $T_{IN} = 15^\circ\text{C}$. Les résultats sont exprimés en fonction de la fraction massique de sel en entrée Y_{B0} (Figure 5.3a) ou de la pression motrice en entrée (Figure 5.3b). Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats du modèle. Les conditions expérimentales ont été pour cela imposées au modèle, prenant ainsi en considération les fluctuations des paramètres tels que le débit, la pression ou la température d'entrée du film.

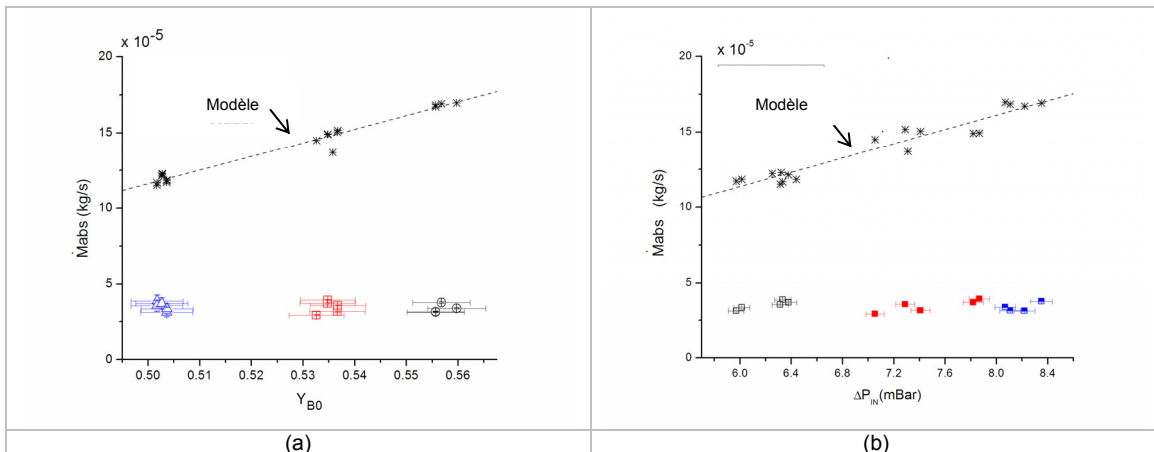


Figure 5.3. Evolution du débit massique absorbée (a) en fonction de la fraction massique à l'entrée et (b) du Potentiel d'absorption.

Les débits massiques absorbés mesurés expérimentalement sont peu sensibles à l'augmentation de la fraction massique et donc de la force motrice en entrée, ce qui va à l'encontre d'une évolution normale. La présence d'incondensable pourrait expliquer cette évolution.

Le modèle théorique prédit des débits massiques absorbés entre 3 et 4 fois supérieures à ceux obtenus expérimentalement, et variant linéairement avec la force motrice en entrée.

Le coefficient d'échange expérimental apparaît légèrement décroissant. Il passe de $5,8 \cdot 10^{-5} \text{ kg s}^{-1}\text{m}^{-1}\text{mbar}^{-1}$ à $4,1 \cdot 10^{-5} \text{ kg s}^{-1}\text{m}^{-1}\text{mbar}^{-1}$ lorsque la pression motrice passe de 6 à 8,4 mbar (Figure 5.4). Le coefficient d'échange prédit par le modèle, voisin de $20 \cdot 10^{-6} \text{ kg s}^{-1}\text{m}^{-1}\text{mbar}^{-1}$, augmente légèrement avec la pression motrice en entrée en présence de la plaque adiabatique.

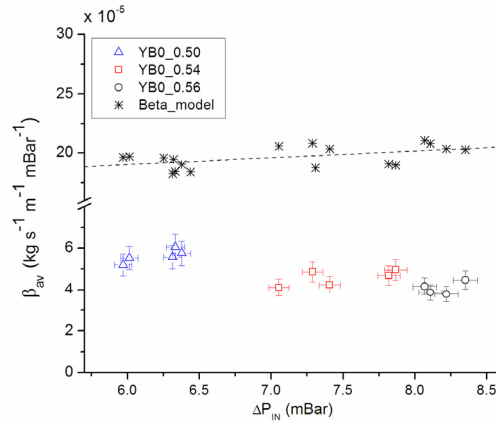


Figure 5.4. Evolution du coefficient de transfert de masse moyen en fonction de la pression motrice en entrée.

b. Absorption en présence des incondensables

En s'accumulant à l'interface, les incondensables réduisent la pression partielle de la vapeur saturante et limitent le phénomène d'absorption. La pression partielle de vapeur à l'interface a été estimée à l'aide du modèle en déterminant les conditions qu'il faudrait avoir pour obtenir un débit massique absorbé équivalent entre le modèle et l'expérience. La Figure 5.5 montre l'impact de la pression de vapeur saturante sur le débit massique absorbé prédit par le modèle.

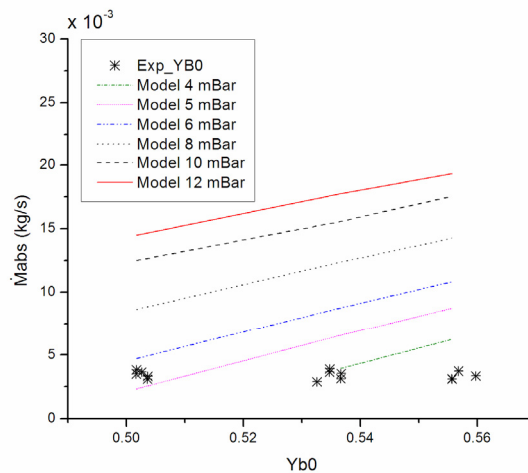


Figure 5.5. Impact de la pression de vapeur saturante sur le débit absorbé prédit par le modèle.

Il faudrait avoir une pression de vapeur saturante comprise entre 5,5 mbar et 3 mbar pour obtenir des débits massiques absorbés équivalents à l'expérience pour des fractions massiques en entrée comprises entre 0.5 et 0.56. La fraction molaire de gaz incondensable au niveau de l'interface a été estimée à l'aide de la loi des gaz parfaits en considérant un petit volume de gaz à l'interface du film :

$$\frac{P_{vap}}{P_{inc}} = \frac{n_{vap}}{n_{inc}} \tag{eq. 5.3}$$

Soit

$$\frac{n_{inc}}{n_{vap} + n_{inc}} = \frac{P - P_{vap}}{P} \quad \text{éq. 5.4}$$

L'estimation de la fraction molaire en gaz incondensable à l'interface varie de 45 % à 70 % lorsque la fraction massique de sel en entrée passe de 50 et 56%. Cette tendance est cohérente dans la mesure où une augmentation de la force motrice se traduit par une augmentation du débit massique absorbé, qui n'apparaît pas sur les résultats expérimentaux.

Il est connu que la présence des incondensables affecte l'absorption (Brauner *et al.* 1989; Kim et Infante-Ferreira 2009 a; Kim *et al.* 1996 a; Kim KJ *et al.* 1996 b; Vliet et Cosenza 1997). Vliet a estimé qu'un taux de 0.5 % d'incondensables dans une enceinte peut réduire le coefficient de transfert de 50 %.

Les montages et démontage des dispositifs ont conduit au développement de fuites au niveau des connectiques verres métal. Les fuites présentes dans le système conduisent à une élévation de la pression de 0,2 mbar par heure, soit une augmentation du taux d'incondensable estimé à 1% d'incondensable par heure. Pour limiter au maximum l'impact des incondensables, un tirage au vide est réalisé préalablement avant chaque mesure jusqu'à atteindre les conditions de saturation au niveau du module basse pression, le débit de solution ruisselante étant alors stoppé. Lorsque le débit de solution est rétabli, l'élévation de la température de la solution ruisselante en sortie de l'absorbeur après la purge des incondensables diminue d'environ 60% dans les premiers instants suivant le rétablissement du débit : Elle passe typiquement de 5°C à 2°C en quelques secondes, Figure 5.6. Il n'est malheureusement pas possible de se baser sur les mesures de températures réalisées dans les premiers instants compte tenu des fluctuations importantes des données.

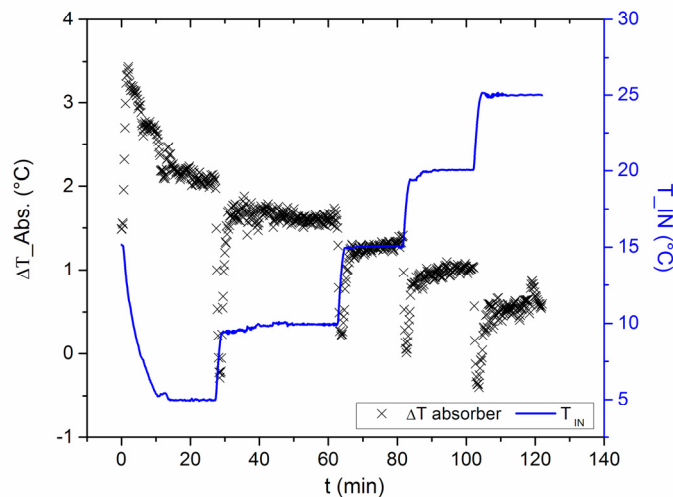


Figure 5.6. Evolution de l'écart de températures entrée – sortie absorbeur dans le temps.

La présence d'incondensables a également pu être mise en évidence à l'aide de mesures par thermographie infrarouge comme le montre la Figure 5.7.

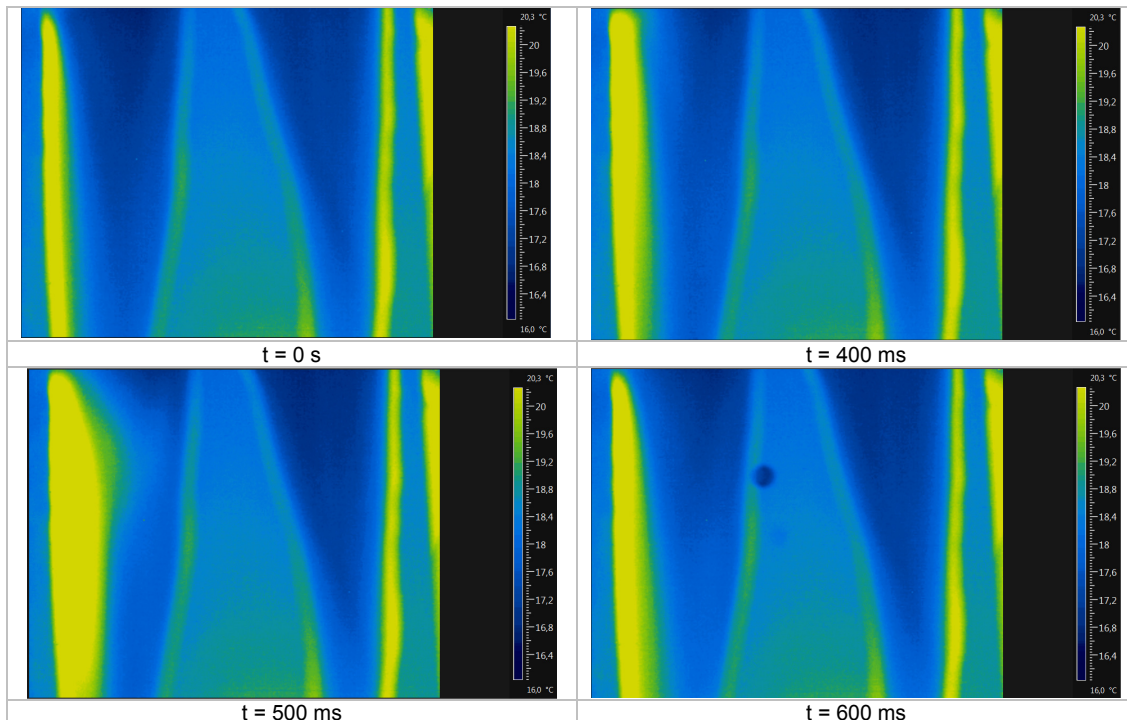


Figure 5.7. Distribution des températures sur l'échangeur au cours d'un essai adiabatique avec présence de bouffées de vapeur.

La visualisation montre la distribution des températures à l'interface d'un film de liquide caractérisé par une zone asséchée en son centre. La température de la paroi n'est pas à prendre en considération compte tenu de la différence d'émissivité entre la paroi inox et le film liquide. La température du film apparaît maximale sur ses bords où le fluide s'écoule lentement. Le fluide y est donc plus saturé en eau qu'ailleurs.

A l'instant $t=0$, une bulle se forme au niveau de l'évaporateur. Cette bulle de vapeur conduit à une légère augmentation de la pression et un flux de vapeur en direction de l'absorbeur. Le flux de vapeur arrive par la gauche en direction du film ruisselant et déplace les incondensables présents sur cette partie. On voit alors clairement apparaître sur les images une augmentation temporaire de la température dans cette zone. Les incondensables reprennent leur place sur le film après que la bouffée de vapeur soit passée et la température du film diminue à nouveau.

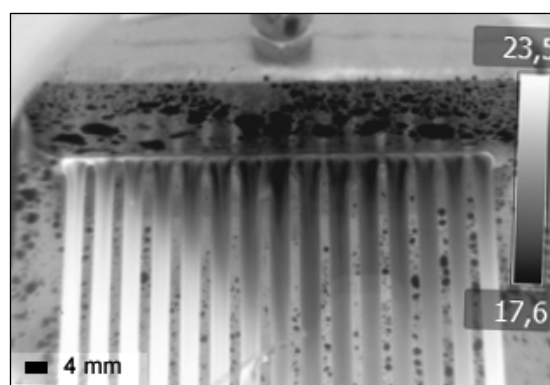


Figure 5.8. Essai adiabatique (Débit 1l/min, $T_0 = 15^\circ\text{C}$) sur un échangeur rainuré (ER = 4mm). La zone à gauche, proche de l'évaporateur présente des températures plus élevées en comparaison des températures centrales.

Les gaz incondensables se concentrent préférentiellement dans les zones où l'absorption est la plus forte, à savoir les parties centrales des films (Figure 5.8). L'épaisseur du film, la vitesse du fluide et la présence d'incondensables conduisent à une température plus faible de l'interface à ces endroits.

La présence d'incondensables ne permet malheureusement pas de déterminer les conditions de saturation en entrée à l'aide des mesures par caméra infra-rouge comme il était prévu initialement. La pression de vapeur à l'interface n'étant pas connue, la mesure de température à l'interface ne permet pas d'avoir accès à la concentration en sel à l'interface via les conditions de saturations.

c. Influence de la température initiale du film

La force motrice d'absorption a été modifiée en faisant varier la température de la solution en entrée. La Figure 5.9 montre l'influence de la température initiale du film sur la masse absorbée. Les résultats sont exprimés en fonction de la température initiale du film T_0 (Figure 5.9a) ou de la pression motrice en entrée (Figure 5.9b).

La modification de la température en entrée permet de jouer sur une gamme beaucoup plus importante de pression motrice d'absorption que la fraction massique en entrée. Aussi l'effet devient plus visible en jouant sur ce paramètre. Le débit massique absorbé diminue avec l'augmentation de la température initiale du film. Ceci est conforme aux attentes, car elle se traduit par une diminution de la force motrice d'absorption.

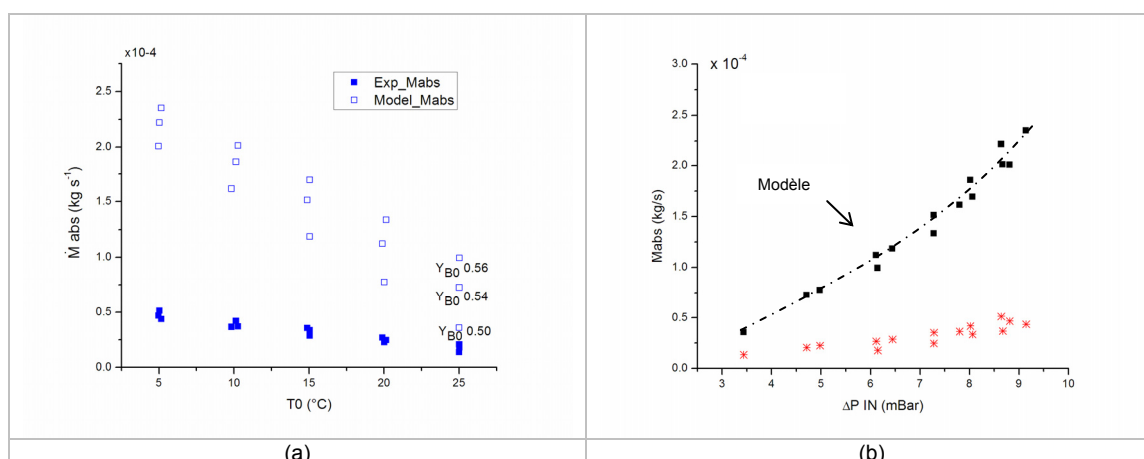


Figure 5.9. Evolution du débit massique de vapeur absorbée en fonction de la température initiale du film (a) en fonction de la température à l'entrée ; (b) en fonction du potentiel d'absorption.

Comme il a été observé précédemment, le modèle surestime d'autant plus les transferts de masse que la force motrice en entrée est élevée. Ceci est concordant avec le fait qu'il y ait des incondensables dans le dispositif expérimental : plus la force motrice et le débit de vapeur absorbé sont forts, plus les incondensables se trouvent plaqués contre l'interface, et plus ils génèrent une résistance au transfert.

L'évolution des coefficients de transfert moyen en fonction de la pression motrice en entrée est montrée sur la Figure 5.10

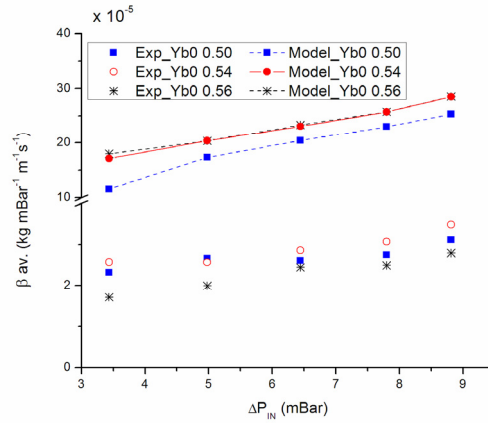


Figure 5.10. Evolution du coefficient de transfert de masse moyen en fonction du potentiel d'absorption pour la plaque anodisée.

L'augmentation du coefficient d'échange avec la pression motrice en entrée prédite par le modèle est observée également expérimentalement.

Le modèle montre un écart sur le coefficient de transferts de masse moyen à $Y_0 = 50\%$ par rapport aux deux autres concentrations (54 et 56%). Cet effet est imputable au débit imposé en entrée, légèrement différents dans les 3 expériences (comme il a été dit précédemment, il a été choisi de comparer les résultats expérimentaux avec les résultats de la modélisation en imposant comme condition aux limites du modèle les conditions mesurées expérimentalement).

d. Influence du débit de solution

Le débit de solution est un paramètre clefs des absorbeurs. L'augmentation du débit permet de renouveler plus rapidement la solution mise en contact avec la vapeur, et favorise donc l'absorption en présence d'une plaque adiabatique. Cet effet apparaît clairement sur les résultats donnés par le modèle comme le montre la Figure 5.11. Cet effet apparaît également sur les résultats expérimentaux mais de manière beaucoup moins prononcée. Il en va de même en ce qui concerne l'effet de la concentration.

Comme dans le cas de l'impact de la force motrice sur l'absorption, le modèle surestime d'autant plus le débit absorbé que celui-ci est grand (effet plus important des incondensables). Le rapport entre le débit prédit par le modèle et le débit expérimental varie d'un facteur de 3 à 4 lorsque le débit de solution varie de 0,45 et 1 l/min pour une fraction massique de 50 %. Cet écart s'accroît lorsque la fraction massique initiale de la solution augmente.

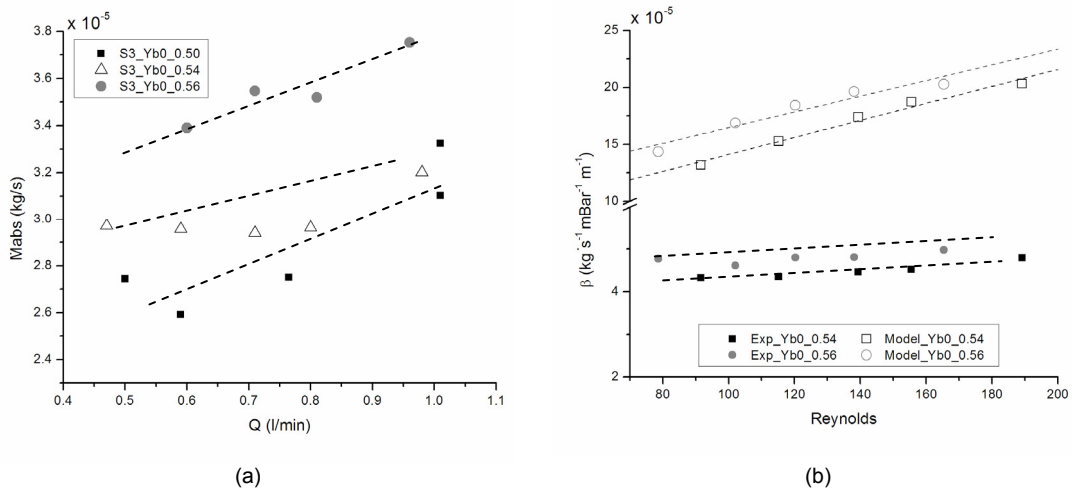


Figure 5.11. Evolution du débit massique de vapeur absorbé en fonction du débit volumique de solution pour la plaque anodisée a) Débit massique absorbé en fonction du débit massique de solution b) Coefficient d'échange en fonction du Reynolds.

e. Influence de la mouillabilité

La mouillabilité des parois est connue pour jouer un rôle important quant aux transferts par absorption en influant la surface effective d'échange. L'effet de la mouillabilité des surfaces a été étudiée en comparant les transferts obtenus en présence d'une plaque en acier inox brut (plaque faiblement mouillante) et d'une plaque micro-structurée (mouillabilité élevée) en présence d'une paroi adiabatique (Figure 5.12). Les résultats sont présentés à l'aide du débit massique absorbé et du coefficient de transfert de masse moyen absorbé. Pour rappel, la surface microstructurée est recouverte à 85% par le film, alors que la surface brute n'est recouverte qu'à 25% par le film.

Contre toute attente, le débit absorbé est plus élevé en présence de la plaque brute qui présente une surface d'échange au niveau du film plus faible. Si l'on exprime les résultats sous la forme d'un débit massique effectif, les résultats sont encore plus flagrants (Figure 5.13).

Cette évolution semble trouver son origine dans la dégradation de l'étanchéité du dispositif expérimental suite à la première campagne d'essai réalisée en présence de la plaque brute. Des essais doivent être réalisés de nouveau pour confirmer cette hypothèse.

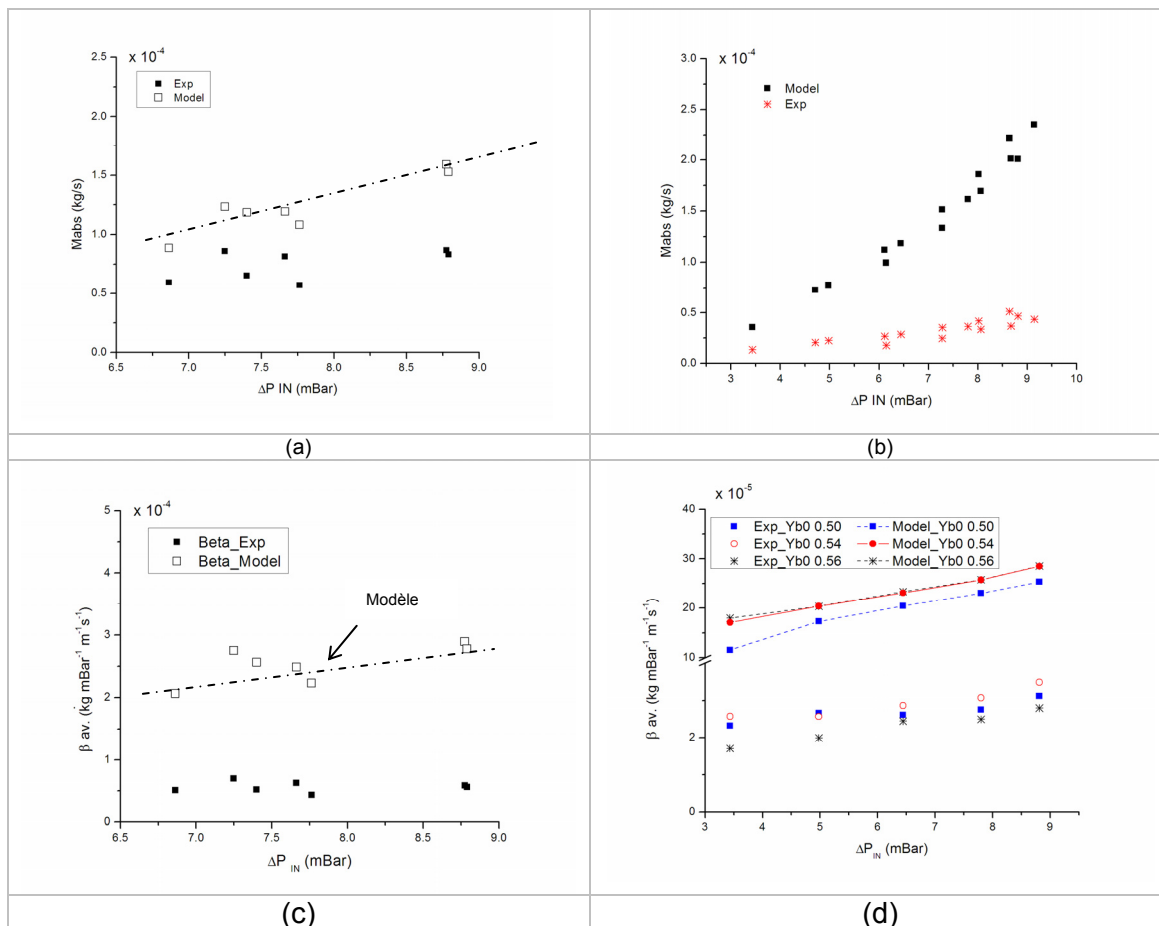


Figure 5.12. Impact de la mouillabilité sur l'absorption (a) et (c) : plaque plane à faible mouillabilité (S 1) ; (b) et (d) : plaque à forte mouillabilité (S3).

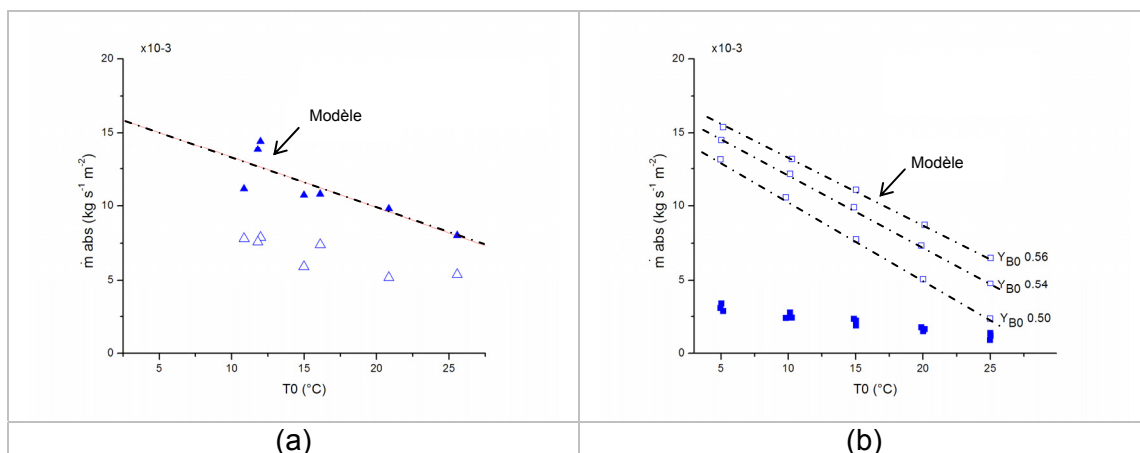


Figure 5.13. Impact de la mouillabilité des plaques sur le débit spécifique absorbé (a) plaque à faible mouillabilité ; (b) plaque à forte mouillabilité

L'impact de la mouillabilité des plaques a été étudié en présence de taux d'incondensables comparables sur la plaque micro-structurée à très forte mouillabilité S3 ($A_{eff}=85\%$) et de l'échangeur micro-structurée à forte mouillabilité E1 ($A_{eff}=60\%$). Les résultats sont présentés sur la Figure 5.14. Les résultats sont conformes aux attentes, à savoir une réduction du débit de vapeur absorbé avec la réduction de la surface d'échange et la pression motrice d'absorption.

Pour la surface lisse E1, la dispersion des données expérimentales montre une diminution du débit absorbé à 1 l/min de solution, les fortes fluctuations de l'aire mouillée en présence d'une surface non traitée expliquent la dispersion. Pour les surfaces et fractions massiques analysées, une tendance exponentielle croissante représente les évolutions des débits massiques absorbés en fonction du débit de solution.

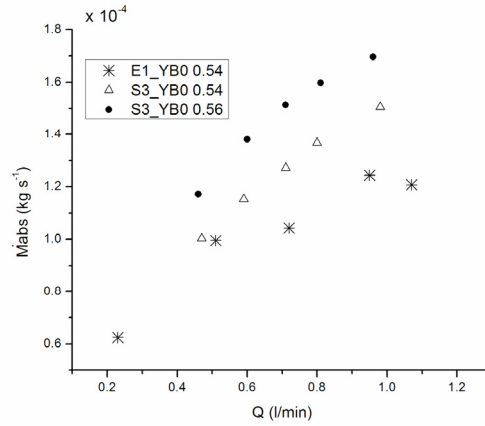


Figure 5.14. Impact de la mouillabilité des plaques sur le débit absorbé en fonction du débit de solution.

5.3.2. Plaques rainurées

Le rainurage des plaques présente une alternative intéressante aux structurations des surfaces pour maintenir le film liquide sur la surface d'échange à bas débits. La surface d'échange est plus faible que celle que l'on aurait en présence d'une paroi plane parfaitement mouillée compte tenu de la place occupée par les parois latérales des rainures, mais cet effet est compensé par la robustesse de la distribution du film dans les rainures à bas débit. Par ailleurs, La perte de surface induite par la présence des parois latérales peut être partiellement compensée par la courbure du ménisque. Un certain effet d'ailette peut également avoir lieu au niveau parois latérales, favorisant les transferts de chaleur. A l'inverse, la présence des rainures contraint l'écoulement et empêche le développement des ondes de surfaces favorables aux transferts de masse et de chaleur.

Nous allons étudier dans cette partie les transferts en présence de plaques rainurées. Nous étudierons l'impact de la pression motrice d'absorption en entrée ainsi que le débit de solution.

a. Influence de la pression motrice en entrée

La Figure 5.15 montre l'évolution du débit massique absorbé et du coefficient de transfert β_{av} en fonction de la fraction massique de sel dans la solution en entrée pour la plaque rainurée (S2).

Deux essais ont été réalisés, l'un pour une concentration en sel de 54 %, l'autre pour une concentration de 56 %. Comme dans le cas de la plaque plane, la masse absorbée augmente avec la pression motrice d'absorption. Les écarts entre le modèle et l'expérience sont du même ordre que précédemment.

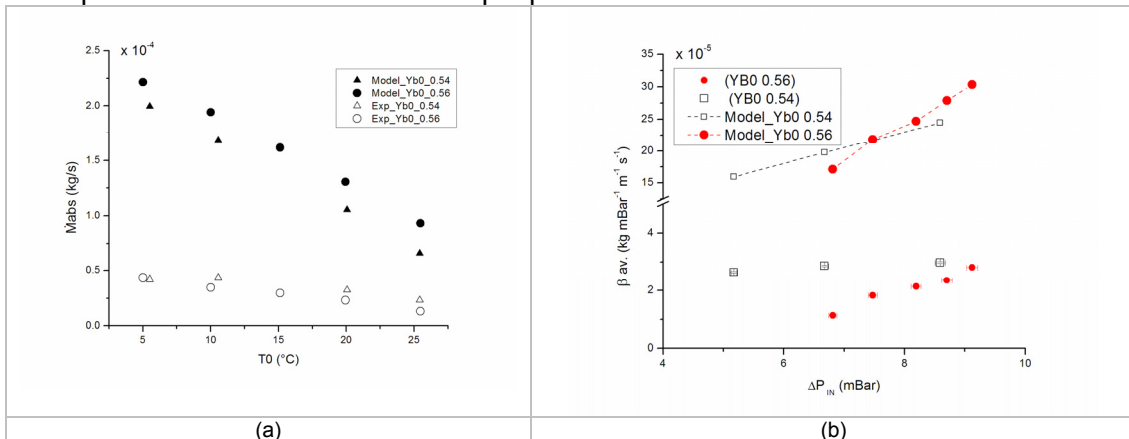


Figure 5.15. Influence de la pression motrice en entrée pour la plaque rainurée ;
 (a) Evolution du débit massique absorbé en fonction de la température à l'entrée;
 (b) Evolution du coefficient de transfert de masse moyen en fonction du potentiel d'absorption.

b. Influence du débit de solution

Comme dans le cas des plaques planes, l'augmentation du débit se traduit par une augmentation de la vapeur absorbé (Figure 5.16). Le modèle surestime la masse absorbée, d'un facteur 2 à bas débit (0,15 l/min) et d'un facteur 4 à 1 l/min pour une fraction massique de 0,55. Ce facteur augmente avec la concentration comme il avait été observé dans le cas de la plaque plane.

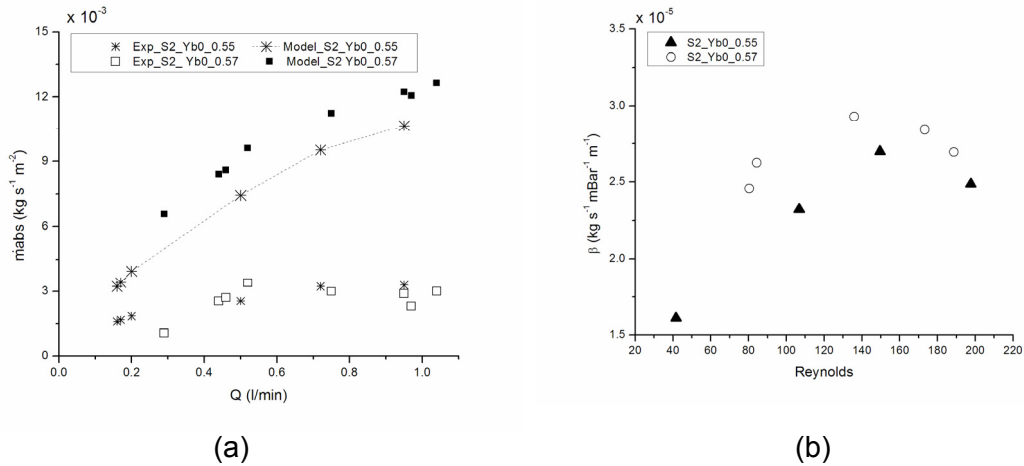


Figure 5.16. Evolution du débit massique de vapeur absorbé en fonction du débit volumique de solution pour la plaque rainurée a) Débit massique absorbé en fonction du débit massique de solution b) Coefficient d'échange en fonction du Reynolds.

c. Comparaison avec les plaques planes

Les débits de vapeur absorbés en présence de plaques rainurées ont été comparés aux débits absorbés en présence de plaques planes pour des concentrations analogues et sur une même plage de débit de solution (Figure 5.17).

La plaque plane mouillante (S3) apparaît plus performante que la plaque rainurée (S2). La limitation du développement des instabilités de surfaces en présence des plaques rainurées apparaît en être la cause. Il est alors possible de déterminer un facteur d'intensification des transferts par les ondes solitaires qui se développent le long des surfaces. Ce facteur serait voisin de 2 pour la gamme de débit étudié. Ce facteur est cohérent par rapport aux études disponibles dans la littérature. Ce résultat est toutefois à prendre avec précaution compte tenu de la présence importante d'incondensables dans le dispositif.

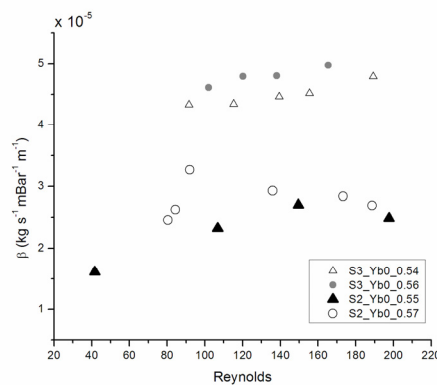


Figure 5.17. Comparaison du coefficient de transfert de masse en fonction du Reynolds en présence de plaques planes mouillantes (S3) et de plaques rainurées (S2).

5.4. Résultats de la deuxième campagne d'essais

Les modifications réalisées sur le banc d'essais à l'issue de la première campagne d'essais ont permis de réduire de manière sensible le taux de fuite à 0,02 mbar/h, ce qui correspond à une augmentation du taux des incondensables voisin de 0.1%/h. Les campagnes de mesures sont précédées d'une évacuation des incondensables via un condenseur implanté au niveau de l'évaporateur. Le taux d'incondensable présent au niveau de l'installation est estimé être inférieur à 1% au cours des essais.

Pour le cas de la paroi adiabatique les mesures du débit absorbé mettant en œuvre le bilan d'enthalpie ont été comparées aux mesures de débit massique absorbé mettant en œuvre la densimétrie (Figure 5.18).

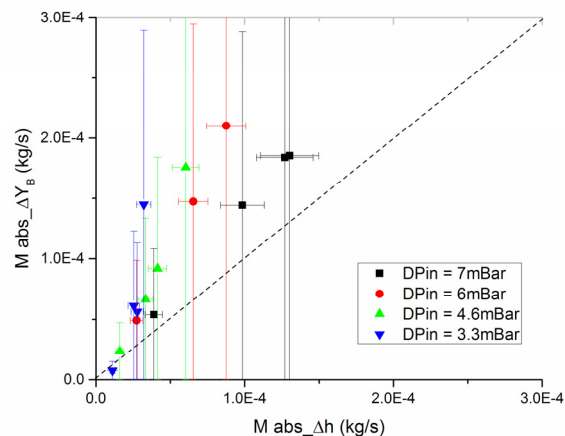


Figure 5.18. Comparaison des débits massiques absorbés déterminés par densimétrie $M_{abs_ΔY_B}$ et par le bilan d'enthalpie $M_{abs_Δh}$.

Le graphe montre clairement qu'en l'absence d'un étalonnage sur site des débitmètres massiques, l'estimation des débits absorbés par densimétrie est peu fiable (les écarts de concentrations entre l'entrée et la sortie étant assez faibles). Par la suite, cette méthode ne sera employée que dans le cas des conditions isothermes pour lesquelles les mesures par bilan d'enthalpie ne sont pas possibles.

La fraction massique de sel en entrée étant assez longue à faire évoluer, il a été décidé de ne jouer que sur la température d'entrée de la solution pour faire varier la pression motrice d'absorption.

5.4.2. Essais adiabatiques

a. Influence de la force motrice en entrée

La Figure 5.19 compare les évolutions de la température de mélange le long du film prédites par le modèle avec les mesures de température le long du film liquide pour différentes températures initiales du film et différents débits.

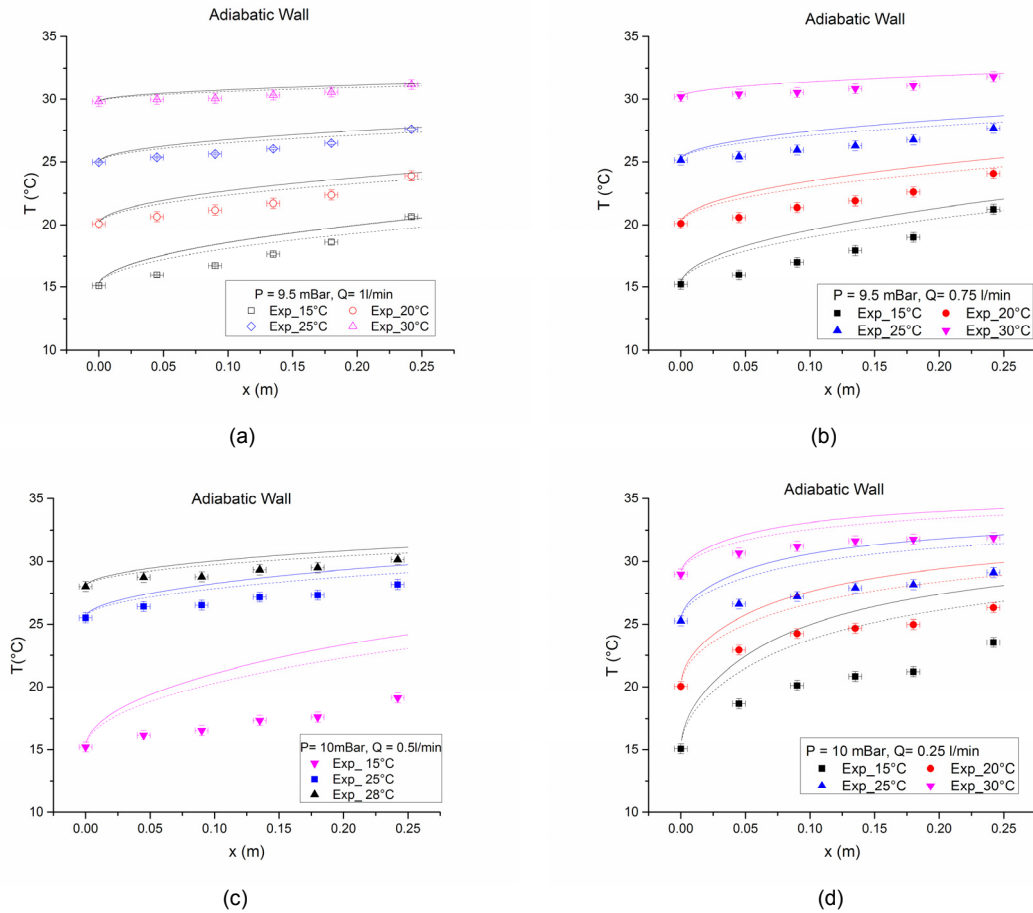


Figure 5.19. Absorption adiabatique sur l'échangeur rainuré avec variation de la température initiale du film à différents débits : (a) 11 l/min, (b) 0.75 l/min, (c) 0.5 l/min et (d) 0.25 l/min. $Y_{Bin} \approx 54\%$ $P_0 \approx 10$ mbar

Le modèle prédit systématiquement des températures de mélanges supérieures aux températures mesurées. L'écart entre les résultats expérimentaux et numériques augmente avec l'échauffement du film, montrant par là même une surestimation des transferts par le modèle.

2 résultats du modèle sont systématiquement tracés sur le graphe. Les courbes en trait plein prennent en compte le débit massique absorbé dans le bilan de masse, alors que les courbes en pointillée le néglige. Les écarts restent assez faibles dans l'ensemble mais augmentent avec le débit absorbé.

L'impact de la température initiale du film et donc de la pression motrice d'absorption sur le débit absorbé est montrée sur la Figure 5.20. Les tendances expérimentales sont en accord avec les prédictions du modèle. Les écarts entre les mesures expérimentales et les résultats du modèle sont sensiblement plus faibles que celles obtenus lors de la première campagne d'essais confirmant les hypothèses quant à la présence d'un taux d'incondensable important lors de la première campagne d'essais. Les écarts restent néanmoins encore importants (proches de 50%).

Les conditions en entrée (T_0 , Y_{Bin}) et aux limites (P_0) imposées au modèle correspondent aux conditions expérimentales, ce qui explique les évolutions de la masse absorbée prédite par le modèle.

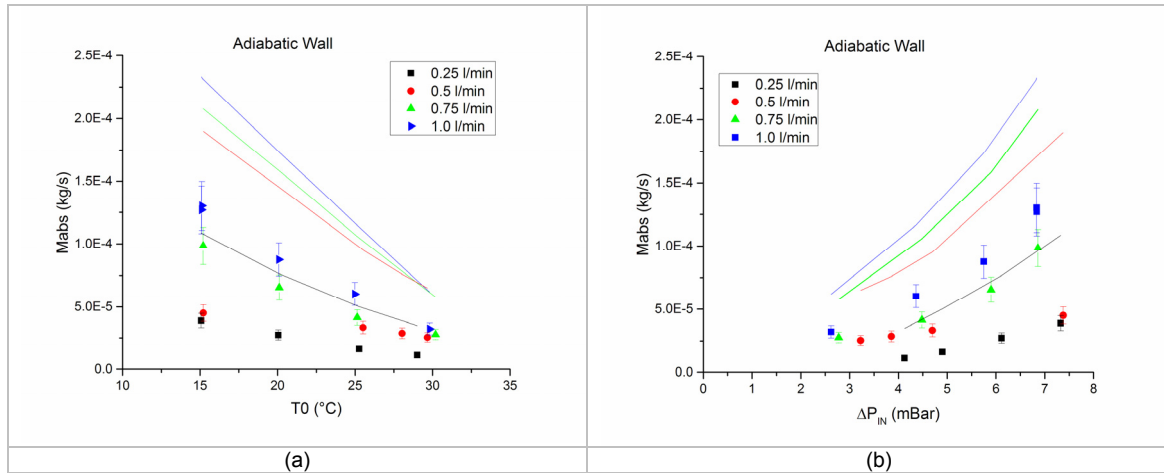


Figure 5.20. Evolution du débit massique de vapeur absorbée en fonction de la température initiale du film pour différents débits, (a) en fonction de la température à l'entrée ; (b) en fonction du potentiel d'absorption.

b. Influence du débit

Le débit de vapeur absorbé augmente avec l'accroissement du débit de solution. L'expérience montre une augmentation quasi-linéaire alors que le modèle prédit une atténuation avec l'augmentation du débit de solution (Figure 5.21). Comme pour l'étude de l'impact de la pression motrice, les écarts entre le modèle et l'expérience sont proches de 50 %.

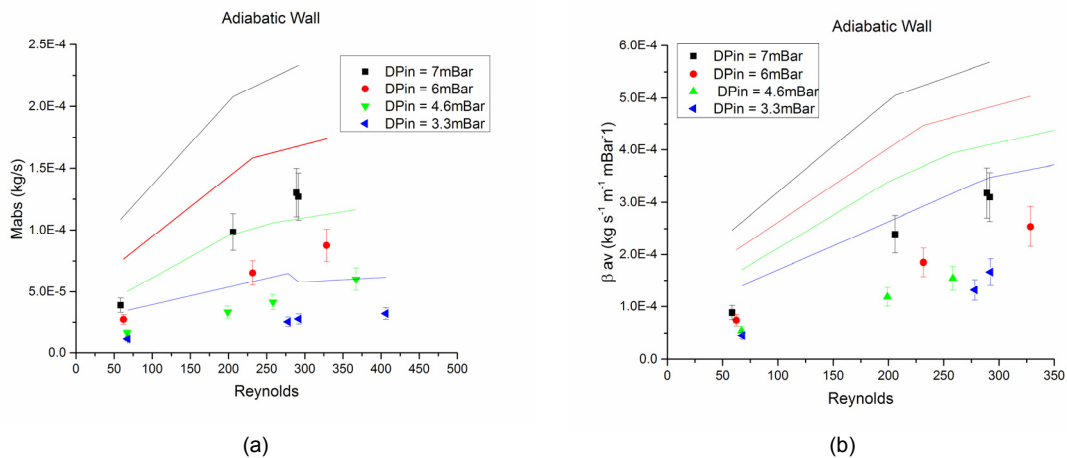


Figure 5.21. Influence du débit : Evolution du débit massique de vapeur (a) et du coefficient d'échange (b) en fonction du Reynolds.

5.4.3. Essais isothermes

L'estimation du débit massique absorbé par densimétrie bien que très imprécise en l'absence d'un étalonnage sur site des débitmètres à effets Coriolis est l'unique façon de procéder en présence d'une paroi isotherme.

a. Influence de la force motrice en entrée

Le refroidissement de la paroi augmente les transferts par absorption en limitant l'élévation de la température du film à l'interface (Figure 5.22) (c). Les résultats obtenus sont à prendre avec précautions compte tenu des incertitudes de mesures importantes. L'accord entre les résultats expérimentaux pour le débit de 1l/min reste à confirmer (Figure 5.22 (a), (b)).

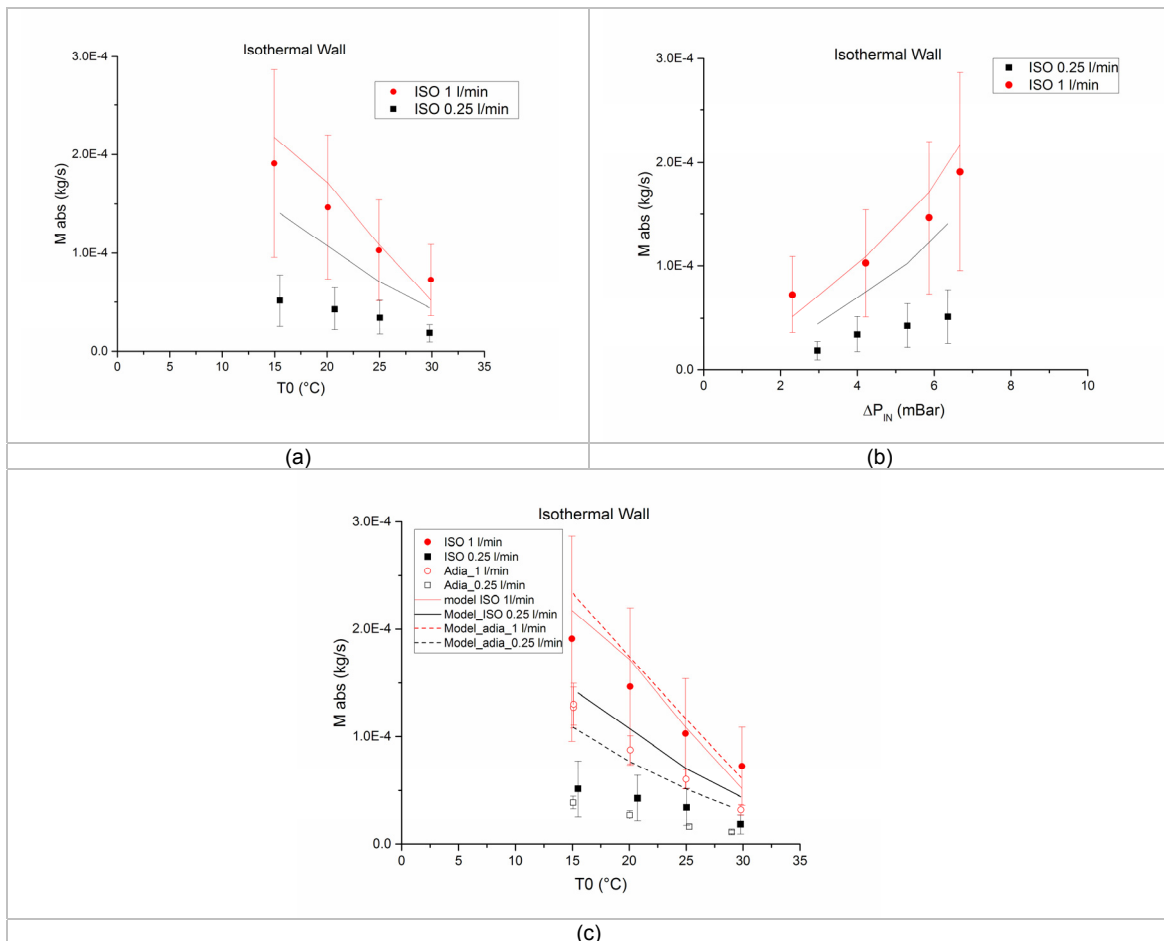


Figure 5.22. Evolution du débit massique de vapeur absorbée (a) en fonction de la température à l'entrée ; (b) en fonction du potentiel d'absorption et (c) comparaison des résultats adiabatiques et isothermes.

La puissance frigorifique engendrée par l'évaporation de l'eau dans les conditions opératoires a été calculée dans la configuration isotherme et adiabatique. Elle est donnée sur la Figure 5.23 pour deux débits différents en fonction de la température d'entrée. La puissance atteint 300 W pour une configuration isotherme (22 °C), une pression de travail de 10 mbar et une solution concentrée à 54 % en bromure de lithium en entrée. Cette puissance chute à 200 W pour une plaque adiabatique.

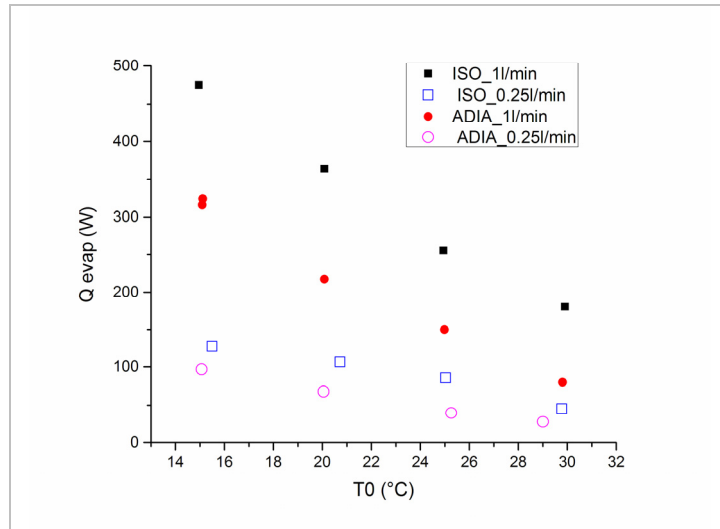


Figure 5.23. Evolution de la puissance frigorifique engendrée par l'évaporation de la vapeur d'eau absorbée en fonction de la température à l'entrée.

b. Influence du débit

Les résultats expérimentaux montrent également une intensification des transferts de masse en présence d'une plaque refroidie par rapport à ceux obtenus en présence d'une plaque isotherme. L'influence du refroidissement de la plaque doit être d'autant plus marquée que le débit est faible compte tenu de la résistance thermique du film. Ces tendances sont retrouvées par le modèle mais pas au niveau des résultats expérimentaux (Figure 5.22 (c) et Figures 5.24).

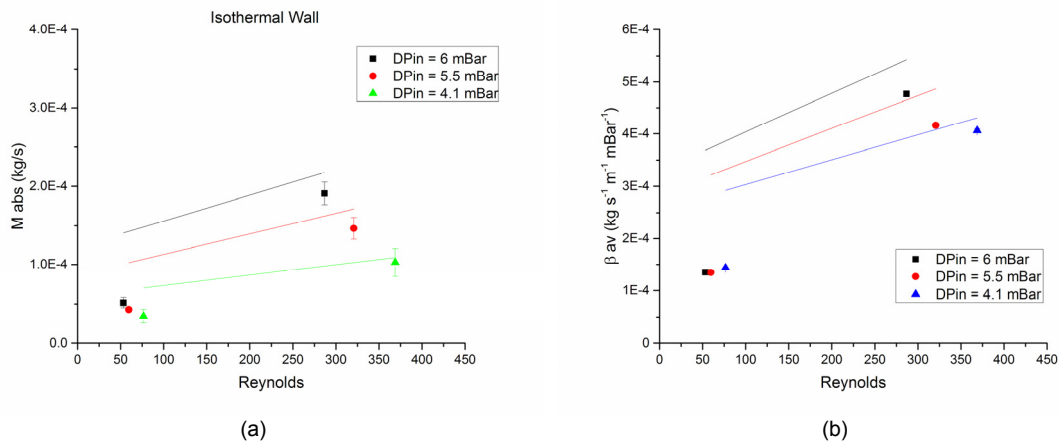


Figure 5.24. Influence du débit ; (a) Evolution du débit massique de vapeur absorbé en fonction du débit volumique de solution pour la plaque anodisée b) Evolution du coefficient d'échange en fonction du Reynolds.

5.5. Conclusions

Le dispositif expérimental développé dans le cadre de cette thèse a permis d'étudier l'absorption de vapeur d'eau par des films ruisselants de bromure de lithium le long de différentes surfaces planes et rainurées. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats du modèle développé pour la présente étude.

La présence d'incondensables a limité fortement les débits d'absorption lors de la première campagne d'essais. La fraction volumique d'incondensable au voisinage de l'interface a été estimée entre 50 et 70 % grâce au modèle. Cette résistance aux transferts explique les écarts importants entre le modèle et l'expérience. Ces écarts sont d'autant plus importants que la force motrice est élevée, induisant une fraction d'incondensable plus importante à l'interface, et par conséquent une résistance aux transferts plus élevée.

Toute chose étant égale par ailleurs, l'influence de différents paramètres a pu être étudiée comme le débit de solution, la force motrice d'absorption ou la géométrie des plaques. La comparaison des débits absorbés en présence de plaques planes mouillée et rainurées adiabatiques montre une détérioration des transferts en présence des plaques rainurées. L'origine en est attribuée à la limitation des instabilités de surfaces en présence de rainures.

Les sources de fuites ont été localisées au niveau des jonctions verre-métal présentes au niveau des couvercles. De nouveaux couvercles métalliques dotés de liaison ISO KF ont été mis en place permettant de réduire le taux de fuites de 2mbar/h (première campagne) à 0.2 mbar/h (deuxième campagne des essais). La réduction du taux de fuites a permis de réaliser une deuxième campagne d'essais. Les résultats expérimentaux obtenus en adiabatique sont en meilleur accord avec les résultats du modèle, bien que ne se recoupant pas encore sur les domaines d'incertitude. Le taux de fuite doit encore être réduit d'un facteur 10 pour disposer de résultats fiables permettant des comparaisons avec le modèle. L'impact de la géométrie des échangeurs pourra alors être de nouveau entreprise, et permettre une estimation des facteurs d'intensification des transferts avec les instabilités de surface.

Des premiers résultats qualitatifs ont également été obtenus en isotherme. L'incertitude de mesures quant à la détermination de la masse absorbée ne permet pas d'analyse détaillée. Un étalonnage des densimètres doit être réalisé in-situ pour permettre des mesures quantitatives sur ce type de configuration.

5.6. Références Chapitre 5

- Brauner, N., Maron, D. et Meyerson, H. (1989). "Coupled heat condensation and mass absorption with comparable concentrations of absorbate and absorbent." International Journal of Heat and Mass Transfer **32**(10): 1897-1906.
- Goulet, R. (2011). Development and analysis of an innovative evaporator/absorber for automotive absorption based air conditioning systems: investigation of the simultaneous heat and mass transfer. L'Institut National des sciences appliquées. Lyon, Université de Lyon. **PhD**: 242.
- Kim, D. et Infante-Ferreira, C. (2009 a). "Analytic modelling of a falling film absorber and experimental determination of transfer coefficients." International Journal of Heat and Mass Transfer **52**: 4757-4765.
- Kim, J. K., Berman, N. S. et Wood, B. D. (1996 a). "The interfacial turbulence in falling film absorption: effects of additives." International Journal of Refrigeration **19**(5): 322-330.
- Kim KJ, Berman NS et BD, W. (1996 b). "Absorption of water vapor into LiBr solutions with 2-ethyl-1-hexanol." AIChE Journal. **42**(3): 884-8.
- Vliet, G. et Cosenza, F. (1997). "Effect of an Inert Gas on Heat and Mass Transfer in a Vertical Channel with Falling Films." Journal of Solar Energy Engineering **119**(1): 24.

Chapitre 6. *Conclusion générale et perspectives*

Les travaux présentés dans cette thèse ont portés sur l'étude de l'absorption de vapeur d'eau par une solution ruisselante de bromure de lithium mettant en œuvre des transferts couplés de masse et de chaleur. Deux objectifs principaux étaient visés :

- Le développement d'un modèle analytique simple décrivant les transferts couplés en régime laminaire, prenant en compte les variations locales de température et de concentration à l'interface.
- La conception et la réalisation d'un banc d'essai permettant d'étudier l'absorption de vapeur par une solution aqueuse de bromure de lithium ruisselant sur des surfaces verticales.

Une étude bibliographique a été réalisée pour identifier les différents modèles présents dans la littérature et en faire l'analyse critique. Cette analyse a permis d'identifier les méthodes intégrales comme adaptée à la résolution du problème, et permettre d'apporter un regard complémentaire par rapport aux modèles existants. L'étude bibliographique a permis également de montrer un manque de mesure expérimentales de références sur les transferts couplés de masse et de chaleur en présence de films ruisselants. Ceci vient en parti du fait de la difficulté à réaliser des mesures précise de débit de masse absorbé dans ce type de configuration.

Un modèle analytique simple original mettant en œuvre les méthodes intégrales couplées à une de prise en compte des perturbations à l'interface a été développé. Il prend en compte l'impact de la concentration sur le transfert de masse à l'interface (dilution non infinie) ainsi l'effet de l'épaississement du film sur la fraction massique de mélange. Le modèle permet de décrire l'augmentation du débit massique de vapeur absorbé avec l'augmentation de la pression motrice d'absorption en entrée (induite par le sous-refroidissement de la solution ou l'augmentation de la concentration en entrée) dans deux configurations distinctes aux limites, celle de la plaque adiabatique et celle de la plaque à température imposée. Le modèle décrit également l'impact de l'augmentation du débit sur l'absorption. Il complète les modèles analytiques existants dont ceux de Grossman qui ne tient pas compte de la concentration finie à l'interface et celui de Brauner qui ne décrit pas correctement l'impact des variations de température et de concentration à l'interface.

Un banc d'essais expérimental a été construit pour étudier l'absorption de vapeur au sein des films ruisselants. Les conditions d'essais requièrent de travailler sous vide dans l'enceinte avec un taux d'incondensable la plus faible possible. Comme il est mentionné dans la littérature et constaté dans l'étude expérimentale, la présence des incondensables réduit fortement les transferts à l'interface du film en développant une résistance aux transferts de masse. Des modifications ont été apportées au banc d'essais pour réduire le taux de fuite de 0.2 à 0.02 mbar/h, et permettre des mesures dans des conditions expérimentales acceptables. Différentes mesures du débit de vapeur absorbé par le film ont été développées et comparées entre elles. Les mesures de débit massique absorbé en condition isothermes restent délicates. Elle nécessite un étalonnage des débitmètres massiques sur site pour donner des résultats avec une incertitude raisonnable, ce qui n'a malheureusement pas pu être réalisé dans le cadre de ce travail.

Deux campagnes d'essais ont été réalisées, la première avec le dispositif expérimental original, la deuxième avec le dispositif expérimental modifié. La comparaison des résultats expérimentaux au modèle lors de la première campagne d'essais montre des débits de vapeur absorbée très faibles causées pour la forte résistance aux transferts à l'interface du film. Les taux d'absorption mesurés sont alors 4 à 5 fois inférieurs à ceux prédits par le modèle.

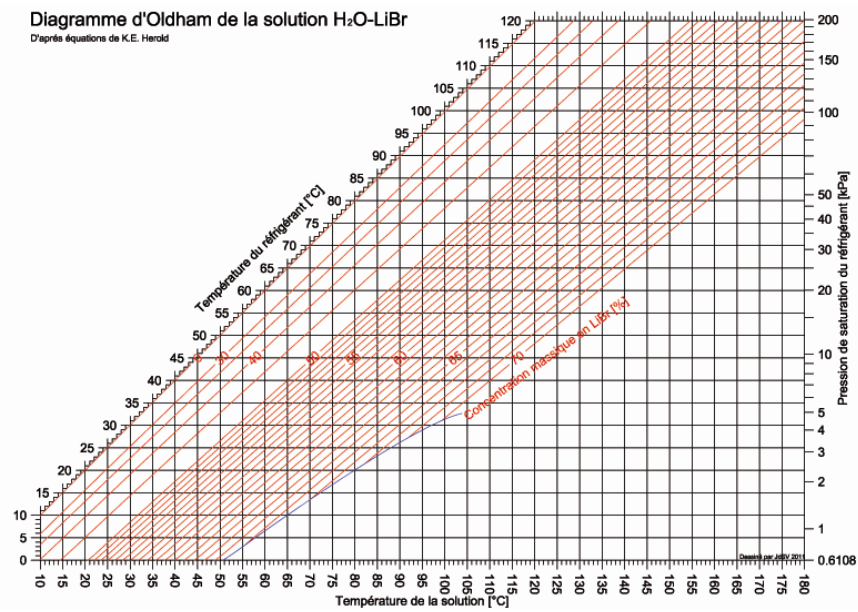
Les résultats expérimentaux obtenus lors de la seconde campagne d'essais sur un échangeur rainuré en condition isotherme et adiabatique montrent une meilleure concordance avec les résultats du modèle. Des écarts importants subsistent néanmoins pouvant être dus à l'impact d'incondensables résiduels, ou à l'impact de la géométrie des échangeurs testés (échangeur rainuré) différente de celle du modèle (échangeur à plaque plane). La puissance frigorifique induite par l'absorption de la vapeur d'eau à l'interface des échangeurs rainurés testés ($L = 100 \text{ mm}$, $H = 350 \text{ mm}$) est de 200 W par face pour une configuration adiabatique et de 300 W par face pour une condition isotherme pour un débit volumique de $\dot{V}_F = 1000 \text{ l/min}$, une concentration en entrée de 54% , et une température en entrée de 22°C . La réalisation d'une machine à absorption de 10 kW nécessiterait de mettre en place 6 absorbeurs à plaque rainurée de 20 cm de large, 350 mm d'hauteur et refroidis à 22°C .

Ce travail constitue une étape préliminaire à l'obtention de résultats de référence sur l'absorption de vapeur d'eau pas des films ruisselants de bromure de lithium sur des plaques planes verticales. Une troisième, campagne d'essais est prévue afin d'étudier l'influence du mouillage sur les transferts adiabatiques et isothermes en conditions mieux maîtrisés. Les perspectives du travail sont nombreuses. Outre l'amélioration des conditions de travail, il serait intéressant en particulier de pouvoir mesurer les épaisseurs du film afin de pouvoir mieux valider le modèle.

ANNEXES

ANNEXE A Diagrammes thermodynamiques

A.1. Le diagramme d'Oldham ⁱ



ⁱ Diagramme construit à partir des équations d'Herold, K., R. R. et S., K. (1996). Absorption chillers and heat pumps. Florida, CRC Press, Inc.

ANNEXE B Coefficients des corrélations

B.1. L'énergie libre de Gibbs.

Coeff.	indice				
	0	1	2	3	4
Aj	5.5062199790E+03	5.2132289370E+02	7.7749303560E+00	-4.5752333820E-02	-5.7929357260E+02
Bj	1.4527496740E+02	-4.9848407710E-01	8.8369191800E-02	-4.8709957810E-04	-2.9051612050E+00
Cj	2.6483644730E-02	-2.3110410910E-03	7.5597366200E-06	-3.7639341930E-08	1.1762406490E-03
Dj	-8.5265169500E-06	1.3201547940E-06	2.7919954380E-11	-8.5115149310E-07	N/A
Ej	-3.8404471740E-11	2.6254693387E-11	N/A ⁱⁱ	N/A	N/A
Fj	-5.1599062760E+01	1.1145733980E+00	N/A	N/A	N/A
Lj	-2.1834294820E+03	-1.2669850940E+02	-2.3645513720E+00	1.3894148580E-02	1.5834054260E+02
Mj	-2.2670958470E+01	2.9837644940E-01	-1.2593932340E-02	6.8496320680E-05	2.7679868530E-01
Vj	1.1767416110E-03	-1.0025116610E-05	-1.6957358750E-08	-1.4971869050E-06	2.5381763450E-08
V5	5.8158115910E-11	V6	3.0579978460E-09	V7	-5.1295890070E-11
T _{ref} (K)	220				

Tableau 6.1. Coefficients pour la corrélation de la fonction de l'énergie libre de Gibbs.

B.2. Températures sur le diagramme de Dühring.

Coeff.	indice			
	0	1	2	3
Aj	-2.00755	1.6976E-1	-3.133363E-3	1.97668E-5
Bj	2.891280E2	-1.9322E1	3.74382E-1	-2.06337E-3
C	6.21147	F	2.7318E2	
D	-2.8864E3	G	1.8737E5	
E	-3.3727E5			

Tableau 6.2. Coefficients de diagramme de Dühring.

B.3. Coefficient de diffusion Goulet 2011

Coeff. Gi	1	2	3	4
	-6.37581799256	1.23212870219	-5.07769459252 E-2	-1.56026004717E-3
	5	6	7	8
	1.02524630179E-4	7.69546064395	6.30826758887	4.01145669739
	9	10		
-4.82514991229E-1	5.96463477622 E-1			

Tableau 6.3. Coefficients de la corrélation du coefficient de diffusion établie par (Potnis SV *et al.* 1995)

ⁱⁱ N/A non assigné

ANNEXE C Protocoles de sécurité et fonctionnement

C.1. Purge des gaz non absorbables

1. Isoler la pompe (PC)
2. Vérifier la fermeture des vannes : V4, VF1 et VF2.
3. Vérifier l'arrêt de la pompe de circulation PC.
4. Démarrer PC, en laissant la vanne de sécurité ouverte 60 min avant l'utilisation.
5. Tirage au vide à l'intérieur du PVL :
6. Vérifier fermeture des vannes V1, V2, V5, V6ⁱⁱⁱ.
7. démarrer ThS (1,2,3). Fixer les températures de consigne, MCS cuivre ($T < 24^{\circ}\text{C}$, 30mBar) et MCS absorbeur ($T < 10^{\circ}\text{C}$, 10mBar).
8. Ouvrir V7 (tirage initial PVL) Ouvrir V2.
9. Connecter l'absorbeur au récipient de stockage (vanne non illustré sur la figure) pour avoir la même pression sur l'ensemble.

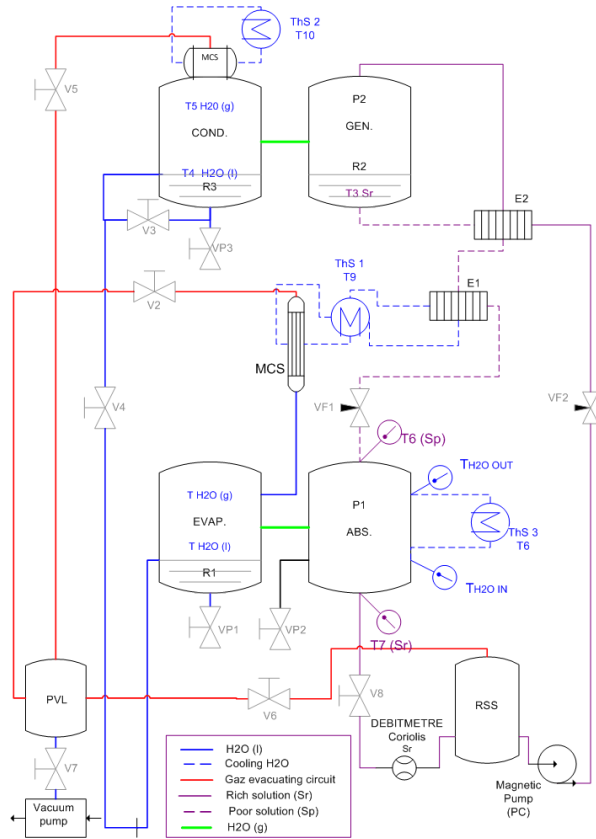


Figure Annexe 1. . Schéma de distribution des vannes.

10. Contrôler les valeurs des pressions P1 et P2,
11. Ouvrir : V2, V3, V5, V6*. Laisser fermer la vanne V1, faisant le tirage au vide depuis la chambre d'absorption et non d'après le récipient de stockage.
12. Vérifier les valeur de P1 et P2.
13. Fermer V5 en arrivant `la pression de 30-35 mBar.
14. Fermer : V2 et V6*.
15. Fermer V7, et ouvrir la vanne de sécurité de la pompe.
16. Activer la pompe de circulation PC,
17. Ouvrir : V4, VF1 et VF2.
18. Éteindre la pompe 60 min après l'aspiration pour évacuer les gaz incondensables présents.

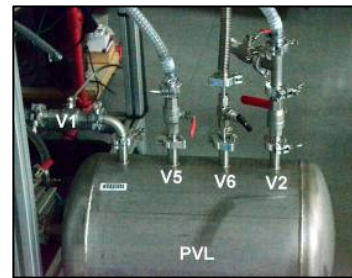


Figure Annexe 2. Image des module PVL et distribution des connexions.

ⁱⁱⁱ V6 peut être débranche du système, cela correspond à la vanne pour faire les échantillons

C.2. Mise en route de la machine à absorption

La procédure pour démarrer la machine à absorption prendre en compte des consignes de sécurité élémentaires qui ne peuvent pas être négligées au début du test.

1. Démarrer l'armoire électrique en vérifiant des conditions opératoires de la boucle.
 - Les pressions P1 et P2 seront données par les conditions de travail des modules gén./cond. et évap./abs. Si la pression des modules est supérieure aux pressions de travail souhaitées il faut suivre la procédure de tirage au vide décrit précédemment dans l'annexe C.1.
2. Allumer l'ordinateur et démarrer l'interface LabView. Ouvrir le fichier d'acquisition dans le bureau.
3. Démarrer les thermostats (ThS1, ThS2 et ThS3-échangeur). Selon les valeurs de consignes fixées pour :
 - la température à l'entrée de l'absorbeur (ThS1 et ThS3),
 - la température de l'eau de refroidissement du condenseur.
4. Remplir la fiche d'essais d'accord aux conditions de travail et description d'essai.
5. Vérification des niveaux minimaux de liquides sur les résistances chauffantes (R1, R2 et R3) soient suffisants pour l'essai en cours.
6. FIXER (sans allumer la résistance) la consigne de température de la solution dans le générateur qui correspond à la température de saturation a la pression P2 et à la concentration Yb0.
(Exemple : P2=35mBar, YB0 = 0.55, TSAT = 58.57°C.)
 - La température de l'eau condensée sera la température de vapeur saturante à la pression P2. $T_{vapSat}(35mBar) = 26.677$. La température de l'eau et de la vapeur sont autorégulées **non fixer** ni allumer la résistance, seulement dans le cas de température de l'eau trop basse.



Figure Annexe 3. Photo de l'armoire électrique et disposition des régulateurs de la machine à absorption. P1 représente la pression dans l'évaporateur/absorbeur et P2 la pression dans le condenseur/générateur.

7. Lancer l'acquisition des données. Activation des résistances chauffantes R1 et R2.
8. Si le niveau de liquide autour de R3 est trop bas, fermer la vanne de communication Condenseur/évaporateur (V4), atteindre R3 en attendant que la condensation de vapeur augmente le niveau minimal d'opération de R3.
9. Tirage au vide après l'établissement de la température de saturation dans le Générateur.
10. Fixer la consigne sur le thermostat de l'échangeur interne (Température consigne en fonction de la température d'entrée de la solution fixe pour le thermostat ThS1.

- Tourner à la position ON et après maintenir appuyé « start » cinq secondes, lâcher et attendre la confirmation sur l'écran qui change, pressionné OK. Pour arrêter à la fin d'essai, il faut faire la même chose, maintenir le bouton Start pressionné lâcher et confirmer l'arrêt. Après vingt secondes (quand la pompe s'arrête) tourner à la position OFF,.
11. Attendre l'établissement des conditions initiales de la boucle, par suivi des évolutions des températures et pression en l'interface d'acquisition LabView.
 12. Quand les conditions de travail sont adéquats ($P1 \sim 10 -12$ mBar, $P2 = 35$ mBar et $T3 = 58^{\circ}\text{C}$) Fermer le tirage au vide.
 13. Activer la pompe de circulation de la solution.
 14. Ouvrir VF 1, vanne Stockage -générateur (vanne de régulation du débit).
 15. Faire monter la plus part de la solution au générateur (PRÉCAUTION sur le niveau minimale de liquide pour l'aspiration de la pompe).
 16. Ouvrir VF2 vanne Gén/absorbeur, et suivi de l'évolution de la distribution de fluide sur la plaque.
 17. Variation de paramètres d'entre (débit, température et concentration) selon l'essai en cours.
 18. Pour arrêter la machine suivre le procédure à l'inverse (sauf le tirage au vide). Essayer de laisser la plus part de la solution sur le générateur.

ANNEXE E Régulation armoire électrique

E.1. Paramètres de réglage

Parameter	Lower Display	Upper Display Adjustment Range	Default	Gén.	Evap.	Cond.
Input Filter Time constant	F _{ILT}	OFF or 0.5 to 100.0 secs	2.0	2.0		
Process Variable Offset	OFFS	+/- Span of controller	0	0		
Primary (Heat) power	PPLW	Current power levels (read only)	N/A	49	10	30
Secondary (Cool) power	SP _{LW}			-	-	-
Primary Proportional Band	Pb _P	0.0% (ON/OFF) and 0.5% to 999.9% of input span.	10.0	5.0		
Secondary Proportional Band	Pb _S			-		
Automatic Reset (Integral Time)	R _{5t}	1 sec to 99 mins 59 secs and OFF	5.00	0.01		
Rate (Derivative Time)	r _{5t}	00 secs to 99 mins 59 secs	1.15	0		
Overlap/Deadband	OL	-20 to +20% of Primary and Secondary Proportional Band	0	-		
Manual Reset (Bias)	b _{RS}	0% (-100% if dual control) to 100%	25	25		
Primary ON/OFF Differential	d _{FP}	0.1% to 10.0% of input span centered about the setpoint	0.5	-		
Secondary ON/OFF Diff.	d _{FS}			-		
Prim. & Sec. ON/OFF Diff.	d _{FF}			-		
Setpoint Upper Limit	SP _{UL}	Current Setpoint to Range max	R/max	60	60	301.5
Setpoint Lower limit	SP _{LL}	Range min to Current Setpoint	R/min	-240	-0.1	0.7
Primary Output Power Limit	OP _{UL}	0% to 100% of full power.	100	65	10	30
Output 1 Cycle Time	C _{t1}	0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256 or 512 secs.	32	2		
Output 2 Cycle Time	C _{t2}			-	-	-
Output 3 Cycle Time	C _{t3}			-	-	-
High Alarm 1 value	Ph _{RI}	Range Min. to Range Max.	R/max	80	30	-
Low Alarm 1 value	PL _{RI}		R/min	-	-	-
Deviation Alarm 1 Value	d _{RL1}	+/- Span from SP in display units	5	-	-	-
Band Alarm 1 value	b _{RL1}	1 LSD to span from setpoint	5	1		
Alarm 1 Hysteresis	h _{RY1}	1 LSD to full span in display units	1	-		
High Alarm 2 value	Ph _{R2}	Range Min. to Range Max.	R/max	-240	99.9	-
Low Alarm 2 value	PL _{R2}		R/min	-	-	-
Deviation Alarm 2 Value	d _{RL2}	+/- Span from SP in display units	5	-	-	-
Band Alarm 2 value	b _{RL2}	1 LSD to span from setpoint	5	1	1	-
Alarm 2 Hysteresis	h _{RY2}	1 LSD to full span in display units	1	-	-	-
Loop Alarm Time	L _{RT}	1 sec to 99 mins. 59secs.	99.59	-	-	-
Auto Pre-tune	AP _t	d _{SA} disabled or En _{Ab} enabled	d _{SA}	disA		
Auto/manual Control selection	Po _{En}			disA		
Setpoint ramping	SP _r			Enab	Enab	-
SP Ramp Rate Value	r _P	1 to 9999 units/hour or Off (blank)	Off	-	-	-
SP Value	SP	Scale range upper to lower limits	Scale	60	60	30
SP1 Value	- SP ₁	Scale range upper to lower limits	Range			
SP2 Value	- SP ₂	"_" indicates currently active SP.	min			
Setup Lock Code	S _{Loc}	0 to 9999	10	10		

Tableau 6.4. Paramètres utilisés sur les différents régulateurs WEST 6100^{iv}.

^{iv} Table extrait et modifié à partir de la table de ISE, I. (2000). Temperature controllers.1/4- DIN, 1/8-DIN & 1/16-DIN. Product Manual 59125-3.. <http://instserv.com>

E.2. Paramètres de configuration.

Parameter	Lower Display	Upper Display	Adjustment range	Default	Gén.	Evap.	Cond.
Input Range/Type	rPE		See following table for possible codes	J T/C	uC	4 20	4 20
Scale Range Upper Limit	ruL		Scale Range Lower Limit +100 to Range Max	Range max (Lin=1000)	1373	99	301.5
Scale Range Lower Limit	rLL		Range Min. to Scale Range Upper Limit -100	Range min (Linear=0)	-240	-0.1	0.7
Decimal point position	dPo5		0=XXXX, 1=XXX.X, 2=XX.XX, 3=X.XXX (non-temperature ranges only)	1	-	1	1
Control Type	CLYP	SnCL	Primary (heat) only	SnCL	Sgnl		
		duRL	Primary & Secondary (heat/cool)		rEu		
Primary Output Control Action	CLrL	rEu	Reverse Acting	rEu			
		dIr	Direct Acting				
Alarm 1 Type	ALR1	P_Hi	Process High Alarm	P_Hi	P_Hi	P_Hi	none
		P_Lo	Process Low Alarm				
		dE	Deviation Alarm				
		bAnd	Band Alarm				
		nonE	No alarm				
High Alm 1 value*	PhR1		Range Min. to Range Max in display units	Range Max.	80	301.5	-
Low Alm 1 value*	PLR1			Range Min.	1	0.1	-
Band Alm 1 value*	bRL1		1 LSD to span from setpoint in display units	5			
Dev. Alm 1 value*	dRL1		+/- Span from setpoint in display units	5			
Alm 1 Hysteresis*	AHY1		1 LSD to full span in display units	1			
Alarm 2 Type*	ALAR2			P_Lo	P_Lo	P_Lo	-
High Alm 2 value*	PhR2			Range Max.			
Low Alm 2 value*	PLR2			Range Min.			
Band Alm 2 value*	bRL2		Options as for alarm 1	5			
Dev. Alm 2 Value*	dRL2			5			
Alm 2 Hysteresis*	AHY2			1			
Loop Alarm	LREn		d_iSA(disabled) or EnRAb(enabled)	d_iSA	1	0.1	-
Loop Alarm Time*	LREt		1 sec to 99 mins, 59secs (only applies if primary proportional band = 0)	99.59			
Alarm Inhibit	Inh	nonE	No alarms Inhibited	nonE	diSa		
		ALR1	Alarm 1 inhibited		none		
		ALAR2	Alarm 2 inhibited				
		both	Alarm 1 and alarm 2 inhibited				
Output 1 Usage	USE1	Pr	Primary (Heat) Power	Pr	Pr 1		
		SEc	Secondary (Cool) Power				
		R1_d	Alarm 1, Direct				
		R1_r	Alarm 1, Reverse				
		R2_d	Alarm 2, Direct				
		R2_r	Alarm 2, Reverse				
		LP_d	Loop Alarm, Direct				
		LP_r	Loop Alarm, Reverse				
		Or_d	Logical Alarm 1 OR 2, Direct				
		Or_r	Logical Alarm 1 OR 2, Reverse				
		And_d	Logical Alarm 1 AND 2, Direct				
		And_r	Logical Alarm 1 AND 2, Reverse				
		rEtS	Retransmit SP Output				
		rEtP	Retransmit PV Output				
Linear Output 1 Range	LYP1	0..5	0 – 5 V DC output 1	0..10			
		0..10	0 – 10 V DC output				
		2..10	2 – 10 V DC output				
		0..20	0 – 20 mA DC output				
		4..20	4 – 20 mA DC output				
Retransmit Output 1 Scale maximum	ro1H		-1999 to 9999 (display value at which output will be maximum)	Range max			
Retransmit Output 1 Scale minimum	ro1L		-1999 to 9999 (display value at which output will be minimum)	Range min			
Output 2 Usage	USE2		As for output 1	Sec or AI2			
Lin. O/P 2 Range	LYP2			0..10			
Retransmit Output 2 Scale maximum	ro2H		-1999 to 9999 (display value at which output will be maximum)	Range max			
Retransmit Output 2 Scale minimum	ro2L		-1999 to 9999 (display value at which output will be minimum)	Range min			
Output 3 Usage	USE3		As for output 1	R1_d	A1_r		
Linear Output 3 Range	LYP3			0..10			
Retransmit Output 3 Scale maximum	ro3H		-1999 to 9999 (display value at which output will be maximum)	Range max			
Retransmit Output 3 Scale minimum	ro3L		-1999 to 9999 (display value at which output will be minimum)	Range min			
Display Strategy	d_iSP		1, 2, 3, 4, 5 or 6 (refer to section 7)	1			
Comms Protocol	Pr:ob	RSC1	ASCII	Pr:bn			
		Pr:bn	Modbus with no parity				
		Pr:be	Modbus with Even Parity				
		Pr:bo	Modbus with Odd Parity				
Bit rate	bRud	1.2	1.2 kbps	4.8	1		
		2.4	2.4 kbps				
		4.8	4.8 kbps				
		9.6	9.6 kbps				
		19.2	19.2 kbps				
Comms Address	Rcddr	1	1–255 (Modbus), 1–99 (ASCII)	1			
Comms Write	CoEn		Read only or read/write	r_Lud			
Digital Input Usage	d_iG1	d_iS1	Setpoint 1 / Setpoint 2 select	d_iS1	20		
		d_iAS	Automatic / Manual select				
Config Lock Code	CLoc		0 to 9999	20			

Tableau 6.5. Configuration des régulateurs WEST 6100v

^v Ibid.

ANNEXE F Protocole des analyses des échantillons

F.1. Mesure de la concentration à partir de la densité^{vi}

La densité d'une solution aqueuse homogène de bromure de lithium est une fonction décroissante de la fraction massique de l'eau et de la température. Elle ne dépend pas de la pression. Il est possible de déterminer la fraction massique de l'eau contenue dans une solution à partir de la mesure de sa température et sa densité.

Méthode du Pycnomètre

Matériel :

- 1 pycnomètre
- 1 balance analytique
- 1 étuve
- 1 dessiccateur en verre

Préparation du pycnomètre

1. Placer le pycnomètre pendant 2 heures dans l'étuve à 120 °C.
2. Ne pas toucher le pycnomètre avec les doigts, pour éviter salir la pièce, il faut employer un morceau de papier absorbant pendant toute la manipulation du pycnomètre.
3. Sortir le pycnomètre de l'étuve et le mettre dans le dessiccateur en verre. Laisser refroidir le pycnomètre pendant 20 minutes dans le dessiccateur.

Procédure de mesure

1. Peser le pycnomètre vide avec le thermomètre et son capuchon (valeur m1),
2. remplir le pycnomètre avec la solution et peser le pycnomètre avec de la solution (valeur m2), enregistrer la température de la solution (T).
3. Nettoyer le pycnomètre avec l'eau *des ionisé* et répéter la procédure de préparation du pycnomètre.
4. Garder le pycnomètre dans un endroit libre d'humidité.

Détermination de la densité :

Détermination de la masse volumique de la solution,

$$\rho_s = (m2 - m1)V^{-1}$$

Avec,

ps masse volumique de la solution [g/cm³]

m2 masse du pycnomètre et la solution [g]

m1 masse du pycnomètre vide [g]

V volume du pycnomètre [cm³]

Le volume du pycnomètre est donné par le fabricant. La masse volumique de la solution ps est estimé à l'aides des la corrélations donné par (Castaing-Lasvignottes 2001):

$$\rho_s = a_0 + a_1w + a_2w^2 - (b_0 + b_1w)T(K)10^{-5}$$

- ps masse volumique de la solution [g/cm³]
- w concentration en masse [%]
- T température [°C], et a_i coefficients listées sur le tableau.

a_0	a_1	a_2	b_0	b_1
1,15E+00	4,71E-03	1,37E-04	3,33E-02	5,72E-04

^{vi} Protocole crée au cour de stage M1 par Riofrio, C. (2012). Étude expérimentale de l'absorption sur un film ruisselant, application à la climatisation solaire.

F.2. Mesure de la concentration par titration

La titration est une technique qui permet de déterminer la concentration d'une solution. On utilise une solution de concentration connue pour neutraliser une espèce contenue dans une solution de concentration inconnue.

Méthode de titrage

Matériel :

Réactif : Nitrate d'argent AgNO₃ (solution de concentration connue (C₂))

Indicateur : Fluorescéine

Procédure :

1. Faire une dilution de la solution de concentration inconnue (C₁) de bromure de lithium. (Typiquement 2 ml de solution diluée dans 100 ml d'eau distillée ce qui correspond à une dilution par 50.)
2. Dans une fiole Erlenmeyer mettre les 100 ml de dilution (V₁) avec une ou deux gouttes de fluorescéine.
3. Faire le titrage avec la solution de nitrate d'argent en ajoutant au volume V₁ de la solution un volume V₂ de nitrate d'argent nécessaire pour passer d'une solution de couleur jaune fluo à une solution couleur rose saumon.

Calcul de la concentration :

À partir de l'équation suivante, il est déterminé la concentration en bromure de lithium (C₁) en mol/l :

$$c_1 V_1 = c_2 V_2 f_d$$

avec,

C₁ concentration de la solution inconnue de LiBr [mol/l]

V₁ volume de la solution de LiBr [ml]

C₂ concentration de la solution de AgNO₃ [mol/l]

V₂ volume de la solution de AgNO₃ [ml]

f_d facteur de dilution (f_d = 50)

Pour déterminer la concentration C₁ exprimée en mol par litre en un pourcentage en masse on effectue le calcul suivant :

$$\%w = \frac{c_1 M}{\rho_s}$$

Avec,

%w concentration en masse [%]

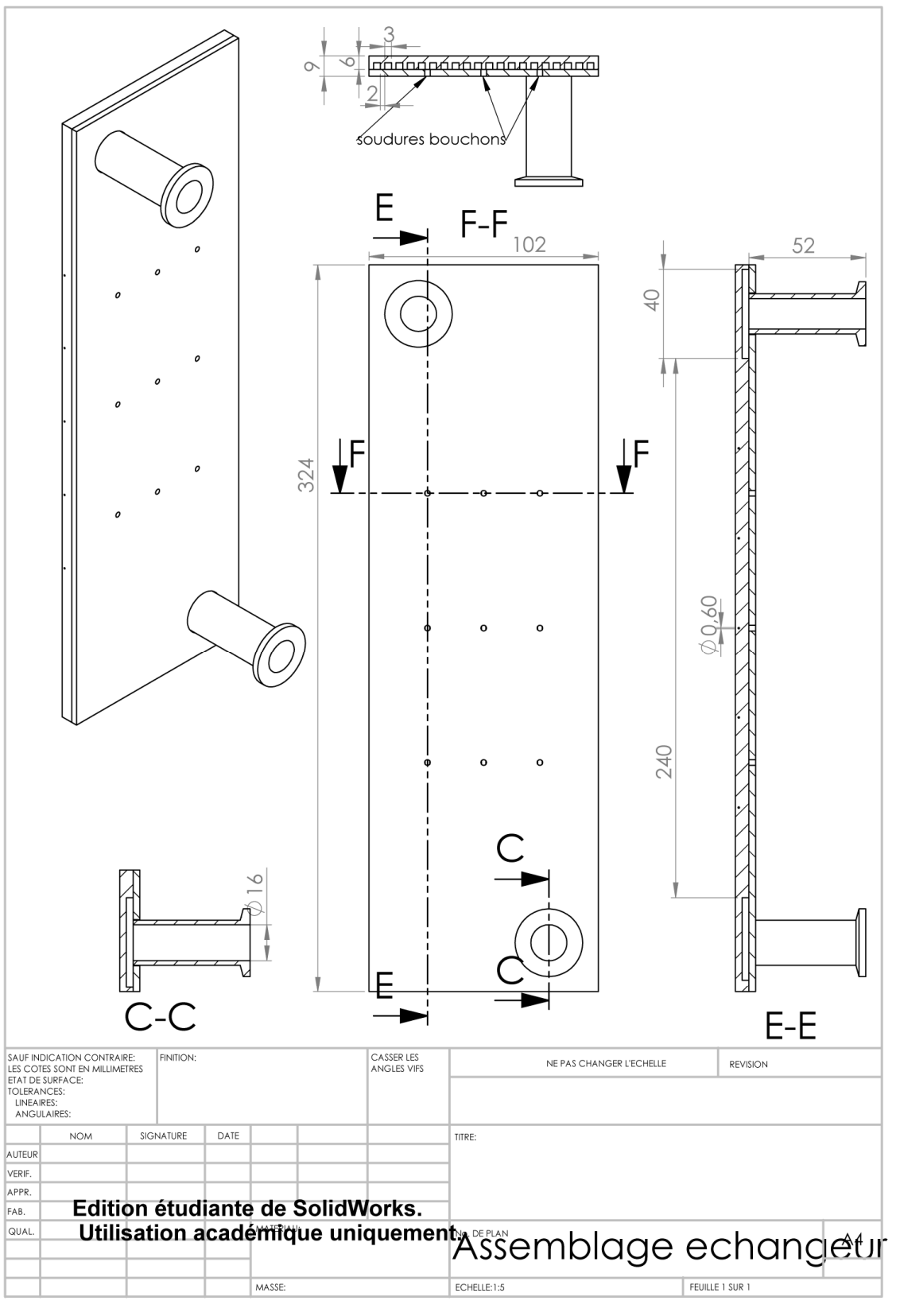
C₁ concentration de la solution de LiBr [mol/l]

M masse molaire du LiBr [g/mol]

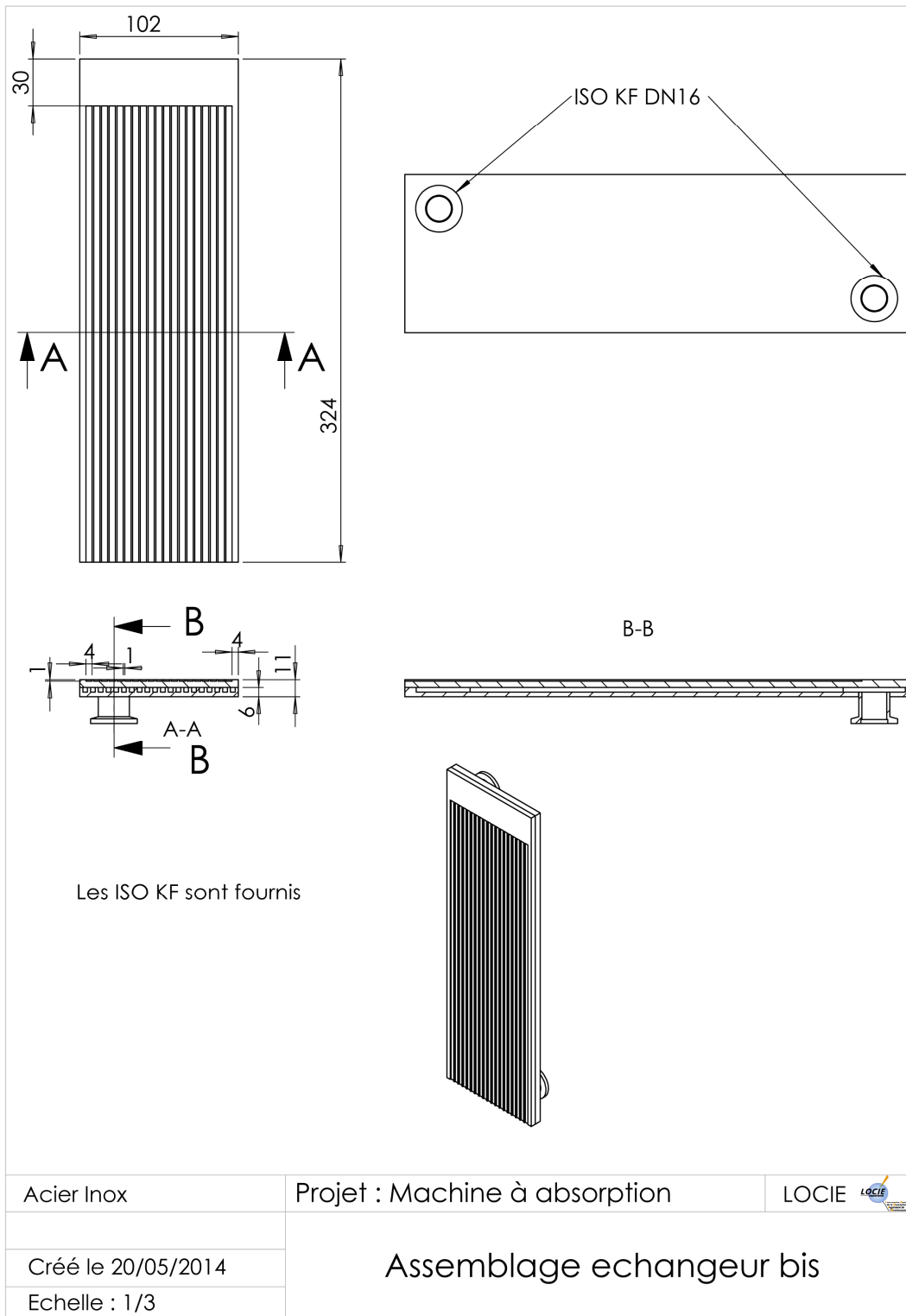
ρ_s masse volumique de la solution de LiBr [g/cm³]

ANNEXE G Dessin des pièces

G.1. Échangeur lise



G.2. Échangeur rainuré^{vii}



^{vii} Remerciements à M. Cédric Poinard pour son travail sur la conception et dessin des éléments.

G.3. Distributeurs

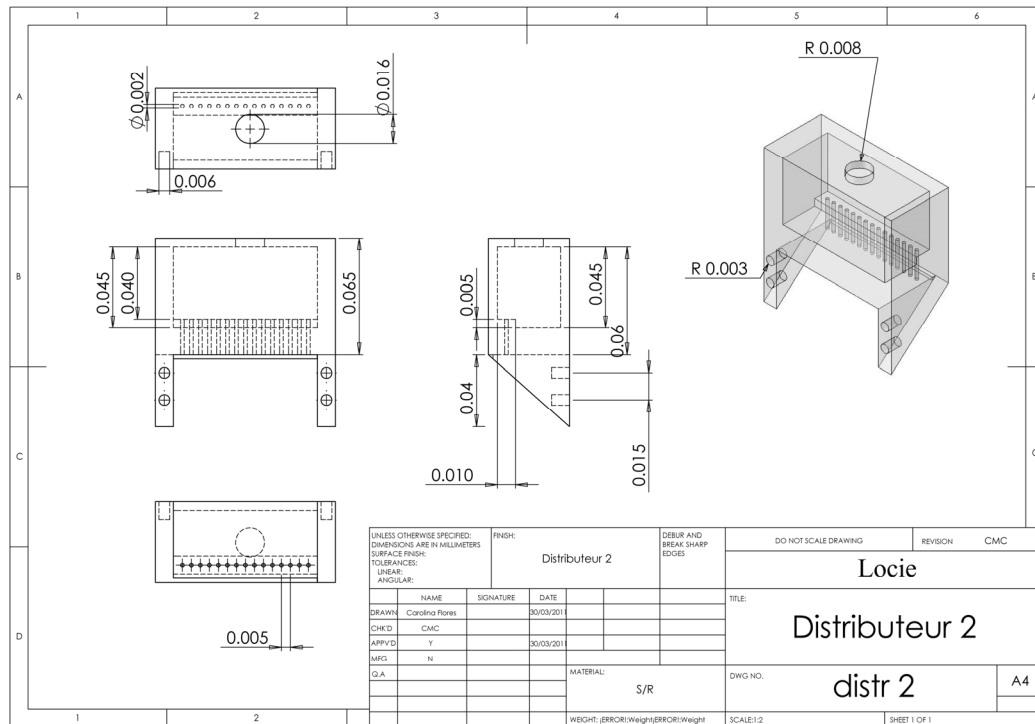


Figure Annexe 4. Distributeur de la solution aqueuse LiBr/H₂O, Version 1.

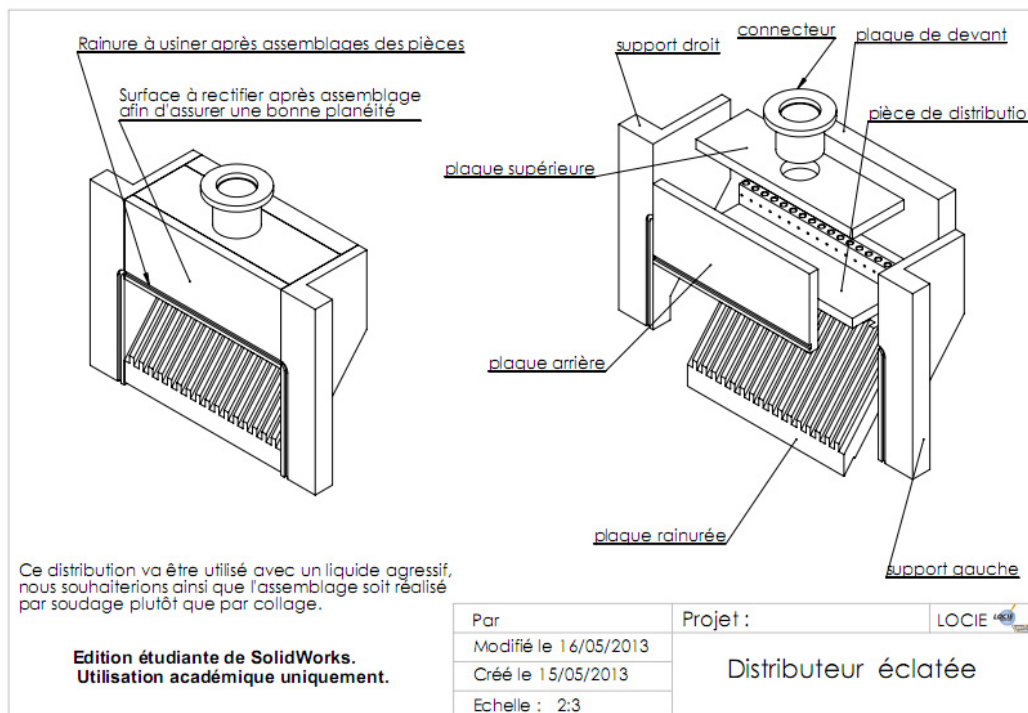


Figure Annexe 5. Schéma simplifié du distributeur ^{viii}(version 2)

^{viii} Ibid.

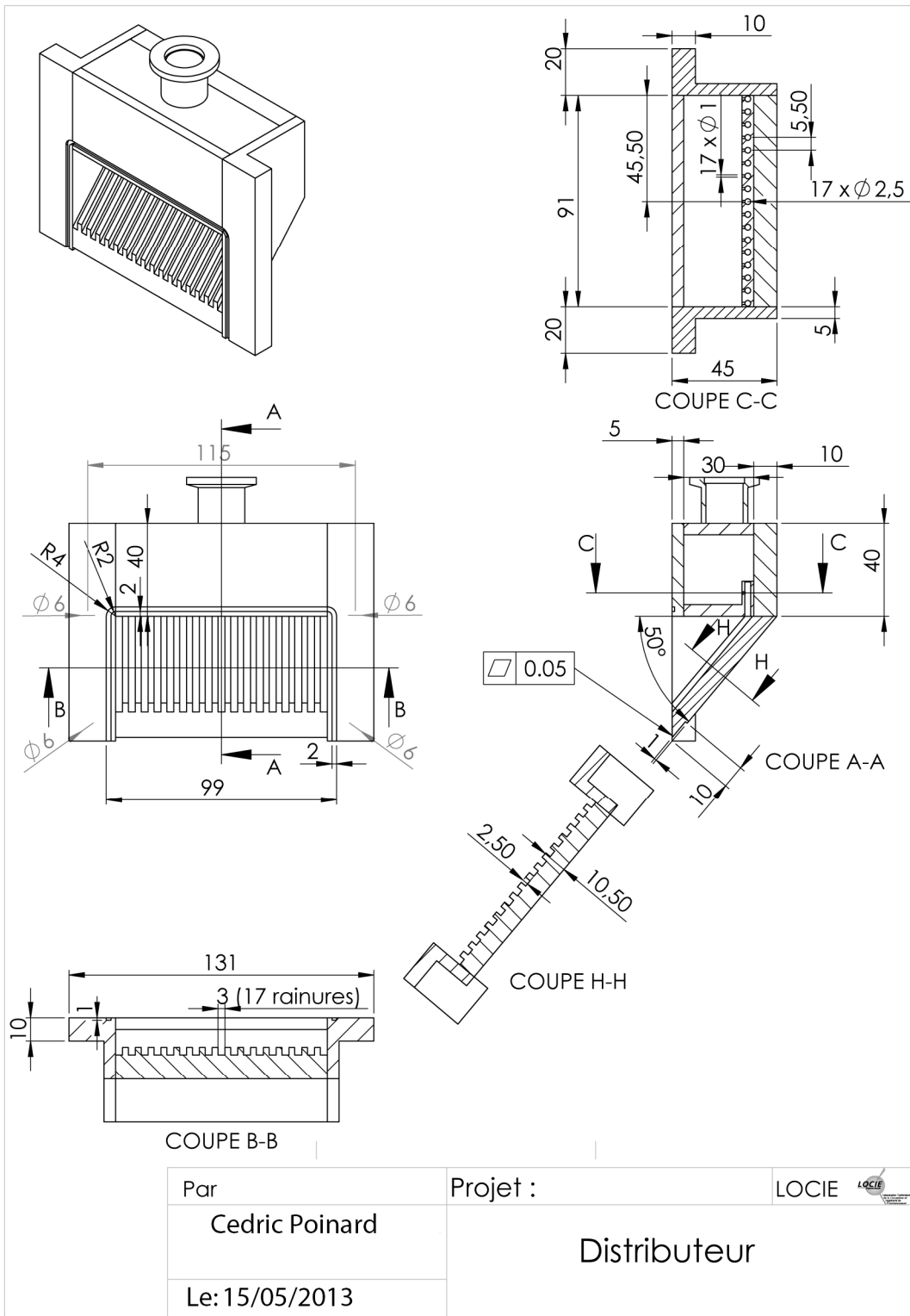


Figure Annexe 6. Détail du distributeur version 2^{ix}

^{ix} Ibid.

G.4. Récepteur

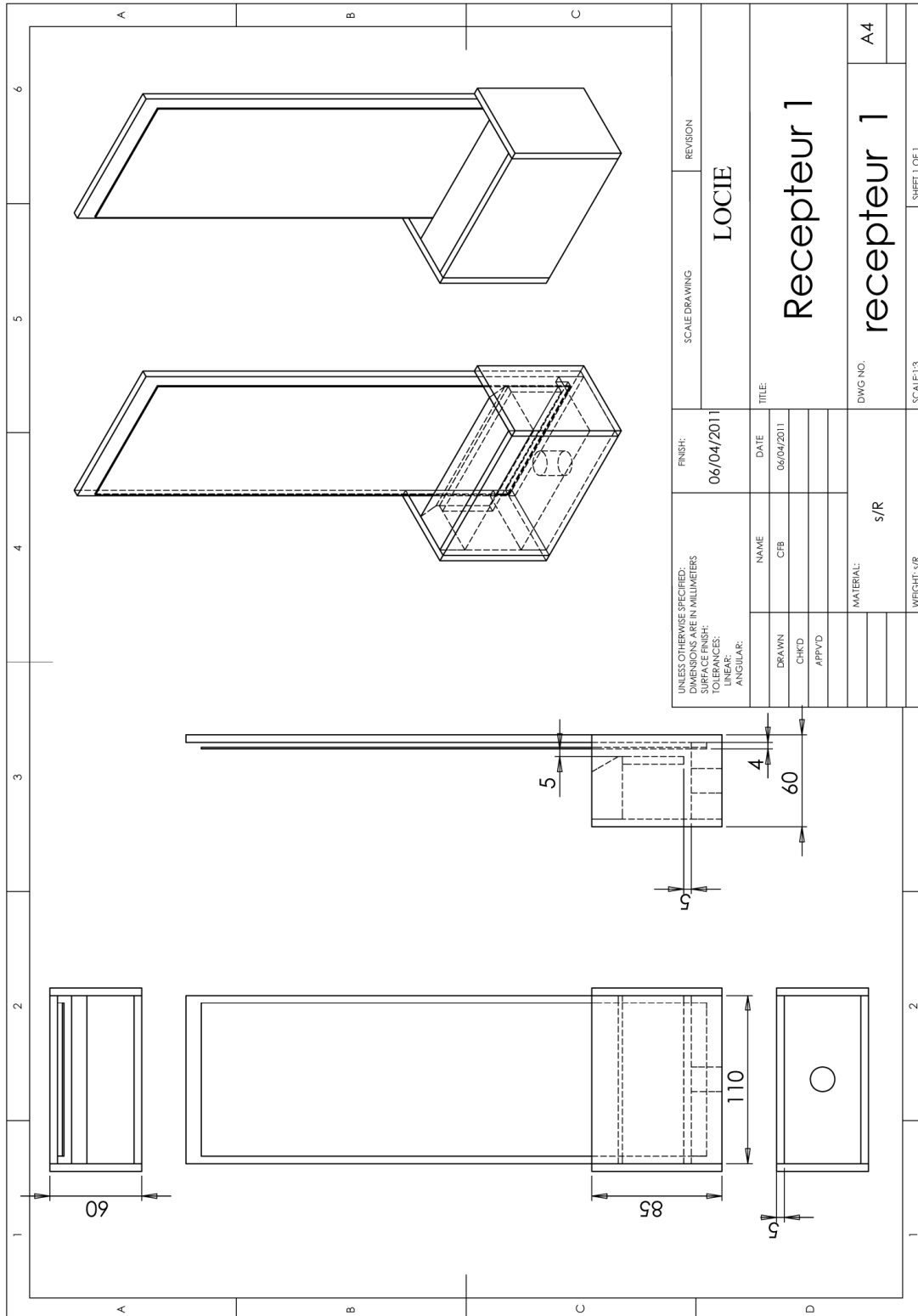


Figure Annexe 7. Schéma simple du récepteur pour plaques verticales.

ANNEXE H Discussion sur les hypothèses du modèle

H.1. Établissement du régime dynamique

Le modèle décrit les transferts de masse et de chaleur en présence d'un régime dynamique établi. Cette condition ne tient pas compte du développement de la couche limite dynamique sur la zone amont de la plaque, développement qui se traduit par des évolutions des profils de vitesse et de l'épaisseur du film. Nous allons estimer la longueur d'établissement du régime dynamique et discuter de son impact sur les transferts au sein du film.

Différents régimes peuvent être observés le long de l'écoulement. De 0 à x_a , la couche limite dynamique δ se développe (Figure Annexe 8). En x_a , elle atteint l'interface du film. L'écoulement devient alors pleinement visqueux mais n'est pas établi ; De x_a à x_b , l'écoulement décélère. Pour devenir pleinement établi en x_b . La vitesse ne dépend alors plus de x .

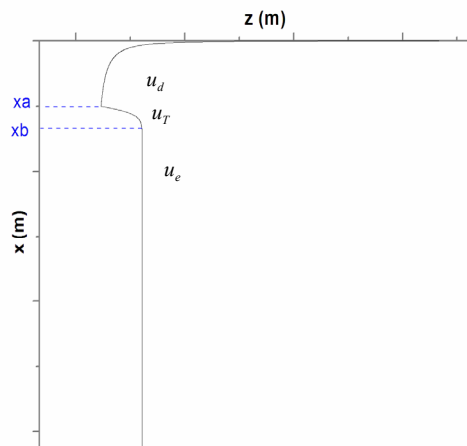


Figure Annexe 8. Évolution de l'épaisseur d'un film ruisselant

Pour décrire ces différents régimes, nous mettons en œuvre comme précédemment la méthode intégrale appliquée à un volume contrôle V_{ABCD} de fluide, d'épaisseur dx , compris entre la paroi et l'épaisseur de couche limite pour la zone d'établissement, ou la paroi et l'interface pour les deux zones successives (Figure Annexe 9). Les flux de masse et de quantité de mouvement ainsi que les forces agissant sur le volume de contrôle sont récapitulés dans le Tableau 6.6.

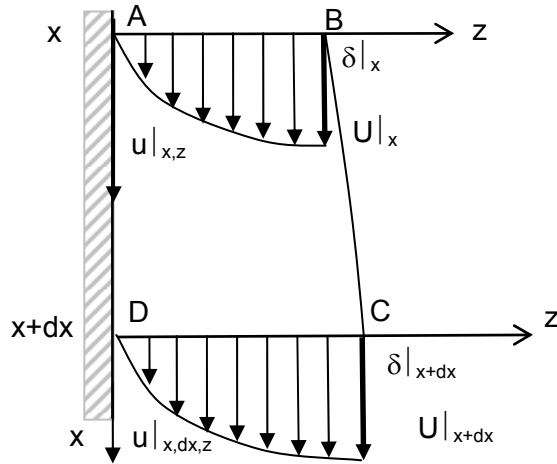


Figure Annexe 9. Bilan de QDM sur une tranche de film élémentaire.

Surface	Flux masse	Flux de quantité de mouvement sur x	Force dans la direction x
A-B	$-\int_0^{\delta _x} \rho _x u _x dz$	$-\int_0^{\delta _x} \rho _x u^2 _x dz$	$\int_0^{\delta _x} P dz$
B-C	$-\frac{d}{dx} \left[\int_0^{\delta} \rho u dz \right] dx$	$-U _x \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho _x u _x dz$	$\int_{\delta _x}^{\delta _{x+dx}} P dz$
C-D	$\int_0^{\delta _{x+dx}} \rho _{x+dx} u _{x+dx} dz$	$\int_0^{\delta _{x+dx}} \rho _{x+dx} u^2 _{x+dx} dz$	$-\int_0^{\delta _{x+dx}} P dz$
D-A	0	0	$-\mu \frac{\partial u _x}{\partial z} \Big _{z=0} dx$
ABCD			$\rho g \int_0^{\delta} dz dx$
Bilan	$\sum \dot{M} = 0$	$\int_0^{\delta _{x+dx}} \rho _{x+dx} u^2 _{x+dx} dz - \int_0^{\delta _x} \rho _x u^2 _x dz - U _x \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho _x u _x dz$	$-\mu \frac{\partial u _x}{\partial z} \Big _{z=0} dx + \rho g \int_0^{\delta} dz dx$

Tableau 6.6. Récapitulatif des flux de masse et de quantité de mouvement à travers des surfaces limitant le volume de contrôle V_{ABCD} .

La variation de quantité de mouvement dans la direction x du volume de liquide compris dans le volume de contrôle à l'instant t sera égale à la somme des forces agissant sur le volume, soit:

$$-\mu \frac{\partial u(x,z)}{\partial z} \Big|_{z=0} dx + \rho g \int_0^{\delta} dz dx = \int_0^{\delta|_{x+dx}} \rho|_{x+dx} u^2|_{x+dx} dz - \int_0^{\delta|_x} \rho|_x u^2|_x dz - U|_x \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho|_x u|_x dz \quad \text{éq.A. 1}$$

L'équation intégrale (éq.A. 1) est résolue pour chaque régime (régime dynamique non établi, régime de transition et régime établi).

Pour le régime non établi (développement de la couche limite), la variation de la vitesse externe s'exprime en fonction de la gravité : $g = U \frac{dU}{dx}$

L'équation s'écrit alors sous la forme :

$$\nu \frac{\partial u(x,z)}{\partial z} \Big|_{y=0} dx = \frac{d}{dx} \left[\int_0^\delta u(U-u) dz \right] dx + \frac{dU}{dx} \left(\int_0^\delta (U-u) dz \right) dx \quad \text{éq.A. 2}$$

L'équation intégrale permet de déterminer l'évolution de l'épaisseur de couche limite.

Dans la zone de transition, la hauteur de couche limite δ correspond à la hauteur du film ε . Le flux de matière à travers BC devient nul. La vitesse externe du fluide U devient une inconnue au même titre que la hauteur du film. La conservation de la masse permet de rajouter une équation et résoudre le problème.

$$-\mu \frac{\partial u(x,z)}{\partial z} \Big|_{z=0} dx + \rho g \int_0^\varepsilon dz dx = \int_0^{\varepsilon|_{x+dx}} \rho|_{x+dx} u^2 \Big|_{x+dx} - \int_0^{\varepsilon|_x} \rho|_x u^2 \Big|_x dz \quad \text{éq.A. 3}$$

$$\int_0^\varepsilon \rho u dz = \dot{M} / L$$

Dans la zone établie, l'équation intégrale se réduit à :

$$-\mu \frac{\partial u(x,z)}{\partial z} \Big|_{z=0} dx + \rho g \int_0^H dz dx = 0$$

Pour résoudre ces équations intégrales, nous supposons des profils de vitesses auto-similaires s'exprimant sous une forme adimensionnelle unique sur chacune des zones (non établi, de transition et établi):

$$\frac{u}{u_{\max}} = \begin{cases} \frac{u_d}{u_{\max}(x)} = f(\eta) & 0 < x \leq x_A \\ \frac{u_t}{u_{\max}(x)} = f_1(\zeta) & x_A < x \leq x_B \\ \frac{u_e}{u_{\max}} = f_2(\zeta) & x > x_B \end{cases} \quad \text{avec } \eta = \frac{z}{\delta} \quad \text{et } \zeta = \frac{z}{\varepsilon}$$

Les profils de vitesse adimensionnels sont approximés par des polynômes dont le degré dépend du nombre de conditions aux limites disponibles.

Dans la zone de développement de la couche limite et la zone de transition, les conditions aux limites permettent de choisir un polynôme du troisième degré :

$$\left. \begin{array}{l} u = v = 0 \\ \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -\frac{g}{\nu} \end{array} \right\} \text{ pour } z = 0 \quad \left. \begin{array}{l} u = u_{\max} \\ \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \end{array} \right\} \text{ pour } z = \delta \quad \text{et } x < x_a \quad \text{éq.A. 4}$$

$$\left. \begin{array}{l} u = u_{\max} \\ \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \end{array} \right\} \text{ pour } z = \varepsilon \quad \text{et } x_a < x < x_b$$

Pour le régime établi, L'intégration de l'équation de Navier stokes permet de déterminer la solution exacte qui se met sous la forme d'un polynôme du 2^{ième}.

Pour les deux premières zones nous aurons :

$$\frac{u}{u_{\max}} = f(\eta) = \sum_{i=0}^3 a_i \eta^i \quad \text{éq.A. 5}$$

Avec

$$a_0 = 0, \quad a_1 = \frac{3}{2} + \frac{\Lambda}{4}, \quad a_2 = -\frac{\Lambda}{2}, \quad a_3 = -\frac{1}{2} + \frac{\Lambda}{4}$$

Où Λ c'est le facteur de forme défini comme:

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU}{dx} \quad \text{éq.A. 6}$$

Ce facteur, rapport entre la pesanteur et la force visqueuse prend une valeur maximale $\Lambda \leq 6$ dans le cas d'un régime permanent, où la variation de la vitesse u est monotone. Et pour une couche limite sans décollement $\left(\frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{z=0} > 0 \right)$ le facteur de forme atteint sa valeur minimale $\Lambda \geq -6$ (Chassaing 2000) :

Le profil adimensionnelle de vitesse peut s'exprimer à l'aide des fonctions $F(\eta)$ et $G(\eta)$ définies par :

$$\left. \begin{aligned} F(\eta) &= \frac{1}{2}\eta(3-\eta^2) \\ G(\eta) &= \frac{1}{4}\eta(\eta-1)^2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow f(\eta) = F(\eta) + G(\eta)\Lambda = \frac{1}{2}\eta(3-\eta^2) + \frac{1}{4}\eta(\eta-1)^2 \Lambda \quad \text{éq.A. 7}$$

a. Equation intégrale sous forme adimensionnelle

L'équation intégrale de la quantité de mouvement s'exprime sous la forme adimensionnelle suivante:

$$\nu U \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial z} \Big|_{\eta=0} = \frac{d}{dx} \left[U^2 \delta \int_0^1 f(1-f) d\eta \right] + U \frac{dU}{dx} \delta \int_0^1 (1-f) d\eta \quad \text{éq.A. 8}$$

Le terme $U^2 \delta \int_0^1 f(1-f) d\eta$ est proportionnel à la variation de l'épaisseur de la quantité de mouvement Θ .

$$\Theta = \int_0^1 f(1-f) d\eta = a + b\Lambda + c\Lambda^2 \quad \text{éq.A. 9}$$

Le terme $\int_0^1 (1-f) d\eta$ plus connu sous le terme *épaisseur de déplacement* δ^* (épaisseur de fluide permettant d'avoir un débit de fluide parfait identique à celui du fluide réel (Chassaing 2000). Il est donné par :

$$\int_0^1 (1-f) d\eta = (d + e\Lambda) \quad \text{éq.A. 10}$$

La force visqueuse s'exprime en fonction du facteur de forme :

$$\nu U \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial z} \Big|_{z=0} = a_1 \frac{\nu U}{\delta} = \left(\frac{3}{2} + \frac{\Lambda}{4} \right) \frac{\nu U}{\delta} \quad \text{éq.A. 11}$$

Soit,

$$\nu \frac{U}{4\delta} (6 + \Lambda) = \frac{d}{dx} \left[U^2 \delta (a + b\Lambda + c\Lambda^2) \right] + U \frac{dU}{dx} \delta (d + e\Lambda) \quad \text{éq.A. 12}$$

b. Formulation de Von Karman-Pohlhausen

L'épaisseur de déplacement, l'épaisseur de quantité de mouvement et le frottement à la paroi peuvent s'exprimer de manière adimensionnelle en fonction du facteur de forme Λ comme :

$$\frac{\delta^*}{\delta} = d + e\Lambda \quad \frac{\Theta}{\delta} = a + b\Lambda + c\Lambda^2 \quad \tau_p = \mu \frac{U}{4\delta} (6 + \Lambda)$$

L'équation de Von Karman relie l'évolution de ces dimensions caractéristiques au sein de la couche limite dynamique selon :

$$\delta^* U \frac{dU}{dx} + \frac{d}{dx} [U^2 \Theta] = \frac{\tau_p}{\rho} \quad \text{éq.A. 13}$$

En multipliant l'équation précédente par $\frac{U\Theta}{\nu}$, on obtient :

$$\frac{U}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{\Theta^2}{\nu} \right) + \left(2 + \frac{\delta^*}{\Theta} \right) \frac{\Theta^2}{\nu} \frac{dU}{dx} = \frac{\tau_p \Theta}{\mu U} \quad \text{éq.A. 14}$$

La démarche de Von Karman-Pohlhausen introduit un deuxième facteur de forme Ψ :

$$\Psi = \frac{\Theta^2}{\nu} \frac{dU}{dx} = \frac{\Theta^2}{\delta^2} \Lambda = (a + b\Lambda + c\Lambda^2)^2 \Lambda \quad \text{éq.A. 15}$$

En réarrangeant les expressions s'obtient

$$\frac{\delta^*}{\Theta} = \frac{\delta^* \delta}{\delta \Theta} = \frac{d + e\Lambda}{a + b\Lambda + c\Lambda^2} = g_1(\Psi) \quad \text{éq.A. 16}$$

$$\frac{\tau_p \Theta}{\mu U} = \frac{\tau_p \delta \Theta}{\mu U \delta} = \left(\frac{3}{2} + \frac{\Lambda}{4} \right) (a + b\Lambda + c\Lambda^2) = g_2(\Psi)$$

D'où la nouvelle expression de l'équation de Von Karman :

$$U \frac{d}{dx} \left(\frac{\Psi}{dU/dx} \right) = 2g_2 - 2(2 + g_1)\Psi \quad \text{éq.A. 17}$$

Ou

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\Psi}{dU/dx} \right) = \frac{E(\Psi)}{U} \quad \text{éq.A. 18}$$

Avec

$$E(\Psi) = 2g_2 - (4 + 2g_1)\Psi = h(\Lambda)\Psi^{1/2} - 4\Psi$$

$$h(\Lambda) = 3\Lambda^{-1/2} + \left(\frac{1}{2} + 2d \right) \Lambda^{1/2} - 2e\Lambda^{3/2}$$

Utilisant l'approximation de premier ordre donné pour Chassaing $E(\Psi) = a_0 - 6\Psi$.

L'équation devient:

$$U^6 \frac{d\Psi}{dU} + 6U^5 \Psi = a_0 U^5 \quad \text{éq.A. 19}$$

Avec une solution de la forme :

$$\Theta^2 = \frac{a_0 \nu}{U^6} \int_0^x U^5(l) dl \quad \text{éq.A. 20}$$

Selon la formulation précédente l'épaisseur de quantité de mouvement sera :

$$\Theta^2(x) = \frac{a_0 \nu}{7g} \left(\frac{(U_0^2 + 2gx)^{7/2} - U_0^7}{(U_0^2 + 2gx)^3} \right) \quad \text{éq.A. 21}$$

c. Zone 1 : Développement de la couche limite

En reprenant l'expression pour la couche limite en fonction de l'épaisseur de quantité de mouvement nous avons:

$$\delta = \frac{\Theta}{a + b\Lambda + c\Lambda^2} \quad \text{éq.A. 22}$$

Le domaine de solution de δ exclura les racines de $\Lambda = -0.626 \wedge \Lambda = 2.121$

$$\delta(x) = c \frac{\left((U_0^2 + 2gx)^{7/2} - U_0^7 \right)^{1/2}}{(a + b\Lambda + c\Lambda^2)(U_0^2 + 2gx)^{3/2}} \quad \text{éq.A. 23}$$

Avec $c = \frac{a_0 \nu}{7g}$

$$\delta(x) = \frac{cU_0^4}{(a + b\Lambda + c\Lambda^2)} \left(\left(1 + 2gx/U_0^2 \right)^{1/2} - \frac{1}{\left(1 + 2gx/U_0^2 \right)^3} \right)^{1/2} \quad \text{éq.A. 24}$$

En résolvant par une méthode itérative, on trouve la valeur du facteur de forme Λ

$$\begin{aligned} \Lambda_0 = 0 &\Rightarrow \delta_0(x) = f_0(x) = \frac{cU_0^4}{a} g(x) \\ \Lambda_1 = \frac{\delta_0^2}{\nu} \frac{g}{U} &\Rightarrow \delta_1(x) = f_1(x) = \frac{cU_0^4}{(a + b\bar{\Lambda}_1 + c\bar{\Lambda}_1^2)} g(x) \\ &\vdots \\ \Lambda_n = \frac{\delta_{n-1}^2}{\nu} \frac{g}{U} &\Rightarrow \delta_n(x) = f_n(x) = \frac{cU_0^4}{(a + b\bar{\Lambda}_n + c\bar{\Lambda}_n^2)} g(x) \end{aligned} \quad \text{éq.A. 25}$$

Avec $g(x) = \left(\left(1 + 2gx/U_0^2 \right)^{1/2} - \frac{1}{\left(1 + 2gx/U_0^2 \right)^3} \right)^{1/2}$

Désormais, nous pouvons trouver l'expression pour l'épaisseur du film ε à partir de la conservation de la masse en deux sections transversales au flux, donc la variation de l'épaisseur du film entre $x = 0$ et x_A sera :

$$\varepsilon(x) = \frac{\varepsilon_0 U_0}{U} + (1 - C_1) \delta(x) \quad \text{éq.A. 26}$$

Avec $C_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_2}{3} + \frac{a_3}{4}$

En $x = x_A$, l'épaisseur du film et la couche limite dynamique seront identiques et égales à:

$$\delta(x_A) = \varepsilon_A = \frac{\varepsilon_0 U_0}{C_1 U(x_A)} \quad \text{éq.A. 27}$$

La limite de la zone de développement de la couche limite sera:

$$x_a = \frac{1}{2g} \left[\left(\frac{\varepsilon_0^4 U_0^4 g^2}{C_1^4 \nu^2 \Lambda^2} \right)^{1/3} - U_0^2 \right] \quad \text{éq.A. 28}$$

Finalement, l'expression de la vitesse dans la zone de développement de la couche limite sera en fonction de l'épaisseur de la couche limite :

$$u_d(x, \eta) = \frac{1}{2} \eta \left((3 - \eta^2) \sqrt{U_0^2 + 2gx} + (\eta - 1)^2 \frac{g \delta^2(x)}{2\nu} \right) \quad \text{éq.A. 29}$$

d. Zone 2 : Régime de transition

A partir de x_A l'écoulement devient pleinement visqueux et la vitesse maximale est une fonction de x . Les conditions aux limites sont les mêmes que celles du régime de développement de la couche limite, si ce n'est que la vitesse à l'interface est un inconnu. En considérant une nouvelle longueur adimensionnelle $\zeta = \frac{z}{\varepsilon}$, les conditions aux limites dans la zone de transition seront :

$$\left. \begin{array}{l} u_t = v_t = 0 \\ \frac{\partial^2 u_t}{\partial \zeta^2} = -\varepsilon^2 \frac{g}{\nu} \end{array} \right\} \text{ pour } \zeta = 0 \quad \left. \begin{array}{l} u_t = U_t \\ \frac{\partial u_t}{\partial \zeta} = 0 \end{array} \right\} \text{ pour } \zeta = 1$$

En répétant la procédure précédente, on s'obtient des expressions équivalentes :

$$c_0 = 0, \quad c_1 = \frac{3}{2} + \frac{\Lambda^*}{4}, \quad c_2 = -\frac{\Lambda^*}{2}, \quad c_3 = -\frac{1}{2} + \frac{\Lambda^*}{4}$$

Avec le facteur de forme équivalent défini par $\Lambda^* = \frac{g \varepsilon^2(x)}{\nu U_t(x)}$

La vitesse adimensionnelle sera :

$$f_1(\zeta) = \frac{u_t}{U_t} = \sum_{i=0}^3 c_i \zeta^i = F_1 + \Lambda^* G_1 \quad \text{éq.A. 30}$$

$$\text{Avec } F_1 = \frac{1}{2} \zeta (3 - \zeta^2) \text{ Et } G_1 = \frac{1}{4} \zeta (\zeta - 1)^2$$

A partir de la conservation de la masse, nous trouvons l'expression pour la vitesse externe à l'interface:

$$U_t = \frac{48 \varepsilon_0 U_0 \nu - g \varepsilon^3}{30 \nu \varepsilon} \quad \text{éq.A. 31}$$

Finalement, l'équation de conservation devient :

$$g \varepsilon(x) - \frac{\nu U_t(x)}{\varepsilon(x)} \left(\frac{3}{2} + \frac{\Lambda^*}{4} \right) = \frac{d}{dx} \left[\varepsilon(x) \int_0^1 u_t^2(x, \zeta) d\zeta \right] = \frac{d}{dx} \left[\varepsilon(x) U_t^2(x) \int_0^1 f_1^2(\zeta) d\zeta \right] \quad \text{éq.A. 32}$$

En utilisant les expressions précédentes, on trouve l'équation différentielle pour l'épaisseur du film sur la zone de transition à partir de l'équation suivante:

$$\frac{4}{5} \left(\frac{g\varepsilon^3 - 3E_0U_0\nu}{\varepsilon^2} \right) = \frac{d}{dx} \left[\frac{K_1}{\varepsilon} + K_2\varepsilon^2 + K_3\varepsilon^5 \right] \quad \text{éq.A. 33}$$

Avec les coefficients :

$$K_1 = \frac{3264}{2625} (\varepsilon_0 U_0)^2 \quad K_2 = -\frac{41}{2625} \frac{g\varepsilon_0 U_0}{\nu} \quad K_3 = \frac{1}{2625} \frac{g^2}{\nu^2}$$

Et finalement l'équation devient:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{2100\nu^2 (g\varepsilon^3 - 3\varepsilon_0 U_0 \nu)}{5g^2\varepsilon^6 - 82\varepsilon_0 U_0 \nu \varepsilon^3 - 3264(\varepsilon_0 U_0 \nu)^2} \quad \text{éq.A. 34}$$

La résolution analytique permet de trouver l'expression de la vitesse dans la zone de transition :

$$u_t(x, z) = \frac{z}{180\nu\varepsilon^4} \left[\varepsilon_0 U_0 \nu (288\varepsilon^2 - 96z^2) + g\varepsilon^3 (39\varepsilon^2 - 90\varepsilon z + 47z^2) \right] \quad \text{éq.A. 35}$$

Finalement, la vitesse de transition en fonction de l'épaisseur de la couche limite sera

$$u_t(x, z) = \frac{z}{\varepsilon} \left[\frac{U_T}{3} \left(3 - \left(\frac{z}{\varepsilon} \right)^2 \right) + \frac{g\varepsilon^2}{4\nu} \left(1 - \frac{z}{\varepsilon} \right)^2 \right] \quad \text{éq.A. 36}$$

e. Longueurs caractéristiques et coefficient de frottement

En reprenant l'évolution de l'épaisseur du film ruisselant, sur la Figure Annexe 10, nous observons que pour un film mince de un millimètre d'épaisseur et nombre de Reynolds de 30, la longueur d'établissement x_b atteint 5 millimètres, donc, pour une plaque de trente centimètres x_b représente 1.5% du total.

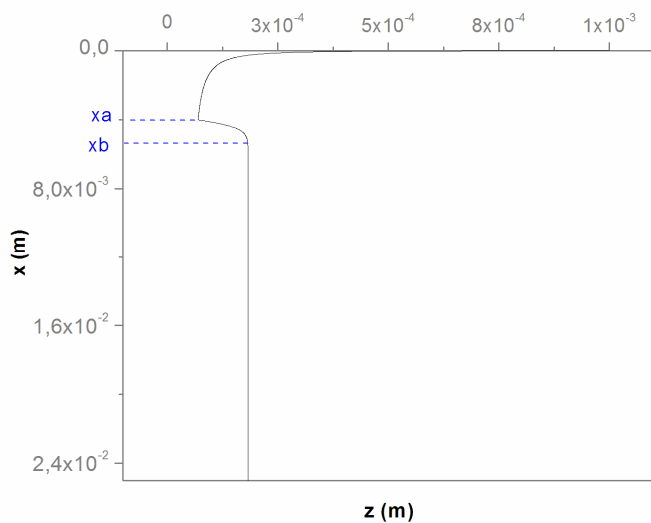


Figure Annexe 10. Simulation de l'évolution de l'épaisseur d'un film ruisselant d'Eau/Bromure de lithium à 50%. Pour un film d'épaisseur initiale 1 mm, et un Reynolds de 30.

Sur la Tableau 6.7, nous observons la dépendance des longueurs caractéristiques x_A et x_b en fonction du nombre de Reynolds. Pour 30 cm de plaque et un Reynolds de 15, x_b représente 0,7 % du total ; pour un Reynolds de 100, x_B atteint 9% de la longueur de plaque.

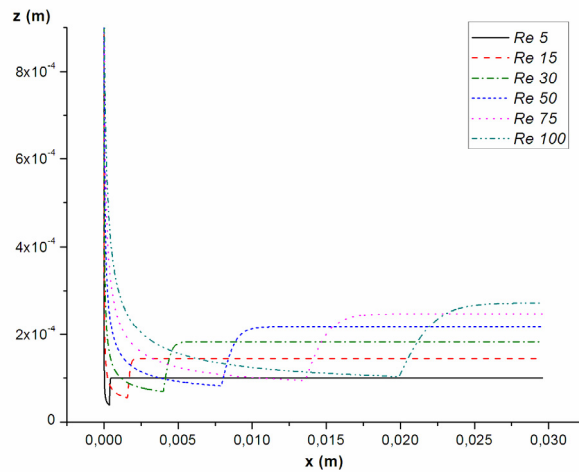


Tableau 6.7. Variation des longueurs caractéristiques du développement x_A et de transition x_B pour une variation de Reynolds de 5 à 100.

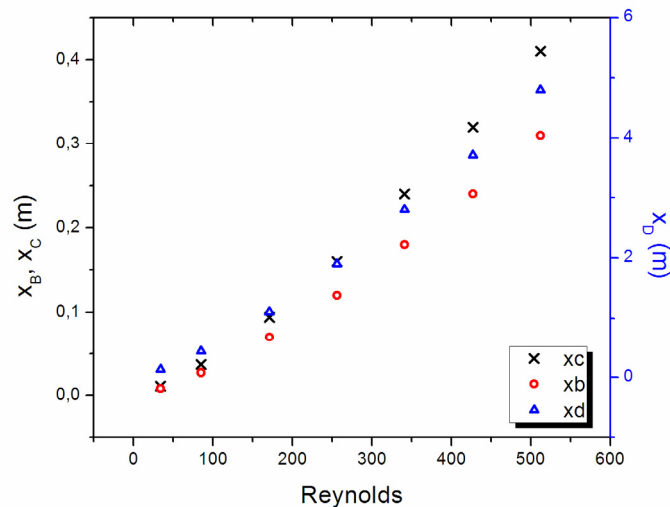


Figure Annexe 11. Comparaison des longueurs caractéristiques d'établissement du régime dynamique x_B , thermique x_C et diffusif x_D en fonction de Reynolds.

L'analyse des résultats du modèle montre que pour un bas nombre de Reynolds l'établissement du régime dynamique est très rapide. L'hypothèse d'un régime dynamiquement établi en entrée de plaque vertical n'est donc pas absurde. Au dessus d'un Reynolds de 300, le régime établi commence prochain à 5 cm, ce qui a des effets sur l'estimation des transferts.

H.2. Débit massique absorbé négligeable par rapport au débit de solution

Le rapport entre le débit absorbé à l'interface et le débit de solution qui ruisselle sur la plaque doit rester négligeable pour que le modèle soit applicable. Dans le Tableau 6.8 sont reportés les valeurs du rapport entre le débit massique absorbé et le débit de solution pour différents débit correspondants à une condition thermodynamique standard ($Y_B = 0.53$, $T_0 = 15^\circ\text{C}$).

On vérifie bien que les hypothèses du modèle sont toujours valides.

Q (l/min)	Re ^x	mabs (kg/s)	M sol (kg/s)	Mabs/Msol (%)
0.21	59	5.41E-05	5.50E-03	0.98
0.51	143	1.03E-04	1.39E-02	0.75
0.73	206	1.44E-04	1.96E-02	0.74
1.01	289	1.85E-04	2.71E-02	0.68

Tableau 6.8. Comparaison entre la masse totale absorbée et la masse de solution qui ruisselle.

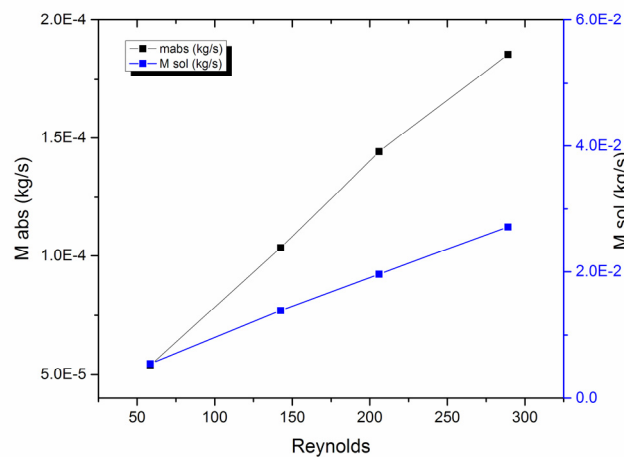


Figure Annexe 12. Masse de solution et masse absorbée au cours des essais adiabatiques pour un nombre de Reynolds variable.

^x La valeur de nombre de Reynolds ($Re = 4\dot{M}_{abs}L^{-1}\mu^{-1}$) dépendra des paramètres à l'entrée de l'absorbeur Y_{B0}, T_0, P_{abs} .

ANNEXE I Perturbation de la température à l'interface par la méthode de la corde.

I.1. La méthode

La condition de couplage des problèmes thermiques et diffusives, donne une équation non linéaire pour la perturbation de la température à l'interface.

$$f(T_i) = h_{LV}^{-1} \dot{q}|_{\varepsilon} - \rho \left(\frac{D_{AB}}{1-Y_A} \right) \frac{\partial Y_A}{\partial z} \Big|_{\varepsilon} = \dot{m}_{Ai}(1) - \dot{m}_{Ai}(2) \quad \text{éq.A. 37}$$

Pour obtenir un calcul performant, les racines de l'équation sont cherchées à l'aide d'un algorithme basé sur la méthode de la corde (Quarteroni 2007). La méthode implémentée suit les étapes suivantes :

1. Définition des conditions initiales

$$T_0, C_0$$

2. Définition des hypothèses de saturation à l'interface pour la première maille.

$$T_i^j = T_{eq}^j(C_0)$$

$$Y_{Ai}^j = Y_{Aeq}^j(T_0)$$

3. Calcul des transferts de masses sur la maille j $\dot{m}_{Ai}^j(1)$ et $\dot{m}_{Ai}^j(2)$ selon :

- La vapeur absorbé pour un film en dilution infini est fonction du flux de chaleur sensible:

$$\dot{m}_{Ai}(1) \Delta h_{lv} = \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{\varepsilon}$$

- La diffusion de masse de vapeur d'eau au film sera :

$$\dot{m}_{Ai}(2) = \left[\rho \left(\frac{D_{AB}}{1-Y_A} \right) \frac{\partial Y_A}{\partial z} \right]_{\varepsilon}$$

4. Estimation de la racine de $f(T_i)$ par implémentation de la méthode de la corde.

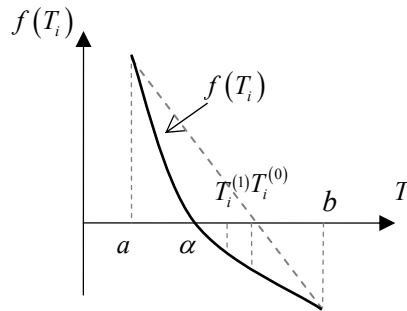


Figure Annexe 13. Deuxième étape de calcul de racines (corde).

Etant la température à l'interface égale à :

$$T_i^{j+1} = T_i^j + \frac{b-a}{f(b)-f(a)} f(T_i^j)$$

5. Estimation de la concentration de saturation à l'interface à partir des corrélations disponibles dans la littérature, voir section I.3.

$$Y_{Ai}^{j+1} = Y_{ASAT}(T_i^{j+1})$$

6. Après l'estimation de la température à l'interface pour la première maille, on procède au calcul de la température à l'interface pour la deuxième maille en partant de la masse absorbée calculée dans la maille précédente.

$$m_{Ai}^{j+1} = m_{Ai}^j + \Delta m_{Ai}^j$$

$$T_i^{j+1} = T_i^j + \Delta T_j$$

éq.A. 38

$$Y_{Ai}^{j+1} = f(T_i^{j+1})$$

7. La méthode continue jusqu'à trouver les racines tout au long du film.

I.2. Organigramme de calcul

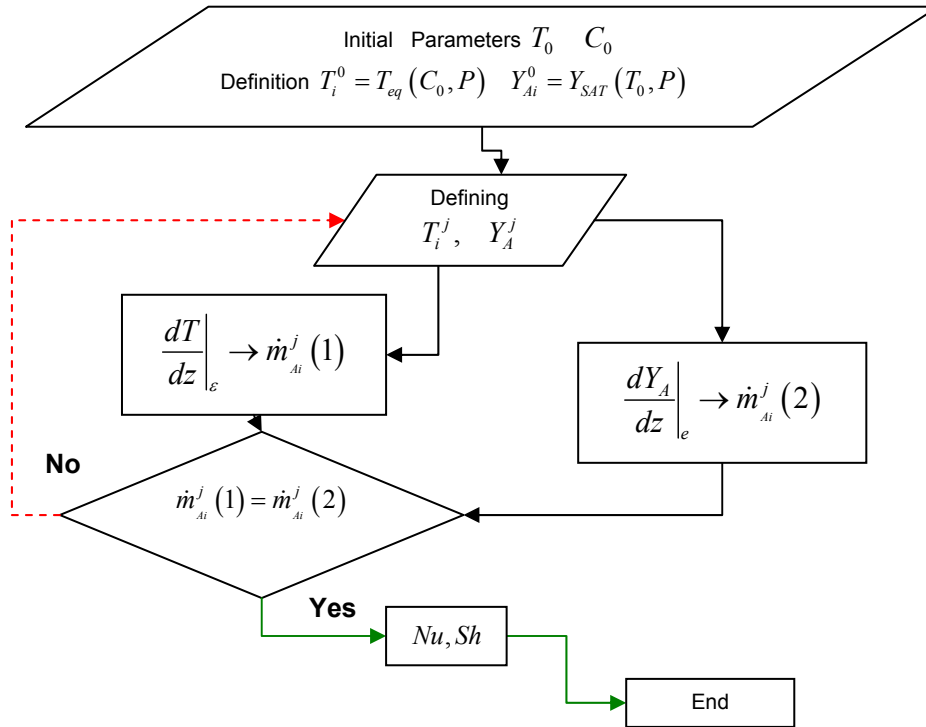


Figure Annexe 14. Organigramme des calculs des transferts par la méthode intégral et la perturbation des conditions d'équilibre à l'interface estimée par la méthode de Lagrange.

I.3. Conditions de saturation à l'interface

La fraction massique de la solution est estimée en fonction de la température et pression de saturation à partir des corrélations du diagramme d'Oldham (ASHRAE 2001).

$$Y_{Ai} = f(T_{SAT}, P_{SAT})$$

$$\text{Avec } f(T_{SAT}, P_{SAT}) = A_0 T_{H_2O}(P_{SAT}) + B_0 - T_{Sol}^{SAT} + \sum_{i=1}^3 A_i T_{H_2O}(P_{SAT}) + B_i^{xi}$$

$$xi \quad A_0 = -2.00755 \quad A_1 = 1.6976E-1 \quad A_2 = -3.133362 \quad A_3 = 1.97688E-5$$

$$B_0 = 3.21128E2 \quad B_1 = -1.9322E1 \quad B_2 = 3.74382E-1 \quad B_3 = -2.0637E-3$$